

Анизотропия магнитных свойств бездвойникового монокристалла $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$

© В.И. Гатальская^{*,**}, М. Baran^{**}, R. Szymczak^{**}, H. Szymczak^{**}, С.Н. Барило^{*}, Г.Л. Бычков^{*}, С.В. Ширяев^{*}

* Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии, 220072 Минск, Белоруссия

** Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02-688 Warsaw, Poland

E-mail: v_gatal@ifftp.bas-net.by

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 25 апреля 2006 г.)

Изучены магнитные характеристики бездвойникового монокристалла $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$. Показано, что в интервале температур $2\text{K}-T_c$ (250 К) ионы Co обнаруживают поведение изингового типа с легкой осью вдоль a -оси. При понижении температуры от 300 К происходит ряд магнитных фазовых переходов для $H \parallel a$. В области антиферромагнитного упорядочения ионов Co^{3+} наблюдаются метамагнитные переходы при полях, значения которых зависят от температуры. Проведены оценки величин конкурирующих взаимодействий в кристалле.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Белоруссии (грант № Ф05-129), Комитетом по науке Польши (грант RDN 1PO3B 038 27) и NATO-linkage grant PST-CLG 979369.

PACS: 75.50.Dd, 75.30.Gw, 75.30.Cr, 75.30.Et

1. Введение

Редкоземельные слоистые кобальтиты, допированные барием, с общей формулой $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ (R — Y и редкоземельные элементы, $0 \leq \delta \leq 1$) характеризуются широким спектром структурных, спиновых, магнитных переходов, а также явлениями спинового, зарядового, орбитального упорядочения [1–19]. Разнообразие свойств такого рода соединений обусловлено главным образом 2D-размерностью структуры и различными спиновыми состояниями ионов кобальта. Величина внутрикристаллического поля и внутриатомных обменных энергий в такой системе сопоставимы, и в зависимости от их соотношения ионы Co^{3+} могут находиться в низкоспиновом (LS, $S = 0$, $t_{2g}^6 e_g^0$), промежуточном (IS, $S = 1$, $t_{2g}^5 e_g^1$) и высокоспиновом (HS, $S = 2$, $t_{2g}^4 e_g^2$) состояниях. Ионы Co^{4+} могут обладать LS- ($S = 1/2$, $t_{2g}^5 e_g^0$), IS- ($S = 3/2$, $t_{2g}^4 e_g^1$) или HS- ($S = 5/2$, $t_{2g}^3 e_g^2$) состояниями [1,2,13]. Перовскитоподобную структуру $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ можно представить в виде цепочек $\text{CoO}_2\text{—BaO—CoO}_2\text{—RO}_\delta$ в плоскости, перпендикулярной оси c . Содержание кислорода, с успехом варьируемое термообработкой этих соединений, контролирует среднюю валентность ионов кобальта (+3.5 для $\delta = 1$, +3 для $\delta = 0.5$, +2.5 для $\delta = 0$), а также их координационное окружение [4]. При этом наблюдается тенденция к размещению вакансий кислорода в R -плоскостях. Координационное окружение ионов кобальта может быть пирамидальным CoO_5 или октаэдрическим CoO_6 , что сильно влияет на спиновое состояние кобальта. Для $\delta = 0$ ионы кобальта имеют только пирамидальное окружение; для $\delta = 0.5$ октаэдры и пирамиды располагаются попеременно вдоль оси a ; для $\delta = 1$ существует только октаэдрическое окружение ионов кобальта [4,5]. Как показано в [4], максимально достижимая величина δ в синтезированных на воздухе

в сходных условиях керамических образцах зависит от ионного радиуса R -элемента: чем больше радиус, тем выше δ . Например, для празеодима ($r_A = 1.13 \text{ \AA}$) было получено $\delta = 0.7\text{--}0.85$, для гольмия ($r_A = 1.04 \text{ \AA}$) — $\delta = 0.3$. Для самых больших (Pr, Nd) и самых малых (Dy и Ho) катионов структура $R\text{BaCo}_2\text{O}_5$ является тетрагональной. Для катионов с промежуточными радиусами (Sm, Eu, Gd, Tb) наблюдаются сильные октаэдрические искажения [4].

Особый интерес представляют двойные кобальтиты с $\delta = 0.5$. В ряде работ [1,2,4,6–12] изучены переход металл–диэлектрик, магниторезистивный эффект, изменение спинового состояния в парамагнитной (PM) фазе, магнитные фазовые переходы, обусловленные конкурирующими ферромагнитными (FM) и антиферромагнитными (AFM) взаимодействиями, в этом классе соединений. Несмотря на значительный интерес к изучению свойств системы $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$, не получено исчерпывающей картины магнитной структуры, электронных состояний ионов кобальта и связанных с ними переходов PM–FM–AFM при изменении температуры (магнитного поля). Результаты порошковой синхротронной и нейтронографической дифрактометрии $R\text{BaCo}_2\text{O}_5$ ($R = Y, \text{Ho, Dy, Tb}$) [20–22], как и расчетов зонной структуры, выполненных на основе $Y\text{BaCo}_2\text{O}_5$ [22,23], весьма противоречивы.

Отметим, что большинство работ выполнено на керамических образцах, полученных по стандартной твердотельной технологии. Изучение монокристаллов $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ имеет несомненное преимущество при решении задач, связанных, например, с анизотропией магнитных характеристик этих соединений. Существует несколько работ, в том числе наших, по исследованию монокристаллов двойных кобальтитов с $R = \text{Gd}$ [9,10,12], Tb [24–27], Eu [18,28]. Необходимо от-

метить, что упорядочение кислорода в $\text{RO}_{0.5}$ -плоскостях приводит к переходу из тетрагональной в орторомбическую структуру, сопровождаемому возникновением двойников в кристалле. Последнее усложняет интерпретацию экспериментальных результатов, поскольку направления a и b становятся неразличимыми. Только в бездвойниковом монокристалле можно провести корректное измерение анизотропии магнитных свойств этих объектов. Нам известно всего несколько работ, выполненных на бездвойниковых кристаллах с $R = \text{Gd}$ [9,10], Tb-Dy [26], Eu [18].

В нашей работе [28] было проведено систематическое исследование магнитных характеристик двойникового монокристалла $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ (ЕВС). Целью настоящей работы является изучение анизотропии бездвойникового монокристалла ЕВС для более глубокого понимания механизмов, ответственных за фазовые магнитные переходы в слоистых двойниковых кобальтатах.

2. Методика эксперимента

Монокристаллы ЕВС были выращены методом спонтанной кристаллизации из сверхстехиометрического раствора-расплава [28]. Выращенные кристаллы обладали тетрагональной симметрией ($P4/mmm$) и имели типичную форму плоских прямоугольных параллелепипедов. Поскольку в монокристаллах ЕВС был дефицит кислорода ($\delta < 0.5$), они были отожжены в течение 20 h при 600°C в атмосфере кислорода ($P_{\text{O}_2} = 3 \text{ atm}$) и затем охлаждены со скоростью 10°C/h до комнатной температуры. Далее в процессе удаления двойников (детвиннинга) кристаллы были подвергнуты одноосному сжатию вдоль оси a с одновременной термообработкой при 300°C в проточном кислороде в течение 12 h. Согласно рентгеновским данным, монокристаллы ЕВС обладали орторомбической структурой без примеси других фаз. Доля разориентированных областей (которая характеризует качество детвиннинга), определенная с помощью оптического микроскопа в поляризованном свете, составляет менее 3–4%. Содержание кислорода было оценено как $\delta = 0.50 \pm 0.02$.

Измерения намагниченности $M(H, T)$ монокристалла ЕВС проведены с помощью СКВИД-магнитометра (Quantum design, MPMS-5) в температурном интервале 2–300 K в магнитных полях до 5 T для направлений $H \parallel a, b, c$.

3. Результаты измерений

Результаты измерений температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ для бездвойникового монокристалла ЕВС для трех направлений магнитного поля в режиме ZFC в поле 600 Oe приведены на рис. 1. Отметим, что измерения $M(T)$ в плоскости (ab) являются прекрасным способом оценки качества детвиннинга в объеме кристалла. Как следует из рис. 1, анизотропия

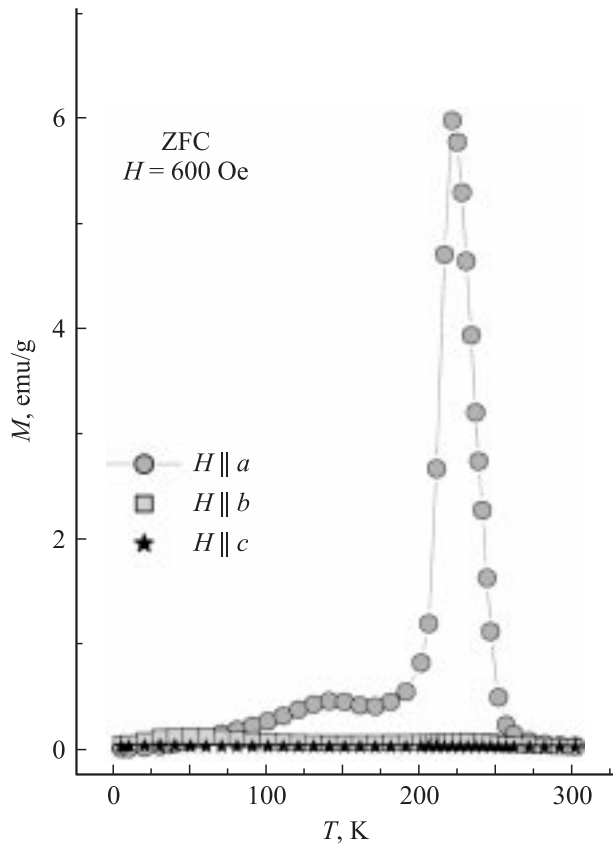


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности бездвойникового монокристалла ЕВС для трех направлений магнитного поля.

M_a/M_b ярко выражена и позволяет оценить количество разориентированных областей ($\sim 1\%$). При охлаждении от 300 K намагниченность $M_a(H \parallel a)$ резко возрастает при температурах ниже ~ 265 K, достигает максимума при $T_{\text{max}} \sim 220$ K и затем быстро уменьшается. Такое поведение $M(T)$ связано с последовательными магнитными фазовыми переходами PM–FM–AFM. Переход PM–FM происходит при $T_c \approx 250$ K, а при $T_N \approx 205$ K осуществляется фазовый переход FM–AFM. Величина магнитного момента для T_{max} составляет $\mu \sim 0.55 \mu_B/\text{f.u.}$ Такое малое значение μ , измеренное в поле 600 Oe для $H \parallel a$, соответствует слабому FM(WFM) упорядочению ионов Co^{3+} . Значения T_c и $\mu(T_{\text{max}})$ для бездвойникового ЕВС выше соответствующих величин для ЕВС с двойниками [28]. Например, у последнего $T_c = 240$ K и $\mu(T_{\text{max}}) = 0.4 \mu_B/\text{f.u.}$ в поле 1 kOe. Подобное возрастание параметров в бездвойниковых монокристаллах наблюдалось в работе [18], и это связывалось с более близким к $\delta = 0.5$ содержанием кислорода и/или с выстраиванием вдоль поля и укрупнением доменов в бездвойниковом кристалле. Для $H \parallel b$ и $H \parallel c$ значения $M(T_{\text{max}})$ более чем на два порядка меньше, чем для $H \parallel a$, что свидетельствует о высоком качестве детвиннинга (рис. 1). Итак, можно утверждать, что ось a является осью легкого намагничивания в монокристалле ЕВС. Отличи-

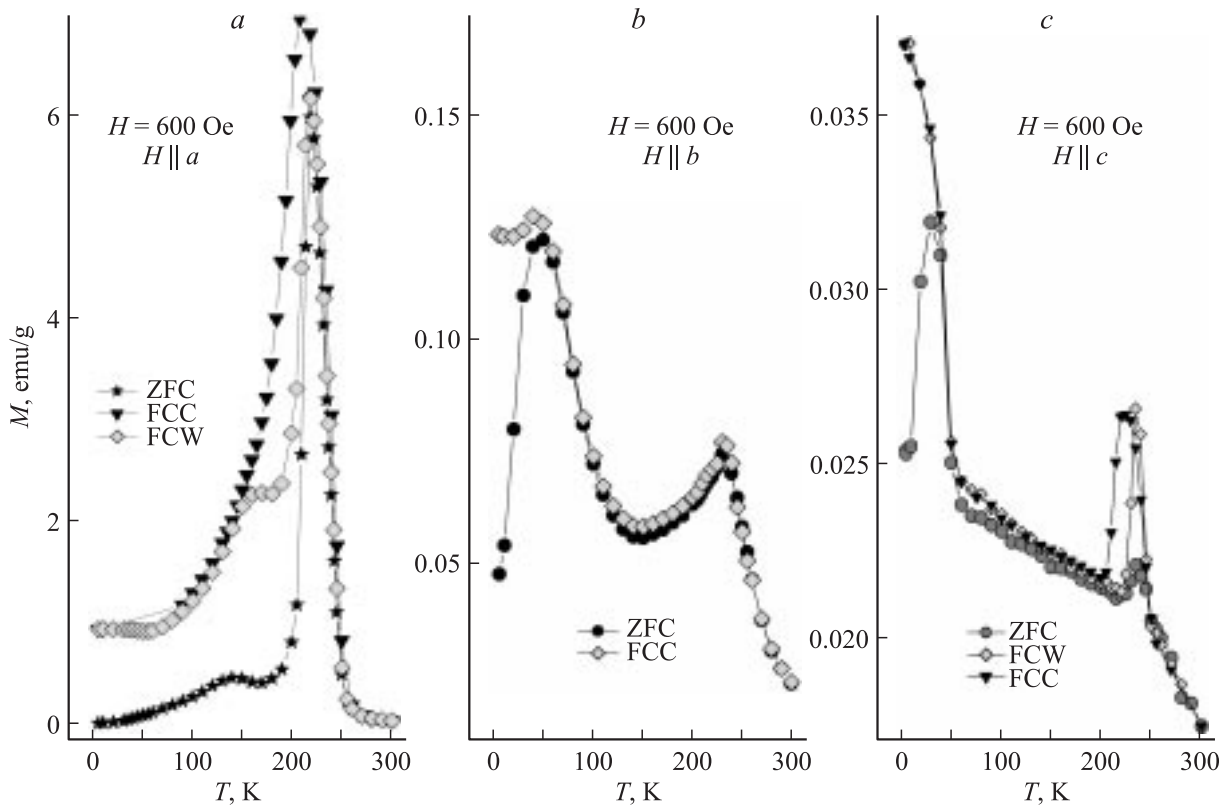


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности бездвойникового монокристалла ЕВС для различных режимов измерений (пояснения в тексте). $H \parallel a$ (a), $H \parallel b$ (b), $H \parallel c$ (c).

тельными чертами наблюдаемого нами WFM-момента с $T_c = 250$ К являются узкий температурный интервал его существования, его малая величина и сильная одноосная анизотропия. Остаточные разупорядоченные области в монокристалле вносят очень малый вклад (менее 1%) в намагниченность для $H \parallel b$. Для $H \parallel c$ величина M_{ZFC} составляет $\sim 0.3\%$ от соответствующей величины для $H \parallel a$, что обусловлено, по-видимому, некоторой разориентированностью кристалла в магнитном поле для конфигурации $H \parallel c$.

Ниже T_N магнитный момент монокристалла ЕВС очень мал (рис. 1). Например, величина $M_{ZFC}(100 \text{ К})$ в поле 600 Ое не превышает $0.01 \mu_B/\text{f.u.}$ Для $T < T_{\max}$ наблюдаются определенные различия в поведении зависимостей $M(T)$, измеренных в режимах ZFC и FC (рис. 2). Поясним, что измерения в режиме FC осуществляются при охлаждении (FCC) и последующем нагревании (FCW) образца в магнитном поле. Такое необычное поведение для AFM-состояния мы также наблюдали в Tb-, Tb-Dy и Eu-кобальгитах [24,26,28]. В области низких температур величина $\Delta(M_{FC} - M_{ZFC})$ возрастает и составляет $\sim 1 \text{ emu/g}$ для $H \parallel a$ (рис. 2, a). Для $H \parallel b$ и $H \parallel c$ при $T < 50 \text{ К}$ имеет место типичное спин-стеклоное поведение намагниченности $M(T)$, для которого характерны тенденция к насыщению M_{FC} и узкий максимум для M_{ZFC} (рис. 2, b, c). Для $T = 2 \text{ К}$ $\Delta(M_{FC} - M_{ZFC}) \approx 0.08 \text{ emu/g}$ ($H \parallel b$) и $\sim 0.01 \text{ emu/g}$

($H \parallel c$). В области температур ниже 50 К, по-видимому, сосуществуют AFM-фаза и спин-стеклоная фаза.

На рис. 3–5 приведены полевые зависимости намагниченности монокристалла ЕВС, причем существование одноосной анизотропии $M(H)$ подтверждают рис. 3, 5. Как следует из рис. 3, осью легкого намагничивания является ось a , трудного — ось c . Узкий гистерезис для $H \parallel b$ ($T = 10 \text{ К}$), вероятно, обусловлен небольшим количеством разориентированных областей после детвиннинга. Характер поведения начальной кривой намагниченности в случае $H \parallel a$ также подтверждает, что AFM-упорядочение существует даже при очень низких температурах (рис. 3). Наблюдается метамгнитный переход, индуцированный магнитным полем, при $H_c \approx 40 \text{ kOe}$ ($T = 10 \text{ К}$). Отметим, что соответствующая величина H_c для двойникового ЕВС была меньше, а именно 37 kOe ($T = 5 \text{ К}$) [28]. Поскольку этот переход индуцирован магнитным полем $H \parallel a$, вектор AFM и направление легкого намагничивания кобальтовой подсистемы локализируются вдоль оси a . Величина H_c зависит от температуры и уменьшается до $\sim 4.5 \text{ kOe}$ ($T = 100 \text{ К}$) и 2.2 kOe ($T = 150 \text{ К}$) (рис. 3–5).

Для конфигураций магнитного поля $H \parallel b$ и $H \parallel c$ характерна только линейная полевая зависимость $M(H)$ с небольшим по сравнению с $H \parallel a$ наклоном вплоть до самых высоких полей как в AFM-, так и в FM-области (рис. 3–5).

4. Обсуждение результатов

Результаты, полученные для бездвойникового кристалла $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ заметно отличаются от результатов для двойникового ЕВС. Эти различия связаны главным образом с анизотропией кобальтовой подсистемы, в особенности в FM-области ниже T_c . FM-момент возникает в узком температурном интервале ниже T_c только для $H \parallel a$, таким образом, является осью легкого намагничивания для Co-подсистемы. Данные, приведенные на рис. 1, подтверждают предположение об изинговом характере ионов Co^{3+} , высказанное нами в [24,26,28] для монокристаллов двойных кобальтитов $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ ($R = \text{Tb}, \text{Tb-Dy}, \text{Eu}$). Эти результаты хорошо согласуются с выводами [9,10,18] для $R = \text{Gd}, \text{Eu}$. Значения T_c и магнитного момента при T_{max} заметно больше в бездвойниковом ЕВС, что обсуждалось выше. В области стабильности FM-фазы ($220 \text{ K} < T < T_c$) обнаруживается присутствие магнитной доменной структуры, которая является источником различий между кривыми $M_{\text{ZFC}}(T)$ и $M_{\text{FC}}(T)$ (рис. 2). Различия поведения $M_{\text{FCC}}(T)$ и $M_{\text{FCW}}(T)$, вероятно, связано с сосуществованием FM- и AFM-фаз в области температур $\sim 150 < T < 200 \text{ K}$. В этом интервале температур обе фазы нестабильны: AFM-фаза — выше 170 K , FM-фаза — ниже $\sim 200 \text{ K}$. Такое необычное поведение для области AFM-упорядочения спинов ($T < T_N$) мы наблюдали также в двойных кобальтитах $\text{Tb}, \text{Tb-Dy}$ и Eu [24,26,28] и связывали его с возможным возникновением индуцированного FM-упорядочения вблизи различного рода дефектов при охлаждении (нагревании) образца в магнитном поле. Таким образом, монокристалл ЕВС как система с FM-областями в AFM-матрице неоднороден в магнитном отношении. Наблюдаемое расхождение между M_{FCC} и M_{FCW} в области $100 \text{ K} < T < T_{\text{max}}$, возможно, обусловлено возникновением промежуточного состояния при AFM-переходе первого рода.

В области низких температур ($T < 50 \text{ K}$) источником наблюдаемого сосуществования AFM- и спин-стекольной фаз может быть неоднородность в распределении кислорода в кристалле и/или присутствие некоторого количества ионов европия с валентностью меньшей (но очень большой) $+3$ [18,28]. В последнем случае взаимодействие ионов европия с Co^{3+} может приводить к фрустрации дальнего порядка магнитного упорядочения [29].

Существование промежуточного состояния также подтверждается анализом полевых зависимостей $M(H)$ (рис. 4, 5). Для $H \parallel a$ вид кривых $M(H)$ типичен для FM или ферримагнетиков. Предположение о возможном ферримагнитном упорядочении ионов Co^{3+} в двойных кобальтитах с $\delta = 0.5$ было высказано в [9,10,27]. Кривые намагниченности при более низких температурах (рис. 4) являются типичными для AFM с легкой осью, параллельной оси a , и метамагнитным переходом. Величина поля метамагнитного перехода H_c растет с

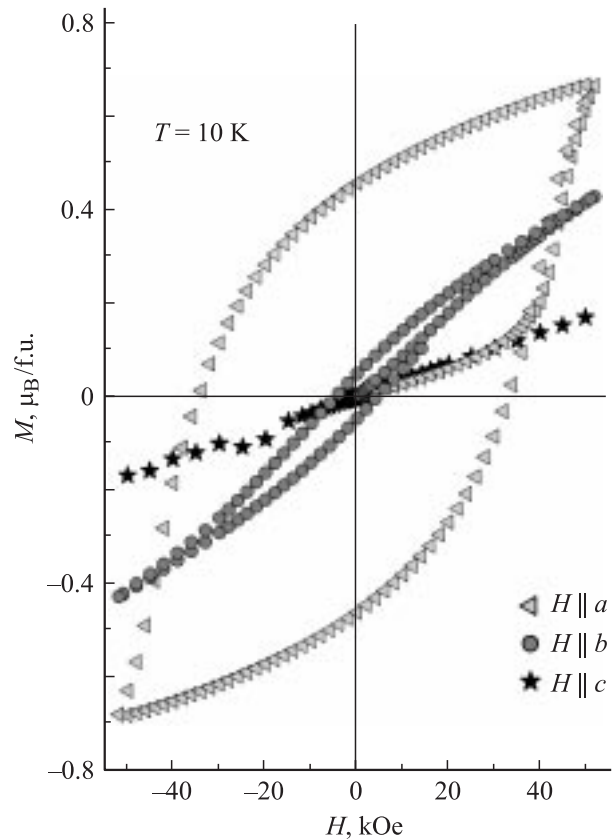


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности бездвойникового монокристалла ЕВС для трех направлений магнитного поля. $T = 10 \text{ K}$.

температурой и достигает $\sim 40 \text{ kOe}$ ($T = 10 \text{ K}$). Ширина магнитного перехода (рис. 3) довольно велика по сравнению с $\text{GdBaCo}_2\text{O}_5$ [9,10], причем это проявляется как в двойниковых, так и в бездвойниковых монокристаллах двойных кобальтитов $R\text{BaCo}_2\text{O}_{5.5}$ ($R = \text{Tb}, \text{Tb-Dy}, \text{Eu}$) [18,24,26,28]. По-видимому, основную роль здесь играет сорт редкоземельного иона. Ионы Eu^{3+} и Gd^{3+} имеют различные ионные радиусы, и это сказывается на характере спинового/орбитального упорядочения. Например, в [11] методом нейтронных и синхротронных измерений $\text{NdBaCo}_2\text{O}_{5.47}$ обнаружено спиновое упорядочение, не наблюдаемое для других двойных кобальтитов. Как отмечено в [18], метамагнитный переход в ЕВС (в отличие от $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$) может осуществляться из AFM- в FM-состояние через промежуточную спин-флоп-фазу. В этом случае спины, изначально направленные против магнитного поля, выстраиваются перпендикулярно полю, а затем постепенно вдоль поля, как было обнаружено в соединении $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ [30].

Величина FM-момента для $T = 210 \text{ K}$ составляет $\sim 0.75 \mu_B/\text{f.u.}$ (рис. 5). Грубая оценка этого момента для $T = 0$ дает значение $\sim 1.5 \mu_B/\text{f.u.}$, что соответствует соотношению $LS/IS=1:1$ для ионов Co^{3+} с $S = 0$ и 1 в случае простого FM-упорядочения спинов. Подобный вывод сделан в [6,8–10,18,24,26] для $R = \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Tb-Dy}, \text{Eu}$ ($\delta = 0.5$). Это подтвержда-

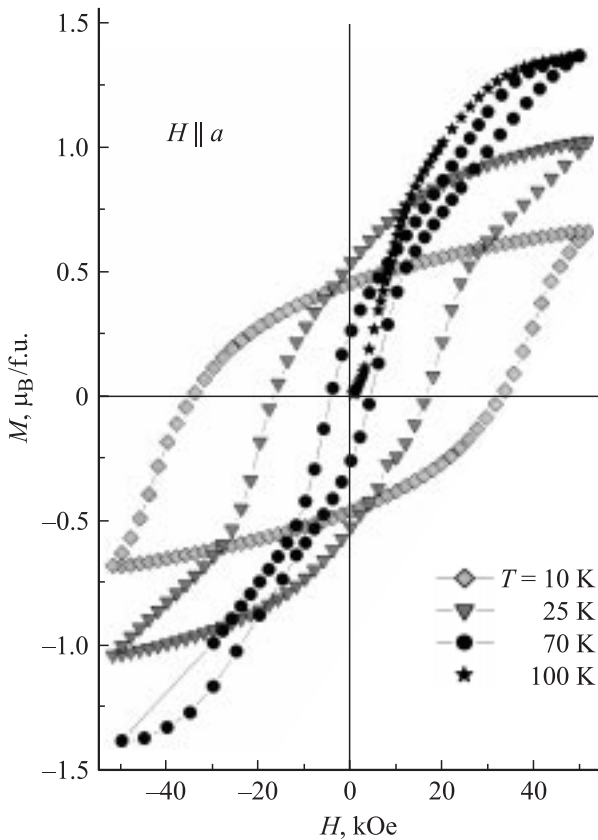


Рис. 4. Петли гистерезиса для бездвойникового монокристалла EBC при $T = 10\text{--}100\text{ K}$, измеренные для $H \parallel a$.

ет анализ поведения восприимчивости EBC в области высоких температур ($260 < T < 300\text{ K}$). Восприимчивость EBC в этом интервале температур хорошо описывается законом Кюри–Вейса с РМ-температурой Кюри $\Theta_p = 228\text{ K}$ и НВ-эффективным магнитным моментом $p_{\text{eff}}^{\text{Co}} = 1.9 \mu_B$. Это значение близко к теоретическому значению РМ-момента ионов кобальта для случая LS/IS=1:1, рассчитанному на основании $(p_{\text{eff}}^{\text{Co}})^2 = 0.5[p_{\text{eff}}^{\text{Co}}(\text{LS})]^2 + 0.5[p_{\text{eff}}^{\text{Co}}(\text{IS})]^2$. Положительное значение Θ_p характеризует FM-характер взаимодействия в системе спинов кобальта с $T_c = 250\text{ K}$ (ионы Eu^{3+} не вносят вклада в магнитный момент).

Как отмечалось выше, для $H \parallel b$ и $H \parallel c$ поведение намагниченности резко отличается от случая $H \parallel a$ (рис. 1–5), для последнего величина $M(T_{\text{max}})$ примерно на два порядка больше, чем для $H \parallel b, c$. Полевые зависимости $M(H)$ для $H \parallel b$ и $H \parallel c$ линейны во всем диапазоне полей. Таким образом, высокое качество детвиннинга позволило различить направления a и b в „легкой“ плоскости (ab) в монокристалле EBC. Очень маленький FM-сигнал на зависимости $M(T_{\text{max}})$ для $H \parallel b$, вероятно, обусловлен небольшим количеством разупорядоченных областей, но, поскольку такой результат был обнаружен и в $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ [9], возможно, он обусловлен некоторыми внутренними свойствами, присущими этой FM-компоненте.

Полученные результаты исследования анизотропии намагниченности бездвойникового монокристалла EBC позволяют утверждать, что, подобно [9,18,24,26,28], IS-состояния Co^{3+} реализуются в квадратных пирамидальных позициях, а LS-состояния — в октаэдрических. Магнитные ионы образуют цепочки вдоль оси a ; вдоль оси b они разделены немагнитными ионами. Таким образом, ось a является осью легкого намагничивания. Магнитное упорядочение в диэлектриках связано со сверхобменным взаимодействием, знак которого определяется правилом Гудинафа–Канамори. В [9,10] FM-спиновое упорядочение связывается с орбитальным упорядочением IS Co^{3+} -ионов в $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что FM-упорядочение ионов кобальта происходит вдоль оси a , а взаимодействие между IS Co^{3+} -ионами, разделенными слоями немагнитных LS Co^{3+} , оказывается AFM-типа (ось b). Исходя из значения $T_c = 250\text{ K}$ для бездвойникового EBC оценим величину сверхобменного FM-взаимодействия J_{FM} между IS Co^{3+} -ионами вдоль оси a . В рамках теории молекулярного поля для модели Изинга $T_c = 2A/k_B$, где A — постоянная молекулярного поля, отнесенная к одному спину для 3D-системы и характеризующая величину J_{FM} . Таким образом, величина $J_{\text{FM}}/k_B \approx 125\text{ K}$, но, поскольку EBC имеет размерность 1D–2D, эта величина FM-взаимодействия должна быть выше. Грубая оценка поля метамгнитного перехода AFM–FM H_c для $T = 0$ дает величину порядка $5 \cdot 10^4\text{ Oe}$, что соответствует значению обменного AFM-взаимодействия $J_{\text{AFM}}/k_B \approx 5\text{ K}$ для $T = 0$. Столь малое (по сравнению с J_{FM}) значение J_{AFM} для IS Co^{3+} -ионов позволяет объяснить, почему даже сравнительно малое магнитное поле $H\mu_B \ll kT$ может индуцировать метамгнитный переход в кобальтовой подсистеме при

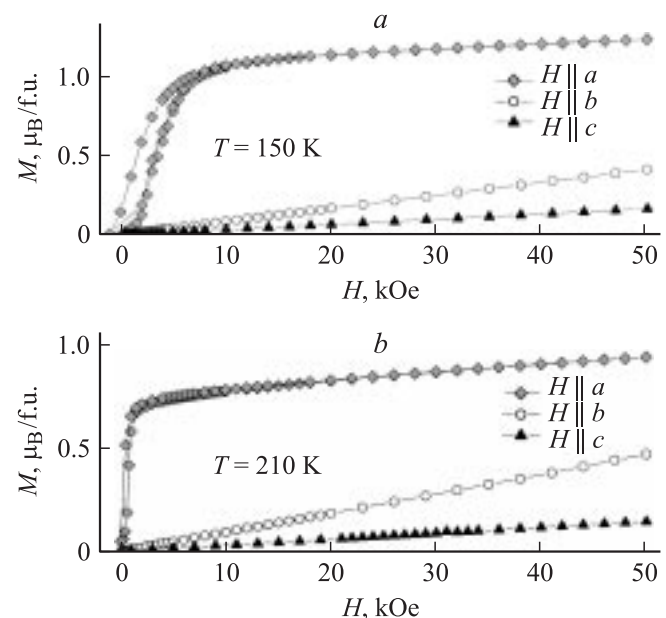


Рис. 5. Полевые зависимости намагниченности EBC при $T = 150$ (a) и 210 K (b), измеренные для трех направлений магнитного поля.

$T \leq 220$ К. Кроме того, энергия, необходимая для поворота спинов от легкой оси a к осям b и c , на порядок выше J_{AFM} [9]. Этим объясняется изинговый характер ионов кобальта в ЕВС, поскольку магнитные поля, индуцирующие переход АФМ–FM, слишком малы для поворота спинов от оси a .

5. Заключение

На основании измерений намагниченности бездвойникового монокристалла $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ в области 2–300 К в магнитных полях до 5Т изучены конкурирующие механизмы взаимодействий в кобальтовой подрешетке. Монокристалл ЕВС проявляет сильную одноосную магнитную анизотропию. Показано, что при поле H , направленном параллельно легкой оси a , существует FM-упорядочение ионов Co^{3+} в области температур $T_N < T < T_c$ ($T_N = 220$ К, $T_c = 250$ К). В области АФМ-упорядочения ионов Co^{3+} ($T < T_N$) наблюдаются индуцированные полем метамагнитные переходы для $H \parallel a$. В области самых низких температур АФМ-фаза сосуществует со спин-стекольной фазой.

Авторы благодарят В. Хинкова за проведение детвиннинга монокристалла ЕВС.

Список литературы

- [1] Y. Moritomo, T. Akimoto, M. Takio, A. Machida, E. Nishibori, M. Takata, M. Sakata, K. Ohoyama, A. Nakamura. *Phys. Rev. B* **61**, R13 325 (2000).
- [2] W.S. Kim, E.O. Chi, H.S. Cjoi, N.H. Hur, S.-J. Oh, H.C. Ri. *Solid State Commun.* **116**, 609 (2000).
- [3] I.O. Troyanchuk, N.V. Kasper, D.D. Khalyavin, H. Szymczak, R. Szymczak, M. Baran. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3380 (1998).
- [4] A. Maignan, C. Martin, D. Pelloquin, N. Nguyen, B. Raveau. *J. Solid State Chem.* **142**, 247 (1999).
- [5] H. Kasuya, A. Machida, Y. Moritomo, K. Kato, E. Nishibori, N. Takata, M. Sakato, A. Nakamura. *J. Phys. Soc. Jap.* **70**, 3577 (2001).
- [6] S. Roy, M. Khan, Y.Q. Guo, J. Craig, N. Ali. *Phys. Rev. B* **65**, 064 437 (2002).
- [7] C. Frontera, J.L. Garcia-Muñoz, A. Llobet, M.A.G. Aranda. *Phys. Rev. B* **65**, 180 405 (2002).
- [8] M. Respaud, C. Frontera, J.L. Garcia-Muñoz, M.A.G. Aranda, B. Raquet, J.M. Broto, H. Rakoto, M. Goiran, A. Llobet, J. Rodriguez-Carvajal. *Phys. Rev. B* **64**, 214 401 (2001).
- [9] A.A. Taskin, A.N. Lavrov, Y. Ando. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 227201 (2003).
- [10] A.A. Taskin, A.N. Lavrov, Y. Ando. *Phys. Rev. B* **71**, 134 414 (2005).
- [11] F. Fauth, E. Suard, V. Caignaert, I. Mirebeau. *Phys. Rev. B* **66**, 184 421 (2002).
- [12] D.D. Khalyavin, S.N. Barilo, S.V. Shiryayev, G.L. Bychkov, I.O. Troyanchuk, A. Furrer, A. Allenspach, H. Szymczak, R. Szymczak. *Phys. Rev. B* **67**, 214 421 (2003).
- [13] F. Fauth, E. Suard, V. Caignaert, I. Mirebeau, I. Keller. *Eur. Phys. J. B* **21**, 163 (2001).

- [14] C. Frontera, M. Respaud, J.L. Garcia-Muñoz, A. Llobet, A.E. Carrilo, A. Caneiro, J.M. Broto. *Physica B* **346–347**, 246 (2004).
- [15] A. Maignan, V. Caignaert, B. Raveau, D. Khomskii, G. Sawatzky. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026 401 (2004).
- [16] H.D. Zhou, J.B. Goodenough. *J. Solid State Chem.* **177**, 3339 (2004).
- [17] S. Roy, I.S. Dubenko, M. Khan, E.M. Condon, J. Craig, N. Ali, W. Liu, B.S. Mitchell. *Phys. Rev. B* **71**, 024 419 (2005).
- [18] Z.X. Zhou, P. Schlottmann. *Phys. Rev. B* **71**, 174 401 (2005).
- [19] S. Streule, A. Podelsnyak, J. Mesot, M. Medaede, K. Conder, E. Pomjakushina, E. Mitberg, V. Kozhevnikov. *J. Phys.: Cond. Matter* **17**, 3317 (2005).
- [20] T. Vogt, P.M. Woodward, P. Karen, B.A. Hunter, P. Henning, A.R. Moodenbaugh. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2969 (2000).
- [21] E. Suard, F. Fauth, V. Caignaert, I. Mirebeau, G. Baldinozzi. *Phys. Rev. B* **61**, R11 871 (2000).
- [22] S.K. Kwon, J.H. Park, B.I. Min. *Phys. Rev. B* **62**, R14 637 (2000).
- [23] H. Wu. *Phys. Rev. B* **62**, R11 953 (2000).
- [24] M. Baran, V.I. Gatalskaya, R. Szymczak, S.V. Shiryayev, S.N. Barilo, K. Poitrowski, G.L. Bychkov, H. Szymczak. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 8853 (2003).
- [25] M. Soda, Y. Yasui, T. Fujita, T. Miyashita, M. Sato, K. Kakurai. *J. Phys. Soc. Jap.* **72**, 1729 (2003).
- [26] M. Baran, V.I. Gatalskaya, R. Szymczak, S.V. Shiryayev, S.N. Barilo, K. Piotrowski, G.L. Bychkov, H. Szymczak. *J. Phys.: Cond. Matter* **17**, 5613 (2005).
- [27] V.P. Plakhty, Yu.P. Chernenkov, S.N. Barilo, A. Podlesnyak, E. Pomjakushina, E.V. Moskvina, S.N. Gavrilov. *Phys. Rev. B* **71**, 214 407 (2005).
- [28] M. Baran, S.N. Barilo, G.L. Bychkov, V.I. Gatalskaya, R. Szymczak, S.V. Shiryayev. *Acta Phys. Pol.* **105**, 209 (2004).
- [29] J. Zhong, Q. Yan, F. Wang, P. Yung, P. Zhang. *J. Phys.: Cond. Matter* **13**, 917 (2001).
- [30] J.F. Karpus, R. Gupta, H. Barath, S.L. Cooper, G. Cao. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 167 205 (2004).