

Кинетика процессов намагничивания в квазиодномерном изинговском суперантиферромагнетике $[(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{CoCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

А.С. Черный, Е.Н. Хацько, А.И. Рыкова, А.В. Еременко

*Фізико-технічний інститут низких температур ім. Б.І. Веркина НАН України
пр. Леніна, 47, г. Харків, 61103, Україна
E-mail: cherny@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 16 мая 2012 г.

Проведены исследования процессов перемагничивания монокристалла CoTAC в диапазоне температур 4,2–0,5 К. Исследованы зависимости релаксационных процессов от магнитного поля, температуры и времени. Показано, что полученные результаты описываются в модели взаимодействующих суперпарамагнитных образований — нанокластеров. Определены характерные константы взаимодействия, энергия барьеров и размер доменов.

Проведено дослідження процесів перемагнічування монокристалу CoTAC в діапазоні температур 4,2–0,5 К. Досліджено залежності релаксаційних процесів від магнітного поля, температури та часу. Показано, що отримані результати описуються в моделі взаємодіючих суперпарамагнітних утворень — нанокластерів. Визначено характерні константи взаємодії, енергія бар'єрів і розмір доменів.

PACS: **75.30.-m** Специфические свойства магнитоупорядоченных материалов;
75.10.Nr Спиновое стекло и другие нерегулярные модели;
75.40.Cx Статические свойства;
75.40.Gb Динамические свойства.

Ключевые слова: нанокластеры, супермагнитные образования, релаксационные процессы.

Соединение триметиламиниевый хлорид кобальта $[(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{CoCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, обозначаемый как CoTAC , относится к обширной серии металлоорганических соединений с общей формулой $[(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{MX}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ($\text{M} = \text{Mn}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Fe}$, $\text{X} = \text{Br}$ или Cl). Интерес к этим соединениям вызван перспективами их использования в современной электронике и компьютерной технике.

Как следует из [1–4] $[(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{CoCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (CoTAC) соединение представляет собой квазиодномерный четырехподрешеточный антиферромагнетик с параметрами решетки $a = 16,671 \text{ \AA}$, $b = 7,273 \text{ \AA}$, $c = 8,113 \text{ \AA}$, пространственная группа $Pnma$ (D_{2h}^{16}). Ионы Co^{2+} образуют структурные цепочки вдоль оси b с расстоянием между ионами $3,636 \text{ \AA}$. Ниже температуры антиферромагнитного упорядочения $T_N = 4,125 \text{ К}$ CoTAC ионы Co^{2+} образуют ферромагнитные изинговские цепочки вдоль оси b с ферромагнитным обменным взаимодействием $J_b/k = 13,8 \text{ К}$, магнитные моменты лежат в плоскости ac и отклонены от оси c на небольшой угол $\varphi = \pm 12^\circ$. Вдоль оси c ионы Co^{2+} связаны тоже

ферромагнитным, но значительно меньшим взаимодействием: $J_c/k = 0,14 \text{ К}$. Таким образом, в плоскости bc образуются ферромагнитные плоскости, в каждой из которых все моменты параллельны между собой, а в соседних плоскостях моменты развернуты от оси c на угол φ с противоположным знаком. Между соседними ферромагнитными плоскостями вдоль оси a существует антиферромагнитное обменное взаимодействие величиной $J_a/k = -0,008 \text{ К}$, которое в нулевом магнитном поле приводит к антиферромагнитному дальнему порядку. Такие вещества — антиферромагнетики, образованные сильно связанными ферромагнитными цепочками, связанными слабым антиферромагнитным обменом, принято называть суперантиферромагнетиками [5]. Расположение моментов атомов Co в плоскости ac показано на рис. 1. Видно, что в направлении оси a существуют спонтанный магнитный момент и два варианта упорядоченного состояния CoTAC с противоположным направлением спонтанного магнитного момента, обозначенные на рис. 1 как I и II. Это обуславливает

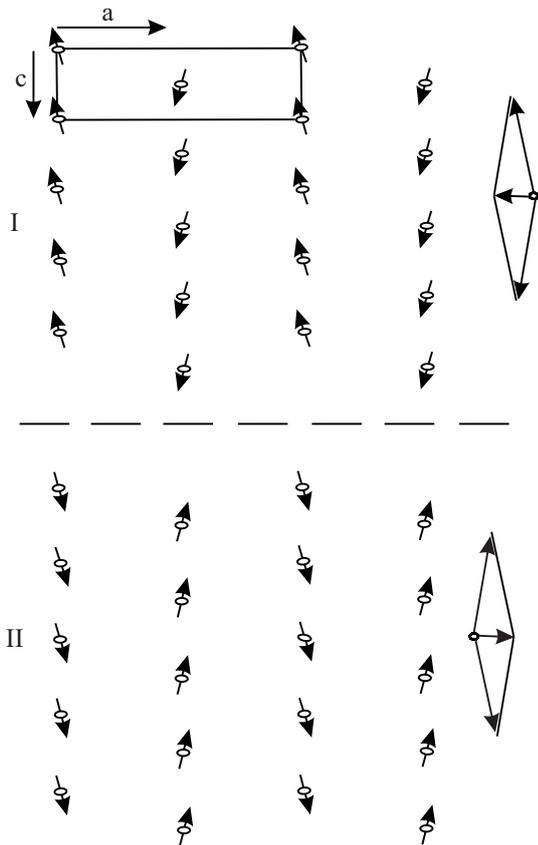


Рис. 1. Расположение магнитных моментов ионов Co^{2+} в плоскости ac монокристалла CoTAS . Прямоугольником выделена элементарная ячейка.

возможность существования системы магнитных доменов с моментами вдоль оси a , благодаря которой в отсутствие магнитного поля магнитный момент образца равен нулю. На рис. 1 также видно, что в плоскости ac в каждой элементарной ячейке (на рисунке обозначенной прямоугольником) находятся два иона Co^{2+} , у которых проекции моментов на ось c имеют противоположное направление. Эти ионы связаны антиферромагнитным взаимодействием J_a . Так как энергия анизотропии магнитных атомов Co^{2+} в решетке CoTAS значительно превышает энергию антиферромагнитного обменного взаимодействия J_a [6], то приложение внешнего магнитного поля вдоль оси c приводит к метамагнитному фазовому переходу, который происходит в поле $H_c = 64$ Э. Таким образом, в полях выше H_c CoTAS можно рассматривать как ферромагнетик.

В [4] отмечалось наличие релаксационных процессов в упорядоченном состоянии CoTAS , связанных с наличием магнитных доменов. Получена температурная зависимость времени релаксации в низкочастотном диапазоне. Предварительные измерения показали, что при низких температурах (ниже 2 К) в намагниченности вдоль оси a наблюдаются эффекты последействия: магнитная вязкость — плавное нарастание или умень-

шение намагниченности при резком включении или выключении магнитного поля. Целью нашей работы было исследование кинетики намагниченности M и зависимости релаксационных процессов как от магнитного поля, так и от времени в диапазоне температур от T_N до максимально экспериментально достижимых низких ($\approx 0,5$ К), а также измерение температурных зависимостей магнитного момента ниже температуры упорядочения в разных режимах измерений.

Техника измерений

Измерение намагниченности производилось при помощи вибрационного магнитометра. Магнитное поле от 0 до 20 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом. Так как сверхпроводящий соленоид в обесточенном состоянии может содержать замороженные поля, создающие дополнительные неудобства, применялся медный соленоид с максимальным полем около 2 кЭ. Это позволяло обнаруживать гистерезис намагниченности образца величиной до 1 Э. Измерения проводили в интервале температур от 4,2 до 0,5 К. Температуры до 1,8 К получали откачкой ^4He , а до 0,5 К — ^3He . Температуру измеряли угольным термометром, калиброванным по арсенид-галлиевому термометру и по температурам сверхпроводящего перехода индия, олова, алюминия, галлия. Измерения кинетики процессов намагниченности проводили при помощи вибрационного магнитометра, сигнал с которого подавался на самописец с разверткой времени. Образцы изготовляли медленным выпариванием стехиометрических количеств пропилендиаммония хлора и хлорида кобальта. Характерный объем образцов составлял $3\text{--}5\text{ мм}^3$ с массой 6–10 мг.

Вибрационный магнитометр был построен по традиционной схеме: в качестве вибратора, находящегося в верхней части криостата при комнатной температуре, была использована электромагнитная система динамического громкоговорителя мощностью 3 Вт. Колебания вибратора передавались к образцу через шток — тонкостенную трубочку из нержавеющей стали диаметром 1 мм и длиной 60 см. Образец находился между двух катушек с противоположным направлением намотки, соединенных последовательно. Всю эту систему вместе с термометром помещали в герметичный контейнер — тонкостенную трубу из нержавеющей стали диаметром 15 мм, в которую напускали теплообменный газ ^4He . Нижний конец контейнера, где находились катушки с образцом, вставляли в сверхпроводящий или медный соленоид, находящийся в гелиевой емкости криостата с жидким ^4He . Сигнал от катушек подавался на предварительный усилитель синхронного усилителя-преобразователя типа УПИ-2, откуда сигнал, пропорциональный намагниченности образца, поступал на двухкоординатный самописец.

При измерениях ниже 1 К вместо контейнера в виде обычной одностенной трубы использовали трубу с таким же внешним диаметром, нижний конец которой на длине порядка 25 см заменяли двухстенной трубой с зазором около 0,3 мм, создавая вакуумную рубашку. Верхний конец такого контейнера при помощи гибкого металлического шланга соединялся с адсорбционным насосом и баллоном с газообразным He^{3+} . В качестве адсорбционного насоса использовался отдельный гелиевый криостат с емкостью для активированного угля. В откачанный контейнер напускался газообразный He^{3+} , нижний конец контейнера охлаждался до 4,2 К. Затем откачивался жидкий He^{4+} рабочего криостата до 2 К. При этом He^{3+} из баллона конденсировался в нижнем конце контейнера, заполняя его вместе с катушками, термометром и образцом. После этого перекрывался доступ газообразного He^{3+} в контейнер из баллона и включался адсорбционный насос. Такая система позволяет легко получать температуру до 0,5 К. При температурах ниже 1 К вибрация образца может сказаться на достижимости минимальной температуры, так как образец находится в жидком He^{3+} . Для этого необходимо частоту и амплитуду колебаний образца отрегулировать так, чтобы сделать это влияние минимальным.

Результаты измерений

Как было сказано выше, в упорядоченном состоянии монокристалл CoTAC представляет собой систему магнитных доменов, образованных состояниями I и II (рис. 1) с магнитными моментами вдоль и против оси a . Поэтому, если приложить поле вдоль оси a , то объем доменов с моментами вдоль поля увеличивается за счет объема доменов, моменты которых направлены против поля. Как правило, в малых полях это происходит благодаря движению доменных границ. Результаты измерений кривых намагничивания $M(H)$ при нескольких температурах показаны на рис. 2. При температурах не очень низких, но ниже T_N намагниченность резко возрастает и в полях порядка 200 Э выходит на насыщение. Наклон кривой $M(H)$ определяется в основном размагничивающим фактором образца. При циклическом перемагничивании образуется петля гистерезиса, что подтверждает наличие доменов и доменных границ.

Как видно на рис. 2, ниже температуры упорядочения в интервале температур от 3,33 до 2,88 К ширина петли гистерезиса не меняется и равна 10 Э. Согласно [4], в интервале температур от 4 до 2 К постоянная времени релаксации намагниченности изменяется от 10^{-3} с до 10^{-1} с. Поэтому при типичной скорости протяжки поля около 10 Э/с гистерезис при этих температурах является статическим, т.е. время релаксации $\tau_{\text{рел}}$ значительно меньше времени эксперимента t_{exp} . При понижении температуры ниже 2 К постоянные време-

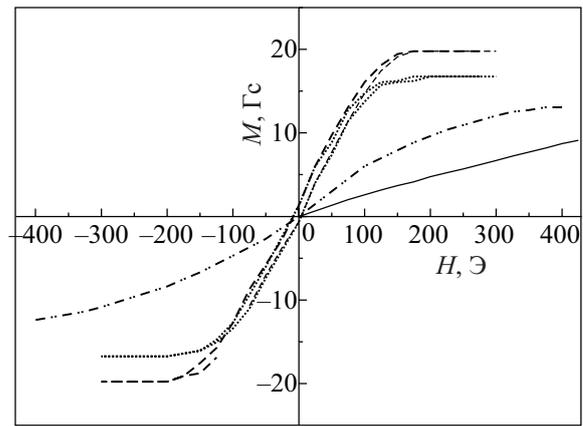


Рис. 2. Зависимости $M(H)$ монокристалла CoTAC вдоль оси a при температурах T , К: 4,2 (—), 3,97 (---), 3,37 (···), 2,88 (— · —).

ни релаксации становятся сравнимы с временем проведения эксперимента ($t_{\text{exp}} \approx 10-10^3$ с). В этих условиях были проведены измерения зависимости намагниченности образца от времени при изменении направления поля. Так как постоянная времени релаксации зависит не только от температуры, но и от приложенного поля, мы исследовали зависимости $\tau(T)$ и $\tau(H)$. Для определения постоянных времени релаксации был выбран режим перемагничивания образца при заданной величине магнитного поля. Эксперимент проводили следующим образом. Устанавливалась определенная температура образца, включалось поле (как правило, порядка поля насыщения или больше), затем резко переключалось направление поля. Такая процедура занимала несколько десятых долей секунды. На самописце при этом записывалась зависимость $M(t)$, соответствующая переходу образца из состояния в поле $+H$ в состояние в поле $-H$. Из кривых $M(t)$, которые, как и ожидалось, были экспоненциальными, определялась постоянная времени τ .

Этот же эксперимент проводился и в другом варианте: фиксировалась температура эксперимента, а для получения зависимости $\tau(H)$ изменялась величина перемагничивающего поля. Результаты этих экспериментов показаны на рис. 3 и 4.

При дальнейшем понижении температуры, когда величина постоянной времени достигает десятков и сотен секунд, вид зависимости $M(H)$ при постоянной температуре существенно зависит от скорости протяжки поля. При больших скоростях протяжки относительно изменения намагниченности наблюдается явление динамического гистерезиса. В наших экспериментах не было возможности изменения скорости протяжки поля в широких пределах ($S = (100 \pm 50)$ Э/с). Поэтому мы снимали зависимости $M(H)$ при фиксированных значениях температуры с постоянной скоростью протяжки поля на протяжении всего эксперимента. В результате были по-

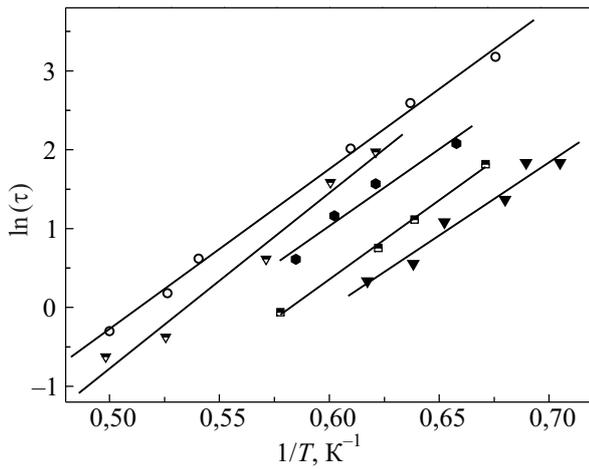


Рис. 3. Зависимость постоянной времени τ CoTAC от температуры при H , Э: 105 (○), 140 (▼), 350 (■), 420 (●), 525 (▽).

лучены петли гистерезиса, ширина которых увеличивается с понижением температуры, достигая 5–7 кЭ при 0,5 К. Типичная петля гистерезиса приведена на рис. 5.

Кроме того, ниже температуры упорядочения до температуры порядка 0,6 К снимались температурные зависимости магнитного момента. Измерения проводили в двух режимах: при охлаждении без магнитного поля (ZFC) и при охлаждении в магнитном поле (FC).

Обсуждение результатов

В упорядоченном состоянии CoTAC обладает спонтанным магнитным моментом вдоль оси a (см. рис. 1). С другой стороны, как следует из работ [4,6], в CoTAC существует анизотропия с энергией, значительно превышающей обменные взаимодействия в плоскости ac . Об этом также свидетельствует наличие метамагнитного фазового перехода при приложении поля вдоль оси c .

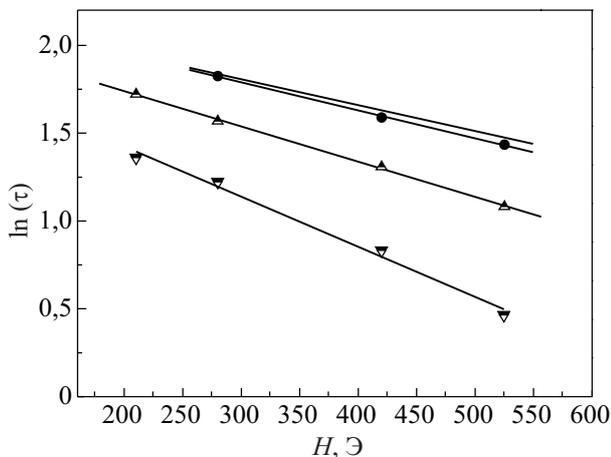


Рис. 4. Зависимость постоянной времени τ CoTAC от внешнего магнитного поля при T , К: 1,5 (—), 1,54 (●), 1,67 (▲), 1,81 (▼).

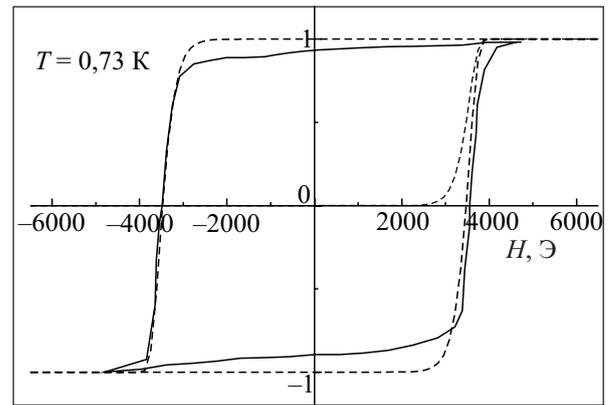


Рис. 5. Петля гистерезиса магнетика CoTAC вдоль оси a при температуре 0,73 К. Сплошная линия — эксперимент, пунктирная — теория.

В этих условиях, как показано в работах [7,8], магнитные домены разделяются узкими доменными границами (УДГ). Ширина доменной границы δ в основном определяется соотношением анизотропии K и обмена J : $\delta \sim \sqrt{J/K}$. При больших значениях отношения K/J ширина доменных границ сильно уменьшается вплоть до единиц межатомных расстояний и это оказывает существенное влияние на динамику доменных границ — чем уже доменная граница, тем меньше ее подвижность при перемагничивании. Как отмечается в [7], такие дефекты как дислокации, дефекты упаковки могут снижать поле зарождения узких доменных границ. В результате при определенных условиях в таком магнетике может образоваться система магнитных доменов с неподвижными доменными границами. Это аналогично ансамблю не взаимодействующих или слабо взаимодействующих монодоменных частиц, обычно называемому суперпарамагнетиком. Характерной особенностью суперпарамагнетиков является наличие магнитной релаксации с очень большими постоянными времени, экспоненциально зависящими от температуры и магнитного поля. Подобное поведение наблюдается и в CoTAC в упорядоченном состоянии, поэтому для анализа экспериментальных результатов была использована теория, описывающая магнитное поведение ансамбля однодоменных частиц [9–15]. Различные варианты подхода и описания модели этой задачи имеют общую основу и отличаются степенью приближения и деталями конкретной модели. Мы будем пользоваться наиболее простым вариантом описания, который сводится к следующему. Рассматривается однодоменная частица объема V с константой одноосной анизотропией K и магнитным моментом вдоль оси анизотропии μ . Такая система имеет два минимума энергии, соответствующие противоположным направлениям магнитного момента вдоль оси легкого намагничивания, которые разделены потенциальным барьером $\Delta E = KV$. Максимум барьера соответствует

ориентации магнитного момента перпендикулярно оси легкого намагничивания. Вероятность r спонтанного перехода однодоменной частицы из одного состояния в другое

$$r = f_0 \exp(-\Delta E / kT). \quad (1)$$

Если образец, состоящий из множества однодоменных частиц одинакового объема V , намагнитить до насыщения, а затем быстро выключить поле, то суммарная намагниченность будет подчиняться следующей зависимости от времени t :

$$M = M_S \exp(-t / \tau), \quad (2)$$

где

$$\tau = A \exp(\Delta E / kT), \quad (3)$$

M_S — намагниченность насыщения образца, τ — постоянная времени релаксации, A — константа.

Быстрое приложение поля H к размагниченному образцу приводит к возрастанию его намагниченности по закону

$$M = M_S [1 - \exp(-t / \tau)]. \quad (4)$$

Постоянная времени τ теперь будет равна

$$\tau = A \exp \left(\Delta E \left(1 - \frac{H}{H_0} \right)^2 / kT \right). \quad (5)$$

Слагаемое H/H_0 в показателе экспоненты учитывает тот факт, что приложенное поле уменьшает потенциальный барьер на величину μH .

В наших экспериментах измерения намагниченности в зависимости от времени проводились при перемагничивании образца путем мгновенного переключения поля от $+H$ до $-H$. В этом случае намагниченность описывается формулой

$$M = M_S [2 \exp(-t / \tau) - 1]. \quad (6)$$

Если в (6) вместо τ подставить ее значение из (5), то в результате получим формулу, определяющую поведение намагниченности образца в зависимости от температуры T , поля H и времени t при перемагничивании:

$$M = M_S \left[2 \exp \frac{t}{A \exp[\Delta E (1 - H / H_0)^2 / kT]} - 1 \right]. \quad (7)$$

Как отмечалось выше, при понижении температуры постоянная времени релаксации τ может достигать значений, сравнимых с временем проведения эксперимента (10^{-10} – 10^{-3} с) и даже значительно его превышать. Поэтому при протяжке поля с конечной скоростью наблюдается явление динамического гистерезиса вследствие отставания изменений намагниченности образца от изме-

нений магнитного поля ($dM/dt < dH/dt$). Этот эффект усиливается тем, что τ зависит от приложенного магнитного поля (τ уменьшается с ростом H). Для описания этого процесса в формуле (7) сделаем замену переменной: $t = H/S$, где S — скорость протяжки поля, после чего имеем:

$$M = M_S \left[2 \exp \frac{H}{AS \exp \tau} - 1 \right]. \quad (8)$$

Эту формулу можно использовать для проверки пригодности нашей модели для описания экспериментальных результатов, в частности для описания петель динамического гистерезиса. Для этого необходимо определить константы A , ΔE , H_0 , S . Константы A и ΔE определяются из зависимости $\tau(T)$ с использованием формулы (3). В нашем случае $\Delta E = 23,3$ К, $A = 1,04 \cdot 10^{-4}$ с. Константа H_0 была определена из зависимости $\tau(H)$ при постоянной температуре. Найдено, что зависимость $\ln \tau(H)$ хорошо описывается прямой линией, таким образом, $\tau(H)$ — экспонента. Это подтверждает соотношения в формуле (5). H_0 при этом равно 143 Э. Скорость протяжки поля S в наших экспериментах была равна 140 Э/с. Подставив полученные параметры в формулу (8), получим выражение для M , в котором переменной является величина приложенного магнитного поля. В результате получаем петлю гистерезиса, которую можно сравнить с полученной при данной температуре. В качестве примера на рис. 5 приведена кривая перемагничивания вдоль оси a при температуре 0,73 К. Видно, что описание эксперимента вполне удовлетворительное. Используя формулу (8), можно также определить ширину петли гистерезиса и построить зависимость ширины петли от температуры и сравнить эту зависимость с экспериментальной. Такое сравнение приведено на рис. 6. Видно, что экспериментальные данные достаточно хорошо описываются предложенной моделью.

Используя выражения для потенциального барьера $\Delta E = KV$ и соотношения (5), а также полученные экспериментальные данные, можно оценить величину константы анизотропии K и величину релаксирующего объема V . Из (5) получаем соотношение $H_0 = K/M_S$. Подставляя экспериментальные значения H_0 и M_S , получаем $K = 150$ Дж/м³. Релаксирующий объем при этом получается равным $V = 2,16 \cdot 10^{-18}$ см³, т.е. речь идет об образованиях с линейными размерами около 15 нм.

Для проверки модели однодоменных частиц были проведены измерения температурных зависимостей магнитного момента в области температур ниже 2,5 К. Результаты приведены на рис. 7. Видно, что ниже 2 К кривые $M(T)$ охлаждения в поле (FC) и без поля (ZFC) расщепляются. Если исходить из концепции ансамбля суперпарамагнитных частиц, то температуру расщепления T^* следует рассматривать как температуру бло-

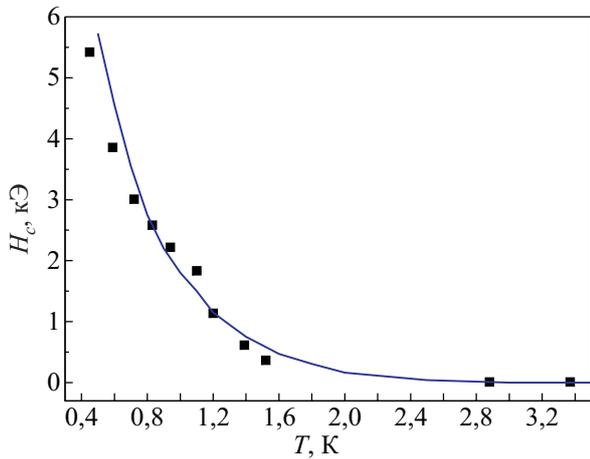


Рис. 6. Температурная зависимость ширины петли гистерезиса (силы коэрцитивности) H_c . CoTAC. Точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

кировки суперпарамагнитных областей. Полевая зависимость этой температуры, согласно [16,17], может быть описана выражениями

$$T^*(H) = T^*(0) \left(1 - \frac{H}{H_0} \right)^2 \quad (9)$$

для невзаимодействующих суперпарамагнетиков (здесь $T^*(0)$ — температура блокировки в нулевом поле, H_0^* — константа), или

$$T^*(H) = \frac{T^*(0)}{1 + \beta H} \quad (10)$$

для ансамбля взаимодействующих суперпарамагнитных частиц ($T^*(0)$ — температура блокировки в нулевом поле, H — внешнее магнитное поле, β — константа).

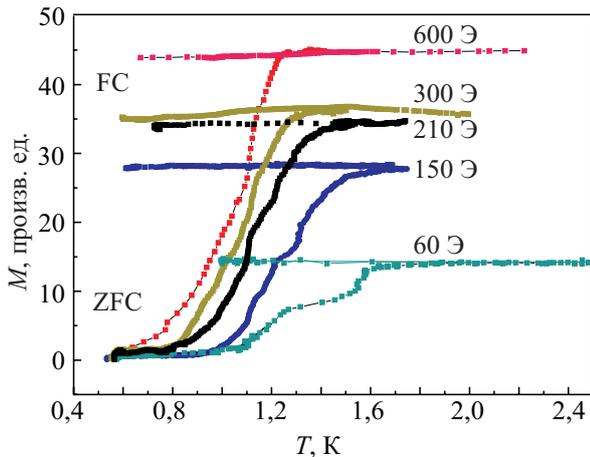


Рис. 7. Температурные зависимости магнитного момента вдоль оси a , снятые в режиме ZFC и FC в интервале температур 2,4–0,5 К и магнитных полей 60–600 Э.

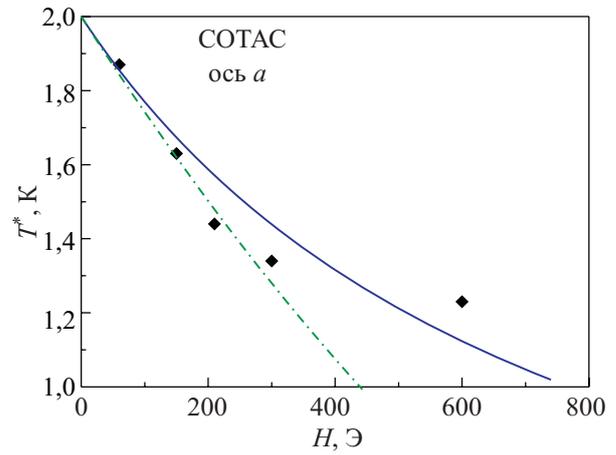


Рис. 8. Полевая зависимость температуры расщепления T^* кривых ZFC и FC. Точки — эксперимент, линии — теория. Штрих-пунктирная — невзаимодействующий суперпарамагнетик, сплошная линия — взаимодействующий суперпарамагнетик.

Результаты аппроксимации с параметрами $T^* = 2$ К, $H_0 = 1500$ Э, $\beta = 0,0013$ 1/Э приведены на рис. 8. Видно, что модель взаимодействующих суперпарамагнитных образований удовлетворительно описывает эксперимент. Это представляется разумным, поскольку без такого взаимодействия дальний порядок в системе не может реализоваться.

Авторы пользуются случаем поблагодарить В.В. Еременко за стимулирование настоящих исследований, интерес к работе и плодотворное обсуждение.

1. B.D. Losee, J.N. McElearney, G.E. Shankle, R.L. Carlin, P.J. Cresswell, and Ward T. Robinson, *Phys. Rev. B* **8**, 2185 (1973).
2. R.D. Spense and A.C. Botteman, *Phys. Rev. B* **9**, 2993 (1974).
3. Yuichi Okuda, Hiroshi Nishikawa, and Motohiro Matsuura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 31 (1981).
4. H.A. Groenendijk and A.J. van Duynveldt, *Physica B* **115**, 41 (1962).
5. М.А. Юришев, *ЖЭТФ* **128**, 1227 (2005).
6. М.И. Кобец, Е.Н. Хацько, В.А. Пашенко, А.С. Черный, К.Г. Дергачев, В.Г. Борисенко, *ФНТ* **28**, 1251 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 889 (2002)].
7. А.В. Дерягин, *УФН* **120**, 393 (1976).
8. B. Barbara, G. Fillion, D. Gignoux, and R. Lemaire, *Solid State Commun.* **10**, 1149 (1972).
9. C.P. Bean and J.D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **10**, 120S (1959).
10. W.F. Brown, Jr., *J. Appl. Phys.* **10**, 130S (1959).
11. L. Folks and R. Street, *J. Appl. Phys.* **76**, 6391 (1994).
12. M.P. Sharrock, *J. Appl. Phys.* **77**, 6413 (1994).
13. R.V. Chamberlin, *J. Appl. Phys.* **76**, 6401 (1994).

14. R.V. Chamberlin and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1606 (1991).
15. R.W. Chantrell, A. Liberattos, M. El-Hilo, and K. O'Grady, *J. Appl. Phys.* **76**, 6407 (1994).
16. R.W. Chantrell and P. Wohlfarth, *Phys. Status Solidi (a)* **91**, 619 (1985).
17. P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, M. Knobel, M.A. Novak, and W.C. Nunes, *Phys. Rev. B* **64**, 144420 (2001).

Kinetics of magnetization reversal processes in
quasi-one-dimensional Ising superantiferromagnet
 $[(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{CoCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

A.S. Chernyi, E.N. Khatsko, A.I. Rykova, and
A.V. Yeremenko

The measurement data on the processes of magnetization reversal of a CoTAC single crystal in a tem-

perature range 4.2–0.5 K are reported. The relaxation processes are studied as a function of magnetic field, temperature and time. It is shown that the data can be described by the model of interacting superparamagnetic formations — nanoclusters. Typical constants of the interaction, barrier energy and domain size are determined.

PACS: **75.30.-m** Intrinsic properties of magnetically ordered materials;
75.10.Nr Spin-glass and other random models;
75.40.Cx Static properties;
75.40.Gb Dynamic properties .

Keywords: nanoclusters, superparamagnetic formations, relaxation processes.