

05,12

Магнитная восприимчивость одномерных спиновых цепочек $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$ монокристалла Y_2BaNiO_5 в области 1.85–800 К

© В.И. Петинов¹, А.Б. Кулаков²¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия² Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: vip_38@mail.ru

Поступила в Редакцию 14 марта 2023 г.

В окончательной редакции 14 марта 2023 г.

Принята к публикации 16 марта 2023 г.

Магнитная восприимчивость $\chi(T)$ одномерных спиновых цепочек (ОСЦ) монокристалла Y_2BaNiO_5 впервые исследована в интервале 1.85–800 К. В области от 800 и до ~ 520 К ОСЦ проявляют парамагнетизм Кюри–Вейса, у которого $\chi_0(T) = C/(T + 800)$, где C — постоянная Кюри, с эффективным магнитным моментом $\mu_{\text{эф}} = 3.75 \mu_B$. При уменьшении от 520 до 40 К восприимчивость изменяется как халдейновский магнетик со щелью $\Delta = 117$ К, $\chi(T) = \chi_0(T) \exp(-117/T)$. Ниже 40 К $\chi(T)$ вновь растет по закону Кюри–Вейса с $\mu_{\text{эф}} = 3.75 \mu_B$, $\theta_{i1} = -3$ К и $n_{i1} = 9.3 \cdot 10^{19}$ спинов $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$ на моль в кристалле, выращенном в бескислородной среде; и $\theta_{i2} = -1.3$ К, а $n_{i2} = 4.6 \cdot 10^{19}$ спинов $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$ после отжига этого кристалла до 1000°C на воздухе и его последующего медленного охлаждения. Такое изменение „примесного“ вклада в $\chi(T)$ ОСЦ, предположительно, связано с недостатком O_2 у существенной доли концевых спинов у ОСЦ монокристалла.

Ключевые слова: энергетическая щель, СКВИД-измерения в области 1.85–800 К, концевые спины, разрывы в спиновых цепочках.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55497.34

1. Введение

Основная цель представленной работы — экспериментальное изучение различных типов магнетизма, реализуемых при изменении температуры в одномерных спиновых цепочках (ОСЦ) монокристалла Y_2BaNiO_5 , включая парамагнетизм Кюри–Вейса при $T > 520$ К, щелевой магнетизм Халдейна и, наконец, низкотемпературный „примесный“ парамагнетизм.

Интерес к одномерным спиновым цепочкам возник после известной работы [1], которая стимулировала исследования структур низкой размерности. В 1983 г. было выдвинуто предположение [2], что основное состояние ОСЦ целочисленных спинов является синглетным, отделенным от нижнего возбужденного состояния энергетической щелью Δ обменного происхождения. В результате возникло новое направление теоретических исследований, связанное с влиянием квантовых проявлений в ОСЦ кристаллов на его макроскопические характеристики [3–11]. Это, в свою очередь, стимулировало экспериментальное изучение физических свойств [12–30] таких кристаллов, включая: влияние температуры и щели Δ на магнитную восприимчивость [15–20, 24–28] и на неупругое рассеяние нейтронов [18–21], воздействие магнитного поля на щель [14, 15], а также на другие свойства, в том числе оптические [24, 28], тепловые [30], электронный пара-

магнитный резонанс (ЭПР) [22, 23, 29], ядерно-магнитный резонанс [26].

Первые подтверждения существования щели Δ в ОСЦ были получены численными методами [6, 7] и экспериментами по неупругому рассеянию нейтронов на ионах $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$ в CsNiCl_3 [12] и $\text{Ni}(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)_2\text{NO}_2\text{ClO}_4$ [13–15]. Однако наибольшее внимание привлекли исследования ОСЦ в оксидах $R_2\text{BaNiO}_5$ [18–30], где R — один из ионов редкоземельных металлов или ион Y^{3+} . Особое достоинство подобных соединений проявилось в том, что незначительные замены в них ионов одних металлов ионами других металлов заметно изменяли свойства кристаллов, сохраняя в большинстве случаев одномерный характер спиновых цепочек ионов Ni^{2+} . Именно поэтому многие исследователи (см., например, [21–23, 29]) рассматривали оксид Y_2BaNiO_5 как идеальный халдейновский магнетик. Структура этого кристалла соответствует ромбической сингонии, у которой сплюснутые октаэдры NiO_6 , соединяясь друг с другом через атом кислорода, формируют одномерные спиновые цепочки $S(\text{Ni}^{2+}) = 1$, расположенные вдоль кристаллографической оси a . Одномерность спиновых цепочек (ОСЦ) подтверждается тем, что внутрицепочечное обменное взаимодействие J^0 превышает межцепочечное J^1 более чем в 10^3 раз [10, 18].

Первое исследование температурной зависимости магнитной восприимчивости ОСЦ в оксиде Y_2BaNiO_5

было осуществлено на порошковом образце [18]. Хотя зависимость $\chi(T)$ была получена в широком интервале температур (1.85–800 К), авторы статьи [18] не стали анализировать магнетизм при $T > 500$ К, предполагая, по-видимому, неконтролируемый вклад примесей в него. Все последующие исследования восприимчивости $\chi(T)$ [20,24–26] проводились на компактных кристаллах, используя в основном температурный интервал 300 К и немного выше его. В результате было установлено, что независимо от способа получения кристаллов Y_2BaNiO_5 и присутствия в них разнообразной примеси, а также от вида исследуемых образцов (поликристаллический он или монокристалл), все образцы демонстрировали одинаковый характер зависимостей $\chi(T)$. В частности, при $T < 300$ К всегда проявлялось плавное падение $\chi(T)$, а после прохождения минимума вблизи 40 К происходил интенсивный рост $\chi(T)$ практически по закону Кюри. Такой ход зависимости $\chi(T)$ противоречил модели Халдейна [2,3]. Это неудачно объяснялось присутствием небольшой доли парамагнитной или ферримагнитной примеси в кристаллах Y_2BaNiO_5 или примеси иона Ni^{3+} при избытке кислорода в кристалле [18,20,24–26].

Согласно сложившимся к настоящему времени теоретическим представлениям [2–11] и данным о структуре кристалла Y_2BaNiO_5 [16] в области высоких температур, магнитная восприимчивость спинов в цепочках ведет себя как парамагнитный ансамбль из слабо взаимодействующих друг с другом спинов $S(Ni^{2+}) = 1$, подчиняющийся закону Кюри–Вейса [31]:

$$\chi_0(T) = N_A (\mu_{\text{eff}})^2 \{3k_B(T + \theta_0)\}^{-1}, \quad (1)$$

где θ_0 — температура Вейса, N_A — число Авогадро, $\mu_{\text{eff}} = p_{\text{eff}} \mu_B$ — эффективный магнитный момент иона Ni^{2+} , k_B — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора.

При T меньше некоторой температуры T^* произвольные пары соседних спинов, расположенные в ОСЦ, начинают спонтанно проявлять антиферромагнитное взаимодействие друг с другом, образуя из двух спинов $S(Ni^{2+}) = 1$ немагнитные кластеры. Эти взаимодействия носят косвенный характер, так как возникают они благодаря перекрытию $2p$ -орбиталей иона O^{2-} с $3d$ -орбиталями ионов Ni^{2+} [8]. Такие пары спинов в области $T^* > T > \Delta/k_B$ образуют неустойчивые синглетные состояния, подобные сверхпроводящим парам электронов, спонтанно возникающим в спектре нормальных электронных возбуждений выше сверхпроводящей щели.

Естественно, что доля спинов, участвующих в магнетизме ОСЦ, уменьшается пропорционально числу спинов, сохранивших парамагнитное состояние: $n = N_A \exp(-\Delta/T)$, и зависимость $\chi(T)$ приобретает вид

$$\chi(T) = N_A (p_{\text{eff}} \mu_B)^2 \exp(-\Delta/T) \{3k_B(T + \theta_0)\}^{-1}. \quad (2)$$

Используя формулы (2) и (1), можно показать, что

$$\chi(T)/\chi_0(T) = \exp(-\Delta/T). \quad (3)$$

Таким образом, из экспериментальных значений восприимчивости при уменьшении температуры ниже T^* можно непосредственно определить величину щели Δ , не привлекая для этого технику компьютерной подгонки.

2. Эксперимент

Монокристалл для исследования был изготовлен путем выращивания его на зародыше, прикрепленном к платиновой проволочке при медленной скорости его вытягивания из расплава. Расплав приготавливался из смеси порошков оксидов Y_2O_3 , BaO и NiO с молярным отношением $Y : Ba : Ni = 5 : 53.5 : 41.5$. Платиновый тигель со смесью порошков размещался внутри камерной печи, которая после вакуумирования заполнялась аргоном. Затем смесь нагревалась до 1100°C для осуществления в ней твердофазной реакции и выдерживалась при этой температуре в течение 24 ч. С целью гомогенизации расплава образовавшийся состав выдерживали в течение 24 ч при $T = 1450^\circ\text{C}$. После этого температуру расплава понижали от 1450 до 1400°C со скоростью $10^\circ\text{C}/\text{h}$ и далее до 1160°C со скоростью $1^\circ\text{C}/\text{h}$. Последний этап — охлаждение до комнатной температуры — осуществлялся со скоростью $50^\circ\text{C}/\text{h}$. Затем кристалл тщательно отмывали слабым раствором уксусной кислоты в метаноле. Полупрозрачный кристалл имел темноватый оттенок. Анализ структуры синтезированного монокристалла показал, что он имеет структуру орторомбической ячейки с параметрами (в Å): $a = 3.761$, $b = 5.759$ и $c = 11.330$, которые практически совпадают с ранее полученными в работе [16]. Объем кристалла соответствовал $5 \times 4 \times 1.5 \text{ mm}^3$ и по форме был подобен вытянутой призме, напоминающей шестигранный „карандаш“. Кристаллографическая ось кристалла a , соответствующая направлению одномерных цепочек $Ni-O-Ni-O$, совпадала с главной осью „карандаша“. Разориентация блоков монокристалла не превышала $\pm 0.02^\circ$. Магнитные измерения проводились с использованием SQUID-магнитометра „Quantum Design“ (модель MP5A 7.0) в режиме восприимчивости в интервалах температур от 1.85 до 400 К (первый интервал) и 300–800 К (второй интервал). „Сшивались“ эти два интервала в области 300–400 К. Ориентацию монокристалла относительно магнитного поля выбирали так, чтобы его кристаллографическая ось a совпадала с направлением магнитного поля. Это позволило избавиться от влияния анизотропии g -фактора и размагничивающего фактора на магнитную восприимчивость кристалла.

3. Результаты исследований и их обсуждение

Кривые намагничивания $\sigma(H)$ кристалла Y_2BaNiO_5 при температурах 1.85 и 800 К в поле до 5 Т по своей форме соответствовали функции Ланжевена. Это позволяло считать, что намагниченность исследуемого

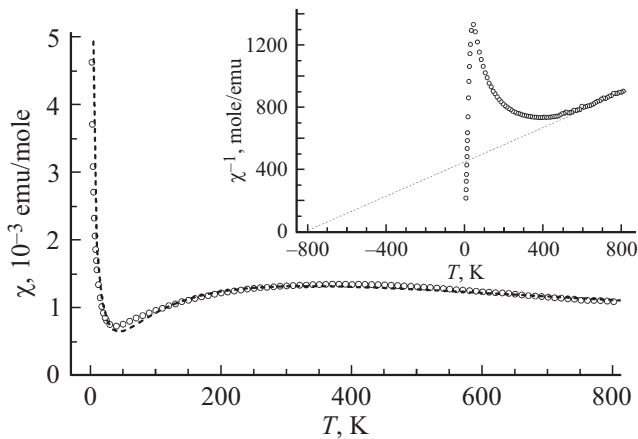


Рис. 1. Экспериментальная зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры, измеренная вдоль оси **a** кристалла Y_2BaNiO_5 . Пунктиром представлена теоретическая зависимость $\chi(T)$, построенная с помощью формулы (8). На вставке: зависимость χ^{-1} от T .

монокристалла обусловлена только его парамагнитной компонентой. Наличие линейного участка при изменении поля H от 0 до 0.5 Т было характерным для зависимостей $\sigma(H)$ при любой температуре в области 1.85–800 К.

Экспериментальная зависимость $\chi(T)$, измеренная вдоль кристаллографической оси **a** Y_2BaNiO_5 в магнитном поле $H = 1$ кГ, приведена на рис. 1. Выше отмечалось, что подобная зависимость $\chi(T)$ ранее была получена в таком же интервале температур для порошкового образца [18]. Оказалось, что $\chi(T)$ порошкового образца практически полностью совпадает с приведенной на рис. 1 зависимостью $\chi(T)$ монокристалла как по форме, так и по абсолютным значениям восприимчивости при одинаковых значениях температур. Отсюда следует очевидный вывод об изотропности парамагнитной восприимчивости ОСЦ в кристалле Y_2BaNiO_5 .

Из вставки рис. 1 видно, что в интервале 800–520 К экспериментальная зависимость $\chi(T)$ в координатах χ^{-1} от T имеет практически линейный характер. Это указывает на парамагнитное состояние всех спинов $S(Ni^{2+})$ монокристалла в этой области температур, где магнитную восприимчивость χ_0 можно описать в рамках закона Кюри–Вейса [31], т. е. в виде выражения

$$\chi_0^{-1} = 3k_B(T + \theta_0)/(N_A\mu_{\text{eff}}^2). \quad (4)$$

Из сопоставления формулы (4) с экспериментальной зависимостью χ^{-1} от T , представленной на вставке рис. 1 пунктирной прямой, следует, что из пересечения ее с температурной осью вытекает: $\theta_0 = 800 \pm 50$ К, а магнитный момент иона Ni^{2+} равен $\mu_{\text{eff}} = (3.75 \pm 0.10)\mu_B$.

Отметим, что во-первых, падение $\chi(T)$ при $T < 520$ можно связать только с начальным проявлением антиферромагнетизма в спиновых цепочках кристалла

Y_2BaNiO_5 , поэтому можно принять, что $T^* \approx 520$ К. Во-вторых, удивительным, но неоспоримым фактом является то, что температурная точка T^* практически совпадает с температурой Нееля оксида никеля NiO , у которого $T_N = 520$ К [33,34]. Естественно, у оксида NiO это антиферромагнитное взаимодействие является трехмерным и кооперативно по характеру, а у ОСЦ-кристалла Y_2BaNiO_5 оно демонстрирует выраженную одномерность вдоль кристаллографической оси **a**. Хотя T^* не имеет кооперативной природы, у обоих кристаллов антиферромагнитные (АФМ) константы J близки по величине: $|J|/k_B \approx 520$ К. Общим для T_N и T^* является также то, что в обоих структурах АФМ-взаимодействие между спинами осуществляется косвенно через ион O^{2-} .

Другой особенностью спинов в ОСЦ является заметное превышение экспериментально найденного значения $p_{\text{eff}} = 3.75$ по сравнению с расчетным значением $p_{\text{eff}} = 2[S(S+1)]^{0.5} = 2.83$ при полной „заморозке“ орбитального момента L . Используя известное соотношение Стонера [32],

$$p_{\text{eff}} = \{[2S(S+1) + \beta L(L+1)]g_{\text{exp}}\}^{1/2}, \quad (5)$$

и экспериментальные величины $p_{\text{eff}} = 3.75$, значение $g_{\text{exp}} = 2.25$, установленное методом ЭПР вдоль оси **a** кристалла [22,28,29], а также учитывая, что основной терм атома Ni соответствует 3F_4 , можно показать, что $\beta = 0.2$. Это значение β показывает степени „размораживания“ спин-орбитального взаимодействия и его влияния на магнитный момент Ni^{2+} . Следует отметить, что подобное значение p_{eff} имеет и ион Ni^{2+} в оксиде NiO , а θ у этого оксида тоже большое, равняется -2470 К.

Для нахождения размера щели Халдейна Δ (в размерности температуры), использовалась формула (3), которую представим в виде

$$T \ln\{\chi(T)/\chi_0(T)\} = -\Delta. \quad (6)$$

По построенной зависимости (6) с учетом разброса экспериментальных точек была оценена среднеквадратичная погрешность: $\Delta_0 = 117 \pm 3$ К.

Сопоставим экспериментально установленную нами величину Δ_0 с определенной ранее щелью в работе [18], в которой использовался порошковый образец Y_2BaNiO_5 . Щель была оценена как $\Delta_1 = 97$ К. Она тоже определялась из экспериментальных данных магнитной восприимчивости $\chi(T)$, но способом компьютерной подгонки (by fitting) трехчленного аналитического выражения, содержащего Δ и два других варьируемых параметра, к экспериментально установленной зависимости $\chi(T)$.

В этой же работе [18] приведены данные по неупругому рассеянию нейтронов на том же порошковом образце Y_2BaNiO_5 . В спектре рассеяния нейтронов были обнаружены размытые пики в интенсивности рассеяния нейтронов. Авторы предположили, что самый интенсивный пик связан с величиной щели Халдейна, и приняли, что $\Delta = 127 \pm 10$ К.

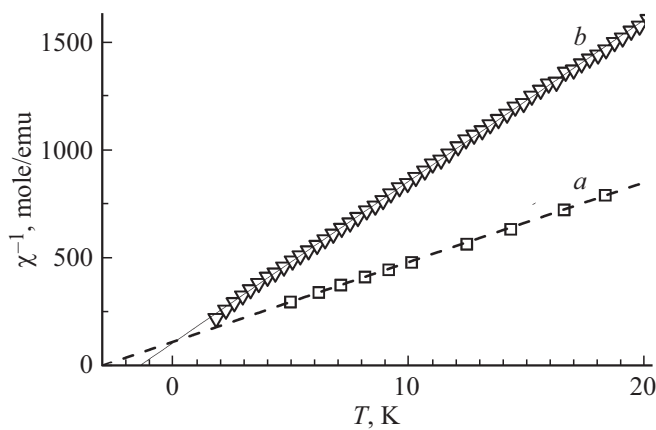


Рис. 2. Низкотемпературные зависимости $\chi^{-1}(T)$ в области $T < 20$ К для кристалла Y_2BaNiO_5 : *a* — выращенного в атмосфере аргона и *b* — после отжига его на воздухе при 1000°C .

Позднее подобные исследования по определению размера щели в энергетическом спектре одномерных спиновых цепочек в составном кристалле Y_2BaNiO_5 , склеенном из двух монокристаллов, провели японские исследователи [20]. Они тоже использовали для определения величины щели Δ методику компьютерной подгонки, аналогичную примененной в работе [18]. Щель, определенная с помощью магнитной восприимчивости вдоль кристаллографической оси кристалла *a*, соответствовала $\Delta_{\parallel} = 118$ К, а перпендикулярная этой оси $\Delta_{\perp} = 103.9$ К. Исследования неупругого рассеяния нейтронов показали, что усредненное значение $\Delta_n = 108$ К. В завершение статьи авторы [20] делают вывод, что в кристалле Y_2BaNiO_5 спиновая щель изотропна и приблизительно равна $\Delta = 110$ К.

Выше отмечалось, что в зависимостях $\chi(T)$ любых образцов Y_2BaNiO_5 при $T < 40$ К проявляется интенсивный рост $\chi(T)$ по закону Кюри [18–20, 24–28]. Обычно это объяснялось привнесенной парамагнитной или ферромагнитной примесью. Но явление аномального роста $\chi(T)$ ниже 40 К можно связать и с самой природой ОСЦ, точнее, с ограниченностью длины спиновых цепочек. На это явление впервые было обращено внимание в работе [18]. Независимо от числа спинов в ОСЦ, при $T < \Delta$ соседние пары спинов внутри цепочки способны образовать устойчивые немагнитные синглеты. Поэтому в магнетизм кристалла Y_2BaNiO_5 могут вносить вклад только концевые спины в ОСЦ, содержащие на своих концах спины $S(Ni^{2+}) = 1$.

Микроскопические исследования кристалла Y_2BaNiO_5 , выращенного в инертной среде, после тщательной промывки его поверхности раствором уксусной кислоты в метаноле выявили на ней большое число микротрещин. Было решено проверить влияние отжига в воздушной среде кристалла на его низкотемпературную магнитную восприимчивость.

Приведенные на рис. 2 линейные зависимости $\chi^{-1}(T)$, когда $T < 20$ К, показали, что рост восприимчивости в этой области температур обусловлен парамагнитной примесью, природа которой на первый взгляд кажется непонятной. Однако сравнение низкотемпературных участков зависимостей χ^{-1} от T для монокристалла непосредственно после его выращивания (рис. 2, *a*) и после отжига на воздухе (рис. 2, *b*) позволило заключить, что концентрация парамагнитной примеси определяется дефектами монокристалла, создаваемыми напряжениями в ОСЦ. Прямолинейный характер зависимостей указывает, что в этой области температур они изменяются согласно закону Кюри–Вейса:

$$\chi^{-1} = 3k_B(T + \theta_{i1}) / (n_{i1}\mu_{\text{eff}}^2) \quad (7)$$

со следующими значениями параметров: для отожженного на воздухе кристалла $\theta_{i2} = -1.2$ К; $n_{i2} = 4.6 \cdot 10^{21}$, а для исходного $\theta_{i1} = -3.0$ К; $n_{i1} = 9.3 \cdot 10^{21}$.

Низкотемпературное значение μ_{eff} , по-видимому, не должно сильно отличаться от его высокотемпературной величины. Поэтому определенные с помощью выражения (7) величины n_i и θ_i условно относящиеся к „примесному“ парамагнетизму монокристалла Y_2BaNiO_5 , показывают, что концентрация парамагнитной „примеси“ в исходном кристалле приблизительно вдвое больше, чем в отожженном на воздухе кристалле, а значения θ_i по величине уменьшаются почти вдвое. Доля низкотемпературных „примесных“ парамагнитных частиц в исходном монокристалле соответствовала 1/60 от общего числа ионов никеля, а концентрация их в монокристалле после отжига в присутствии кислорода была почти вдвое меньше и была близка к 1/120.

Кратко остановимся на возможной природе „примесного“ парамагнетизма. В ОСЦ при $T < T^*$ могут спонтанно появляться АФМ-кластеры. Естественно, что в этом случае в спиновой цепочке могут возникать и механические напряжения и даже разрывы цепочек с частичной потерей O_2 .

Одно из предположений о возможности разрывов ОСЦ в кристалле Y_2BaNiO_5 , по-видимому, связано с возникновением структурных напряжений в них, подобно возникающим в оксидах $3d$ -металлов (FeO, CoO и NiO) при переходе их в антиферромагнитное состояние. Кубические O_h^5 решетки этих оксидов ниже температуры Нееля T_N приобретают ромбоэдрические (в FeO и NiO) и тетрагональные (в CoO) искажения (см. табл. 22.1 в [33] и табл. 28.1 в [34]).

Таким образом, появляется достаточное количество концевых ионов, у которых отсутствует сосед, способный образовывать антиферромагнитную пару, так как они теперь располагаются на расстоянии, заметно большем расстояния между ионами никеля в ОСЦ. После отжига на воздухе часть разрывов в цепочках могут „залечиваться“. Поэтому парамагнитная восприимчивость ОСЦ в кристалле Y_2BaNiO_5 после отжига его на воздухе должна уменьшаться. Но полностью избавиться от концевых спинов в ОСЦ кристалла, по-

видимому, будет сложно, потому что переход в АФМ-состояние пар спинов ОСЦ в кристалле Y_2BaNiO_5 при $T \approx \Delta/k_B$ должен часто сопровождаться разрывами спиновых цепочек.

4. Заключение

Установлено, что в области 800–520 К одномерные спиновые цепочки в монокристалле Y_2BaNiO_5 проявляют парамагнитные свойства, магнитная восприимчивость которых изменяются в соответствии с законом Кюри–Вейса:

$$\chi_0(T) = N_A(3.75 \mu_B)^2 / 3k_B(T + 800)^{-1}.$$

Ниже 520 К и вплоть до температуры Δ/k_B между соседними спинами $S(Ni^{2+}) = 1$ в цепочках могут спонтанно возникать неустойчивые парные антиферромагнитные взаимодействия. В результате этого в каждой спиновой цепочке соседние пары спины могут образовывать немагнитные кластеры. Соответственно, доля парамагнитных спинов начинает убывать согласно закону

$$\chi(T) = C \exp(-\Delta/k_B T)(T + 800)^{-1},$$

где $\Delta/k_B = 117$ К является экспериментально установленной щелью Халдейна, C — постоянная Кюри.

Интенсивный рост парамагнитной восприимчивости монокристалла Y_2BaNiO_5 при $T < 40$ К, предположительно, создают концевые спины ОСЦ в соответствии с законом Кюри–Вейса, в котором $\mu_{\text{eff}} = 3.75 \mu_B$, а $\theta_{i1} = -3$ К для исходного образца и $\theta_{i2} = -1.2$ К после отжига этого же монокристалла при 1000°C на воздухе и медленном охлаждении со скоростью $1^\circ\text{C}/\text{min}$. Число концевых спинов после отжига уменьшилось вдвое, от $n_{i1} = 9.3 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-1}$ до $n_{i2} = 4.6 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-1}$.

Температурную зависимость $\chi(T)$ монокристалла Y_2BaNiO_5 в интервале 1.85–800 К после отжига на воздухе можно описать аналитическим выражением:

$$\chi(T) = C \left\{ (1 + \exp(-117/T)(T + 800)^{-1} + n_{i2}/N_A(T + 1.2)^{-1}) \right\}, \quad (8)$$

здесь $C = N_A(\mu_{\text{eff}})^2 / 3k_B$; $\mu_{\text{eff}} = 3.75 \mu_B$, n_{i2} — количество концевых спинов.

Благодарности

Авторы благодарят сотрудницу Института исследований твердого тела Общества Макса Планка Е. Брюхер (E. Brucher) за проведение магнитных измерений.

Финансирование работы

Работа выполнена по государственным заданиям № АААА-А19-119120690042-9 и № АААА-А19-119092390079-8 ИПХФ РАН, а также по государственному заданию ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Bethe. Z. Physik **71**, 205 (1931).
- [2] F.D.M. Haldane. Phys. Lett. A **93**, 9, 464 (1983).
- [3] R. Botet, R. Jullien, M. Kolb. Phys. Rev. B **28**, 7, 3914 (1983).
- [4] I. Affleck. Phys. Rev. Lett. **54**, 10, 966 (1985).
- [5] I. Affleck, T. Kennedy, E.H. Lieb, H. Tasaki. Phys. Rev. Lett. **59**, 7, 779 (1987).
- [6] I. Affleck. Phys. Rev. B **41**, 10, 6697 (1990).
- [7] S.V. Meshkov. Phys. Rev. B **48**, 9, 6167 (1993).
- [8] F. Mattheiss. Phys. Rev. B **48**, 7, 4352 (1993).
- [9] X. Kageяма, А.Н. Васильев. Природа **2**, 1 (2002).
- [10] А.И. Смирнов, В.Н. Глазков. ЖЭТФ **132**, 4, 984 (2007). [A.I. Smirnov, V.N. Glazkov. JETP **105**, 4, 861 (2007).]
- [11] E.V. Orlenko, F.E. Orlenko, G.G. Zegria. Natural Sci. **2**, 11, 1287 (2010).
- [12] W.J. Buyers, R. Morra, R.L. Armstrong, M.J. Hogan, P. Gerlach, K. Hirakawa. Phys. Rev. Lett. **56**, 4, 371 (1986).
- [13] J.P. Renard, M. Verdaguer, L.P. Regnault, W.A.C. Erkelens, J. Rossat-Mignod, W.G. Stirling. Europhys. Lett. **3**, 8, 945 (1987).
- [14] K. Katsumata, H. Hori, T. Takeuchi, M. Date, A. Yamagishi, J.P. Renard. Phys. Rev. Lett. **63**, 1, 86 (1989).
- [15] Y. Ajiro, T. Goto, H. Kikuchi, T. Sakakibara, T. Inami. Phys. Rev. Lett. **63**, 13, 1424 (1989).
- [16] J. Amador, E. Gutiérrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruz-Valero, F. Fernández, R. Sáez-Puche, J.A. Campá. Phys. Rev. B **42**, 13, 7918 (1990).
- [17] H. Mutka, C. Payen, P. Molinić, J.L. Soubeyroux, P. Colombet, A.D. Taylor. Phys. Rev. Lett. **67**, 4, 497 (1991).
- [18] J. Darriet, L.P. Regnault. Solid State Commun. **86**, 7, 409 (1993).
- [19] L.P. Regnault, I. Zaliznyak, J.P. Renard, C. Vettier. Phys. Rev. B **50**, 13, 9174 (1994).
- [20] T. Yokoo, T. Sakaguchi, K. Kakurai, J. Akimitsu. J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 10, 3651 (1995).
- [21] G. Xu, J.F. DiTusa, T. Ito, K. Oka, H. Takagi, C. Broholm, G. Aeppli. Phys. Rev. B **54**, 10, R6827 (1996).
- [22] Y. Imanaka, N. Miura, H. Nojiri, S. Luther, M.V. Ortenberg, T. Yokoo, I. Akimitsu. Physica B **246–247**, 561 (1998).
- [23] C.D. Batista, K. Halberg, A.A. Aligia. Phys. Rev. **60**, 18, R12553 (1999).
- [24] T. Ito, H. Yamaguchi, K. Oka, K.M. Kojima, H. Eisaki, S. Uchida. Phys. Rev. B **64**, 6, 060401(R) (2001).
- [25] E. Janod, C. Payen, F.-X. Lannusel, K. Schoumacker. Phys. Rev. B **63**, 21, 212406 (2001).
- [26] J. Das, A.V. Mahajan, J. Bobroff, H. Alloul, F. Alet, E.S. Sørensen. Phys. Rev. B **69**, 14, 144404 (2004).
- [27] E.-X. Lannusel, E. Janod, C. Payen, B. Corraze, D. Braithwaite, O. Chauvet. Phys. Rev. B **70**, 15, 155111 (2004).
- [28] М.Н. Попова, А.Е. Романов, С.А. Климин, Е.П. Чукалина, Б.В. Милль, G. Dhahenne. ФТТ **47**, 8, 1440 (2005). [M.N. Popova, E.A. Romanov, S.A. Klimin, E.P. Chukalina, B.V. Mill, G. Dhahenne. Phys. Solid State **47**, 8, 1497 (2005).]
- [29] M. Yoshida, K. Shiraki, S. Okubo, H. Ohta, T. Ito, H. Takagi, M. Kaburagi, Y. Ajiro. Phys. Rev. Lett. **95**, 11, 117202 (2005).
- [30] Е.А. Попова, А.В. Никифоров. Докл. АН ВШ **1** (34) (2017).
- [31] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). С. 124.
- [32] См. [31]. С. 163.
- [33] См. [31]. Табл. 22. С. 702.
- [34] Физические величины. Справочник. Энергоатомиздат, М. (1991). Табл. 28.1. С. 655.

Редактор Е.В. Толстякова