

УДК 538.955

DOI: 10.31040/2222-8349-2023-0-1-75-80

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ХАЛДЕЙНОВСКИХ МАГНЕТИКОВ
($Y_{1-x}Nd_x$)₂BaNiO₅ ($x = 0.25$ и 0.04)**

© Е.А. Попова

В соединениях семейства $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ реализуется парадоксальное сосуществование халдейновской фазы и спиновых волн. К магнитному упорядочению в системе приводит взаимодействие ионов Nd^{3+} через спиновые флуктуации никелевой цепочки, которая остается внутренне разупорядоченной. В настоящей работе для соединений $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с $x = 0.25$ и $x = 0.04$ проведено экспериментальное исследование полевой зависимости намагниченности $M(B)$ и температурной зависимости теплоемкости $C(T)$, измеренной в полях $B = 0; 2$ и 5 Тл. Для соединения с $x = 0.25$ на зависимости $M(B)$, измеренной при $T = 4.2$ К, обнаружена аномалия, указывающая на метамагнитный переход. Изменения параметров магнитного взаимодействия между магнитными моментами Nd вдоль оси c кристалла приводит к периориентации магнитных моментов всех ионов Nd^{3+} вдоль направления внешнего поля $B \parallel c$. Для соединения с $x = 0.04$ никаких аномалий на зависимости $M(B)$ не обнаружено, магнитные моменты обеих подрешеток неодима лежат вдоль направления приложенного магнитного поля. Наличие аномалии Шоттки на зависимости $C(T)$ при $B=0$ свидетельствует о существовании внутреннего магнитного поля B_{ex}^{Nd} , действующего на ион Nd^{3+} со стороны никелевой подсистемы, и приводящее к расщеплению основного крамерсовского дублета иона Nd^{3+} . Для соединения с $x = 0.04$ аномалия Шоттки смещается в сторону более высоких температур с увеличением внешнего магнитного поля, а для соединения с $x = 0.25$ аномалия Шоттки смещается в сторону низких температур лишь в поле $B = 5$ Тл. Смещение аномалии Шоттки в присутствии поля обусловлено соотношением между величиной приложенного магнитного поля и компонентой внутреннего магнитного поля B_{ex}^{Nd} вдоль оси c кристалла. Для соединения с $x = 0.25$ $B_{ex}^{Nd} > B$, магнитные моменты двух подрешеток неодима противоположно направлены, и аномалия Шоттки 1-й подрешетки смещается в сторону более высоких температур, а аномалия Шоттки 2-й подрешетки смещается в сторону более низких температур. Для соединения с $x = 0.04$ $B_{ex}^{Nd} < B$ магнитные моменты двух подрешеток неодима направлены в сторону приложенного поля, и аномалия Шоттки обеих подрешеток смещается в сторону более высоких температур, что согласуется с экспериментом.

Ключевые слова: низкоразмерные магнетики, халдейновские цепочки, спиновая щель.

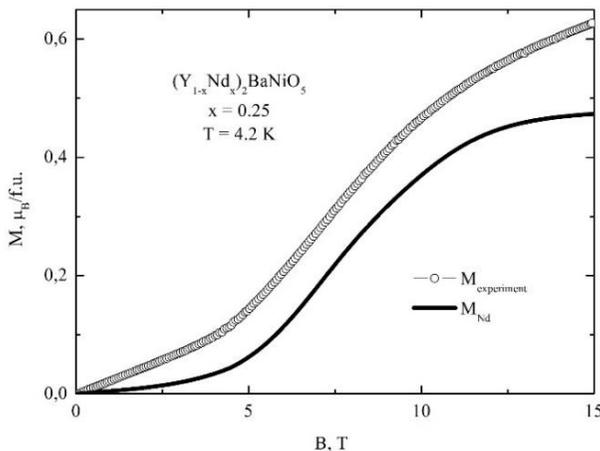
Введение. Интерес к изоструктурным соединениям с общей химической формулой R_2BaNiO_5 (R – редкоземельный ион или ион иттрия) обусловлен существенно одномерным характером их магнитных свойств. В кристаллической структуре R_2BaNiO_5 (пространственная группа $Immm$) слегка сплюснутые октаэдры NiO_6 , соединяясь друг с другом через апикальный кислород, формируют цепочки, направленные вдоль кристаллографической оси a , что позволяет говорить о цепочках спинов $S(Ni^{2+}) = 1$. Цепочки не имеют общих ионов кислорода, между ними находятся ионы R^{3+} и Ba^{2+} [1]. Взаимодействие ионов R^{3+} с ионами Ni^{2+} осуществляется через базальные ионы кислорода NiO_6 октаэдров. Y_2BaNiO_5 является

типичной халдейновской системой со спиновой щелью в спектре магнитных возбуждений порядка 10 meV [2]. В этом соединении магнитного упорядочения не происходит, по крайней мере, вплоть до температур ~ 100 мК.

Полная или частичная замена иона Y^{3+} на редкоземельный магнитный ион R^{3+} приводит к антиферромагнитному упорядочению [3]. Калориметрические измерения [4] и нейтронографические исследования $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с $x \geq 0.25$ показали, что температура Нееля уменьшается от 49 К ($x = 1$) до 17 К ($x = 0.25$). Упругое рассеяние нейтронов [3] показало, что магнитные моменты ионов Nd^{3+} направлены вдоль оси c кристалла, а магнитные моменты ионов Ni^{2+} лежат в плоскости (ac) кристалла

и отклонены на угол 35° от оси c . Магнитные моменты ионов неодима и никеля редуцированы, причем редукция тем сильнее, чем меньше концентрация неодима в соединении. Неупругое рассеяние нейтронов показывает, что халдейновская щель в спектре магнитных возбуждений никеля сохраняется как в парамагнитной области, так и в упорядоченном состоянии. Таким образом, в упорядоченном состоянии наблюдается парадоксальное сосуществование халдейновской фазы и спиновых волн.

В последнее время интерес к редкоземельным никелатам $R_2\text{BaNiO}_5$ связан с изучением магнитоэлектрического эффекта, обнаруженного в некоторых из представителей семейства цепочечных никелатов [5, 6]. Для объяснения природы магнитоэлектрического эффекта необходимо знать магнитную структуру и изменение ее под действием внешнего магнитного поля. Влияние внешнего магнитного поля на магнитные свойства было осуществлено только для одного из соединений семейства $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$. При исследовании полевой зависимости намагниченности в монокристалле $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ [7] было обнаружено два метамагнитных перехода, которые в поликристалле [8] наблюдаются в полях $B_{\text{cr1}} = 9.4$ Тл и $B_{\text{cr2}} = 16.2$ Тл при $T = 4.2$ К. Процесс намагничивания в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ обусловлен резкой анизотропией редкоземельного иона Nd^{3+} . При $B \parallel c$ магнитные моменты иона Nd^{3+} все время остаются параллельными оси c , поворачиваясь вдоль направления магнитного поля при $B > B_{\text{cr2}}$. В интервале полей $B_{\text{cr1}} < B < B_{\text{cr2}}$ происходит непрерывный поворот магнитных моментов ионов Ni^{2+} , а магнитный момент иона Nd^{3+} второй подрешетки практически равен нулю.



Образцы и методы исследования. Поликристаллические образцы $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ составов $x = 0.04$ и 0.25 были получены методом твердофазного синтеза. Температурные зависимости теплоемкости в полях до 5 Тл были получены в температурном диапазоне 1.8–300 К на установке PPMS-9 (Quantum Design). Полевые зависимости намагниченности при разных температурах были получены на магнетометре MPMS-XL5 SQUID (Quantum Design).

Результаты эксперимента и обсуждение.
Полевые зависимости намагниченности. На рис. 1 для соединений $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ с $x = 0.25$ и $x = 0.04$ представлены полевые зависимости намагниченности $M(B)$.

На зависимости $M(H)$ для соединения с $x = 0.25$ обнаружена аномалия в поле порядка 4.4 Тл. Наличие аномалии может свидетельствовать о том, что в магнитной системе происходит метамагнитный переход. Природа этого перехода пока не вполне ясна, но можно предположить, что изменяются параметры магнитного взаимодействия между магнитными моментами соединения, в результате чего меняется ориентация магнитных моментов. Для соединения с $x = 0.04$ никаких аномалий на зависимости $M(B)$ не обнаружено, и переориентации магнитных моментов в этом соединении не происходит.

Температурные зависимости теплоемкости. Температурные зависимости теплоемкости $C(T)$, измеренные в полях $B = 0; 2$ и 5 Тл, для соединений $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ с $x = 0.25$ и $x = 0.04$ представлены на рис. 2 и 3 соответственно.

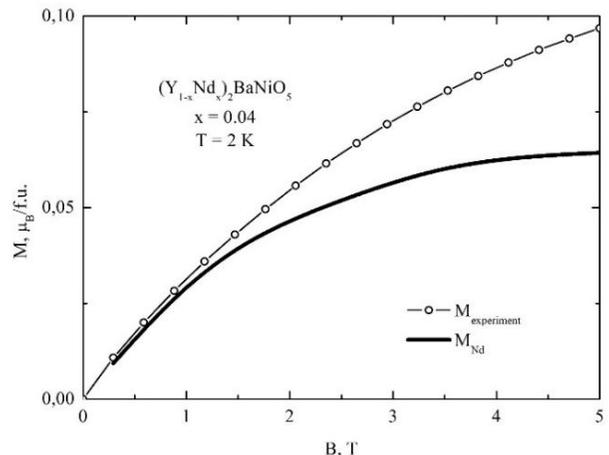


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности для соединений $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ с $x = 0.25$ (левая панель) и 0.04 (правая панель). Экспериментальные данные представлены символами, вклад подсистемы неодима – сплошной линией

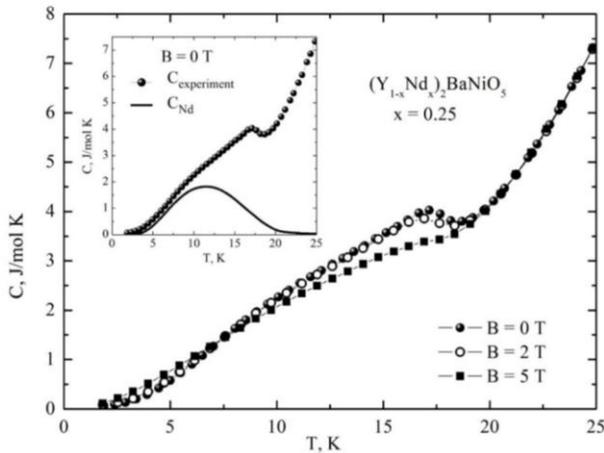


Рис. 2 Температурные зависимости теплоемкости $C(T)$, измеренные в полях $B = 0; 2$ и 5 Тл, для соединения $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с $x = 0.25$. На вставке зависимость $C(T)$, измеренная в отсутствие поля. Экспериментальные данные представлены символами, вклад неодимовой подсистемы – сплошной линией

В отсутствие внешнего магнитного поля, на температурной зависимости теплоемкости для соединений с $x = 1, 0.75, 0.5$ и 0.25 [4] обнаружены два максимума: λ -аномалия, указывающая на фазовый переход второго рода, и широкой максимум (аномалия Шоттки) при более низкой температуре. С уменьшением концентрации неодима λ -аномалия и широкий максимум сближаются и смещаются в сторону более низких температур.

Для соединения с $x = 0.25$ оба максимума практически не разрешаются (см. рис. 2), а на наличие λ -аномалии указывает лишь правый край аномалии, имеющей сложную форму. Наличие λ -аномалии связано с магнитным упорядочением в системе. С ростом поля в соединении с $x = 0.25$ происходит смещение λ -аномалии в сторону низких температур, и форма этой аномалии становится более расплывчатой. Это свидетельствует о том, что магнитное поле подавляет образование антиферромагнитного порядка. Аномалия Шоттки почти не меняется в поле $B = 2$ Тл, и смещается в сторону низких температур в поле $B = 5$ Тл.

Для соединения с $x = 0.04$ на зависимости $C(T)$ λ -аномалия не обнаружена. Однако, в области низких температур есть широкий максимум, который смещается в сторону более высоких температур с увеличением поля.

Обсуждение результатов эксперимента. Аномалия Шоттки на зависимости $C(T, B=0)$

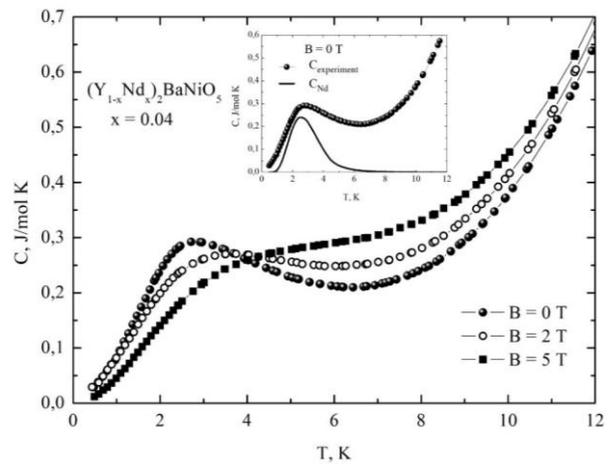


Рис. 3 Температурные зависимости теплоемкости $C(T)$, измеренные в полях $B = 0; 2$ и 5 Тл, для соединения $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с $x = 0.04$. На вставке зависимость $C(T)$, измеренная в отсутствие поля. Экспериментальные данные представлены символами, вклад неодимовой подсистемы – сплошной линией

обусловлена изменением заселенности уровней основного кramerсовского дублета ионов Nd^{3+} , расщепленного внутренним магнитным полем B_{ex}^{Nd} , действующим на ион Nd^{3+} со стороны никелевой подсистемы. Наличие аномалии Шоттки на зависимости $C(T)$ при $B=0$ для соединения с $x = 0.04$ свидетельствует о существовании внутреннего магнитного, действующего на ион неодима.

По данным нейтронных исследований [3] неодимовую и никелевую подсистемы можно представить как двухподрешеточные подсистемы. В отсутствие внешнего магнитного поля обе подрешетки неодима эквивалентны. Вклад двух подрешеток неодима выражается формулой:

$$C = 2xR \left(\frac{\Delta}{kT}\right)^2 \frac{\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\right)^2}, \quad (1)$$

где R – газовая постоянная, k – постоянная Больцмана, Δ – величина расщепления основного кramerсовского дублета иона Nd^{3+} . Множитель $2x$ показывает, что в формульной единице $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ находятся два иона Nd^{3+} с концентрацией x . Для оценки вклада неодимовой подсистемы в теплоемкость использовалась температурная зависимость расщепления $\Delta(T)$ основного кramerсовского дублета иона Nd^{3+} , полученная из спектроскопических данных.

На вставках к рис. 1 и 2 представлен вклад неодимовой подсистемы в полную теплоемкость. Этот вклад для соединений с $x = 0.25$ хорошо описывает аномалию Шоттки на зависи-

мости $C(T, B=0)$. Однако для соединений с $x = 0.04$ величина аномалии Шоттки превышает экспериментальные значения. Согласие с экспериментом улучшается, если предположить, что только 83% от формальной концентрации неодима в соединении вносят вклад в теплоемкость. Это возможно, если предположить, что при малых концентрациях образуются кластеры с локальным магнитным порядком, некоторые из которых перекрываются и вносят вклад в теплоемкость. Для отдельных ионов неодима, не входящих в кластеры, внутреннее поле отсутствует, и не происходит расщепления крамерсовского дублета. На вставке к рис. 2 представлен вклад неодимовой подсистемы в полную теплоемкость с учетом уменьшения концентрации неодима относительно номинального значения для соединений с $x = 0.04$. Для соединения с $x = 0.25$ вклад в теплоемкость вносят все ионы неодима.

В присутствии внешнего магнитного поля подрешетки неодима становятся неэквивалентными. Одна подрешетка с компонентами магнитных моментов, направленными вдоль внешнего магнитного поля, намагничивается, а другая подрешетка с противоположной ориентацией магнитных моментов размагничивается. Для корректного описания вклада неодима в теплоемкость и намагниченность следует учесть не только поле, действующее на ион Nd^{3+} со стороны никелевой подсистемы B_{ex}^{Nd} , но также и взаимодействие магнитных моментов ионов Nd^{3+} между собой. Компоненты ($\alpha = a, b, c$) эффективного магнитного поля, действующего на ионы Nd^{3+} , принадлежащие к 1-й и 2-й подрешеткам, определяются выражением:

$$\begin{cases} B_{eff\ 1\alpha} = B_{\alpha} + \kappa_{11\ \alpha} M_{1\alpha}^{Nd} + \kappa_{12\ \alpha} M_{2\alpha}^{Nd} + B_{ex\ \alpha}^{Nd} \\ B_{eff\ 2\alpha} = B_{\alpha} + \kappa_{11\ \alpha} M_{2\alpha}^{Nd} + \kappa_{12\ \alpha} M_{1\alpha}^{Nd} - B_{ex\ \alpha}^{Nd} \end{cases}, (2)$$

где B_{α} – компонента внешнего магнитного поля; $M_{1\alpha}^{Nd}$ и $M_{2\alpha}^{Nd}$ – компоненты магнитных моментов неодима 1-й и 2-й подрешетки. Параметры κ_{11} и κ_{12} – константы эффективного магнитного поля, действующего на ион неодима со стороны других ионов неодима, с тем же (κ_{11}) или противоположным (κ_{12}) направлением магнитного момента.

Разные значения эффективного поля, действующего на ионы Nd^{3+} , принадлежащие к 1-й и 2-й подрешеткам, приводят к разным значениям величины расщепления основного крамерсовского дублета ионов Nd^{3+} :

$$\Delta_{1,2} =$$

$$\mu_B \sqrt{g_a^2 B_{eff\ 1,2\ a}^2 + g_b^2 B_{eff\ 1,2\ b}^2 + g_c^2 B_{eff\ 1,2\ c}^2}, (3)$$

где $g_a = 0.36$, $g_b = 0.94$, и $g_c = 5.4$ – компоненты g -тензора основного состояния иона Nd^{3+} . Заметим, что направление магнитного поля B_{ex}^{Nd} по отношению к кристаллографическим осям совпадает с направлением магнитных моментов ионов Ni^{2+} , которые по данным нейтронных исследований, при $B = 0$ лежат в плоскости (ac) кристалла и отклонены от оси c на угол $\gamma = 35^\circ$.

В присутствии поля $B = 2$ или 5 Тл, в котором происходило измерение температурной зависимости теплоемкости, расщепления Δ_1 и Δ_2 основного крамерсовского дублета иона неодима для 1-й и 2-й подрешеток различны. Для соединения с $x = 0.25$ компонента магнитного поля, действующего на ион неодима со стороны никелевой подсистемы, $B_{ex\ c}^{Nd} > B$ вплоть до 15 К ($B_{ex\ c}^{Nd} \approx 8.5$ Тл при $T = 2$ К). Поэтому магнитные моменты двух подрешеток неодима противоположно направлены, и аномалия Шоттки 1-ой подрешетки смещается в сторону более высоких температур, а аномалия Шоттки 2-ой подрешетки смещается в сторону более низких температур. Результирующая кривая, отражающая вклад неодимовой подсистемы, почти не меняется в поле $B = 2$ Тл, и смещается в сторону низких температур в поле $B = 5$ Тл, что согласуется с экспериментальными данными. Для соединения с $x = 0.04$ компонента магнитного поля $B_{ex\ c}^{Nd} < B$ ($B_{ex\ c}^{Nd} \approx 2$ Тл при $T = 0.5$ К), магнитные моменты двух подрешеток неодима направлены в сторону приложенного поля, и аномалия Шоттки обеих подрешеток смещается в сторону более высоких температур, что согласуется с экспериментом.

Различие в величинах эффективного поля B_{eff} , действующего на ионы Nd^{3+} , принадлежащие к 1-й и 2-й подрешеткам, приводит к разным значениям намагниченности двух подрешеток неодима. Анализ экспериментальных данных показал, что только компоненты $\kappa_{11\ c}$ и $\kappa_{12\ c}$ параметров эффективного магнитного поля, действующего на ион неодима со стороны других ионов неодима, играют существенную роль. Это объясняется тем, что магнитные моменты ионов Nd^{3+} лежат вдоль оси c кристалла, и создаваемое ими магнитное поле, действующее на магнитные моменты ионов Ni^{2+} , приводит к подавлению спиновых флуктуаций в цепочке никеля. Вдоль оси c взаимодействие ме-

жду ионами неодима может осуществляться двумя путями. Взаимодействие Nd-Nd через p_z -орбиталь апикального кислорода NiO_6 октаэдра приводит к антиферромагнитному взаимодействию между парой ионов Nd вдоль оси c кристалла. Параметр κ_{12c} , связанный с этим взаимодействием, не изменяется с увеличением поля. Другой путь взаимодействия Nd-Nd может проходить через $d_{x^2-y^2}$ орбиталь иона Ni^{2+} , приводя к ферромагнитному взаимодействию между парой ионов Nd^{3+} . Внутреннее поле и внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси c кристалла, приводят к подавлению спиновых флуктуаций никеля для одной подрешетки, и усилению для другой подрешетки. Поэтому параметр κ_{11c} , связанный с указанным взаимодействием, может зависеть от внешнего поля. Наилучшее согласие с экспериментом достигается, если предположить, что $\kappa_{12c} > 0$ и не зависит от поля, а параметр $\kappa_{11c} < 0$ и линейно зависит от поля вплоть до некоторого критического поля, оставаясь далее постоянной отрицательной величиной. В критическом поле порядка 4.4 Тл для соединения с $x = 0.25$ начинается переориентация магнитных моментов неодима вдоль направления приложенного поля $B||c$. Для соединения с $x = 0.04$ никаких аномалий на зависимости $M(B)$ не обнаружено, магнитные моменты обеих подрешеток неодима лежат вдоль направления приложенного магнитного поля, что также согласуется с экспериментальными данными температурной зависимости теплоемкости, измеренной в присутствии внешнего магнитного поля. Вклад неодимовой подсистемы в намагниченность представлен на рис. 3. Этот вклад достаточно хорошо описывает основные особенности полевой зависимости намагниченности.

Заключение. Процесс намагничивания в соединениях $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ связан с резкой анизотропией иона Nd^{3+} , магнитные моменты которого могут лежать только вдоль оси c кристалла, и обусловлен соотношением между величиной приложенного магнитного поля B и компонентой внутреннего магнитного поля B_{exc}^{Nd} , действующего на ион Nd^{3+} со стороны никелевой подсистемы. На полевой зависимости намагниченности $M(B)$ для соединения $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ с $x = 0.25$ обнаружен метамагнитный переход, связанный с изменением параметров магнитного взаимодействия между магнитными моментами Nd вдоль оси c кристалла,

что приводит к переориентации магнитных моментов всех ионов Nd^{3+} вдоль направления внешнего поля $B||c$. Для соединения с $x = 0.04$ магнитные моменты обеих подрешеток неодима лежат вдоль направления приложенного магнитного поля, и никаких аномалий на зависимости $M(B)$ не обнаружено. С таким описанием магнитной структуры исследованных соединений согласуются обнаруженное смещение аномалии Шоттки на температурной зависимости теплоемкости, измеренной в полях до 5 Т. Для соединения с $x = 0.04$, $B_{exc}^{Nd} < B$, и аномалия Шоттки обеих подрешеток смещается в сторону более высоких температур. Для соединения с $x = 0.25$ $B_{exc}^{Nd} > B$, и аномалия Шоттки 1-й подрешетки смещается в сторону более высоких температур, а аномалия Шоттки 2-й подрешетки смещается в сторону более низких температур. Поэтому результирующий вклад неодимовой подсистемы, почти не меняется в поле $B = 2$ Тл, и смещается в сторону низких температур в поле $B = 5$ Тл, что согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнялась при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы.

Литература

1. Garcría-Matres E., Martínez J.L., Rodríguez-Carvajal J., Alonso J.A., Salinas-Sánchez A. and Sáez-Puche R. Structural characterization and polymorphism of R_2BaNiO_5 ($\text{R} = \text{Nd, Gd, Dy, Y, Ho, Er, Tm, Yb}$) studied by neutron diffraction // *J. Solid State Chem.* 1993. V. 103(2). P. 322–333.
2. Darriet J., Regnault L.P. The compound Y_2BaNiO_5 : A new example of a Haldane gap in a $S = 1$ magnetic chain // *Solid State Commun.* 1993. V. 86. P. 409–412.
3. Yokoo T., Zheludev Z., Nakamura M., and Akimitsu J. Ni-chain gap excitations in $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{BaNiO}_5$: One-dimensional to three-dimensional crossover // *Phys. Rev. B.* 1997. V. 55. P. 11516–11520.
4. Попова Е.А., Васильев А.Н., Климин С.А., Нарожный М.В., Попова М.Н. Калориметрическое и спектроскопическое исследование квазиодномерных холдейновских магнетиков $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ ($x = 1, 0.75, 0.50, 0.25$) // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 2010. Т. 111. № 2. С. 204–208.
5. Sanjay Kumar Upadhyay, Paulose P.L., Sampathkumaran E.V. Extraordinarily large intrinsic magnetodielectric coupling of the Tb member within the Haldane spin-chain family R_2BaNiO_5 // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 96. P. 014418.

6. Tathamay Basu, Mohapatra Niharika, Singh Kiran, Sampathkumaran E.V. Magnetic 118 and magnetodielectric coupling anomalies in the Haldane spin-chain system $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ // AIP Adv. 2015. V. 5. P. 037128.

7. Okubo S., Ohta H., Tanaka T., Yokoo T., Akimitsu J. High-field magnetization measurement of three-dimensional antiferromagnet $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ single crystal // Physica B. 2000. V. 284. P. 1475–1476.

8. Попова Е.А., Климин С.А., Попова М.Н., Клингелер Р., Тристан Н., Бюхнер Б., Васильев А.Н. Поведение магнитных подсистем в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 118(4). С. 611–620.

References

1. Garcíа-Matres E., Martínez J.L., Rodríguez-Carvajal J., Alonso J.A., Salinas-Sánchez A. and Sáez-Puche R. Structural characterization and polymorphism of R_2BaNiO_5 (R = Nd, Gd, Dy, Y, Ho, Er, Tm, Yb) studied by neutron diffraction // J. Solid State Chem, 1993, vol. 103(2), pp. 322–333.

2. Darriet J., Regnault L.P. The compound Y_2BaNiO_5 : A new example of a Haldane gap in a $S = 1$ magnetic chain // Solid State Commun. 1993. vol. 86. pp. 409–412.

3. Yokoo T., Zheludev Z., Nakamura M., and Akimitsu J. Ni-chain gap excitations in $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{BaNiO}_5$:

One-dimensional to threedimensional crossover // Phys. Rev. B., 1997, vol. 55, pp. 11516–11520.

4. Popova E.A., Vasil'ev A.N., Klimin S.A., Narozhnyi M.V. and Popova M.N. Calorimetric and Spectroscopic Study of Quasi-One-Dimensional Haldane Magnets $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ ($x = 1, 0.75, 0.50, 0.25$) // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2010, vol. 111, no. 2, pp. 204–208.

5. Sanjay Kumar Upadhyay, Paulose P.L., Sampathkumaran E.V. Extraordinarily large intrinsic magnetodielectric coupling of the Tb member within the Haldane spin-chain family R_2BaNiO_5 // Phys. Rev. B., 2017, vol. 96, p. 014418.

6. Tathamay Basu, Mohapatra Niharika, Singh Kiran, Sampathkumaran E.V. Magnetic 118 and magnetodielectric coupling anomalies in the Haldane spin-chain system $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ // AIP Adv., 2015, vol. 5, p. 037128.

7. Okubo S., Ohta H., Tanaka T., Yokoo T., Akimitsu J. High-field magnetization measurement of three-dimensional antiferromagnet $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ single crystal // Physica B., 2000, vol. 284, pp. 1475–1476.

8. Popova E.A., Klimin S.A., Popova M.N., Klingeler R., Tristan N., Büchner B., Vasil'ev A.N. Behavior of the magnetic subsystems in $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2014, vol. 118(4), pp. 611–620.

THE INFLUENCE OF AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF QUASI-ONE-DIMENSIONAL HALDANE MAGNETS $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ ($x = 0.25$ и 0.04)

© E.A. Popova

National Research Institute «Higher School of Economics»,
20, ulitsa Myasnitskaya, 101000, Moscow, Russian Federation

In the compounds of the $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ family, the paradoxical coexistence of the Haldane phase and spin waves is realized. The magnetic ordering in the system is caused by the interaction of Nd^{3+} ions through spin fluctuations of a nickel chain, which remains internally disordered. Nd^{3+} magnetic moments do not deviate from the c axis of the crystal even in the presence of an external magnetic field. In this paper, for compounds $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ with $x = 0.25$ and $x = 0.04$, an experimental study of the field dependence of the magnetization $M(B)$ and the temperature dependence of the heat capacity $C(T)$, measured in fields $B = 0; 2$ and 5 T. For compounds with $x = 0.25$ on the dependence $M(B)$ measured at $T = 4.2$ K, an anomaly was detected indicating a metamagnetic transition. Changes in the parameters of the magnetic interaction between the magnetic moments Nd along the c axis of the crystal leads to the reorientation of the magnetic moments of all Nd^{3+} ions along the direction of the external field $B||c$. For the connection with $x = 0.04$, no anomalies were detected on the dependence $M(B)$, the magnetic moments of both neodymium sublattices lie along the direction of the applied magnetic field. The presence of a Schottky anomaly on the dependence $C(T)$ at $B=0$ indicates the existence of an internal magnetic field B_{ex}^{Nd} acting on the Nd^{3+} ion from the side of the nickel subsystem, and leading to the splitting of the main Kramers doublet of the Nd^{3+} ion. For a connection with $x = 0.04$, the Schottky anomaly shifts towards higher temperatures with an increase in the external magnetic field, and for a connection with $x = 0.25$, the Schottky anomaly shifts towards low temperatures only in the field $B = 5$ T. The displacement of the Schottky anomaly in the presence of a field is due to the ratio between the magnitude of the applied magnetic field and the component of the internal magnetic field fields B_{ex}^{Nd} along the c axis of the crystal. For connection with $x = 0.25$ $B_{ex}^{Nd} > B$, the magnetic moments of the two neodymium sublattices are oppositely directed, and the Schottky anomaly of the 1st sublattice shifts towards higher temperatures, and the Schottky anomaly of the 2nd sublattice shifts towards lower temperatures. For connection with $x = 0.04$ $B_{ex}^{Nd} < B$. The magnetic moments of the two neodymium sublattices are directed towards the applied field, and the Schottky anomaly of both sublattices shifts towards higher temperatures, which is consistent with the experiment

Keywords: low-dimensional magnets, Haldane chains, spin gap.