

Штарковская структура и обменные расщепления уровней иона Nd^{3+} в цепочечном никелате $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$

© М.Н. Попова, Е.А. Романов, С.А. Климин, Е.П. Чукалина, Б.В. Милль*, G. Dhalenne**

Институт спектроскопии Российской академии наук,
142190 Троицк, Московская обл., Россия

* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

** Laboratoire de Physico-Chimie de l'État Solide, Université Paris-Sud,
F-91405 Orsay, France

E-mail: popova@isan.troitsk.ru

С высоким разрешением (0.1 cm^{-1}) измерены спектры диффузионного пропускания поликристаллических образцов цепочечного никелата $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ в широких интервалах волновых чисел ($1500\text{--}20\,000 \text{ cm}^{-1}$) и температур ($4.2\text{--}300 \text{ K}$). Определены энергии 54 штарковских подуровней иона Nd^{3+} и обменные расщепления некоторых из них в магнитоупорядоченном состоянии $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ ($T_N = 47.5 \pm 1 \text{ K}$). Показано, что низкотемпературные магнитные свойства $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ обусловлены обменным расщеплением основного состояния (32 cm^{-1}).

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 04-02-17346 и грантами по программам фундаментальных исследований РАН.

Благодаря особенностям своей структуры цепочечные никелаты R_2BaNiO_5 (R — редкоземельный (РЗ) ион или Y) оказались интересными модельными объектами для изучения одномерного магнетизма в системе антиферромагнитных (АФ) цепочек атомов с целочисленным спином ($S = 1$ для Ni^{2+}) и кроссовера к трехмерному магнитному порядку. Как известно, одномерные изотропные (гейзенберговские) магнетики не упорядочиваются даже при $T = 0$: порядок разрушается флуктуациями. В 1983 г. Холдейн теоретически показал, что свойства гейзенберговской АФ-цепочки атомов существенно зависят от того, целочисленные или полуцелочисленные значения имеют спины атомов [1]. Для целочисленных спинов основное состояние — немагнитный синглет, и в спектре магнитных возбуждений имеется щель (холдейновская щель). Выводы Холдейна были подтверждены численным моделированием и экспериментами с соединениями $\text{Ni}(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)_2\text{NO}_2\text{ClO}_4$ (NENP) и CsNiCl_3 (см., например, [2,3]). В никелатах семейства R_2BaNiO_5 можно плавно изменять межцепочечное взаимодействие, меняя РЗ-ион R^{3+} или частично замещая его немагнитным ионом Y^{3+} , что открывает новые возможности для исследования квазиодномерных холдейновских магнетиков.

Никелаты R_2BaNiO_5 ($\text{R} = \text{Pr}\text{--}\text{Tm}$, Y) принадлежат к ромбической сингонии и имеют пространственную группу $Immm$ (D_{2h}^{25}) [4,5]. Наиболее характерной особенностью структуры является наличие параллельных друг другу и оси a изолированных цепочек сжатых октаэдров NiO_6 , соединенных вершинами (рис. 1). Цепочки связаны между собой через ионы Ba^{2+} и R^{3+} . Ионы R^{3+} занимают одну позицию с локальной симметрией C_{2v} (рис. 1, b). Соединение с $\text{R} = \text{Y}$ (Y_2BaNiO_5) не упорядочивается по крайней мере до 100 mK [6]; его магнитная восприимчивость имеет вид кривой с широким макси-

мумом, характерной для одномерного антиферромагнетика (отсюда была получена оценка внутрицепочечного взаимодействия $J \approx 25 \text{ meV}$ [7]), а в спектре неупругого рассеяния нейтронов наблюдается возбуждение с энергией $\Delta \approx 10 \text{ meV}$, которое приписывается холдейновской щели [7]. Была получена следующая оценка верхней границы для межцепочечного взаимодействия $J' : J'/J \leq 5 \cdot 10^{-4}$ [8]. Таким образом, Y_2BaNiO_5 — почти идеальная модель АФ-цепочки спинов $S = 1$. Замена немагнитного иттрия на РЗ-элемент приводит к росту межцепочечного взаимодействия и установлению магнитного порядка. Магнитная структура как никелевой, так и РЗ-подсистемы характеризуется вектором распространения $\mathbf{k} = (1/2, 0, 1/2)$ для всех соединений с $\text{R} \neq \text{Y}$ [9]. Однако направления магнитных моментов различны в соединениях с разными РЗ-элементами. Для $\text{R} = \text{Nd}$, Tb , Dy , Ho магнитные моменты параллельны кристаллической оси c [9], а для соединения $\text{Er}_2\text{BaNiO}_5$ они параллельны оси a [9,10]. Температуры Нееля T_N варьируются от 12.5 K для $\text{Tm}_2\text{BaNiO}_5$ до 65 K для $\text{Tb}_2\text{BaNiO}_5$. Для $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ $T_N = 48 \text{ K}$ [9,11,12]. Для систем $(\text{R}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{BaNiO}_5$ ($0 \leq x \leq 1$) $T_N(x)$ плавно меняется, что позволяет детально изучать кроссовер от одномерного (1D) квантового к трехмерному (3D) классическому антиферромагнетизму и поведение холдейновских возбуждений при 1D–3D-кроссовере.

Такое исследование было выполнено для семейства $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{BaNiO}_5$ в серии работ по неупругому рассеянию нейтронов [13,14]. Другой нейтронный эксперимент (для $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$) был предпринят с целью исследования взаимодействия одномерных магнитных возбуждений Ni-цепочек с электронными возбуждениями РЗ-подсистемы [15]. Была обнаружена и качественно объяснена интерференция этих двух типов возбуждений. Построению более полной теории явления препятство-

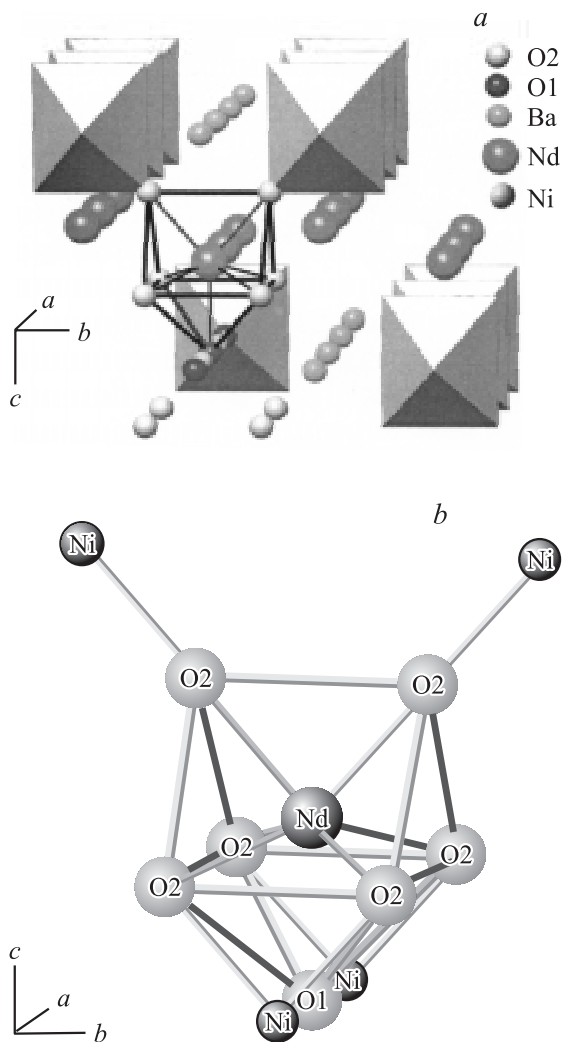


Рис. 1. Структура Nd_2BaTiO_5 (a) и ближайшее окружение иона Nd^{3+} в Nd_2BaNiO_5 (b). Октаэдры NdO_7 соединены в цепочки вдоль оси a через кислород в вершине. Чтобы показать связь $Ni-O-Ni$ в цепочках, удалены два октаэдра.

вало, как указали авторы [15], отсутствие информации об электронных состояниях Nd^{3+} в Nd_2BaNiO_5 .

Такая информация необходима также для объяснения магнитных свойств Nd_2BaNiO_5 . На зависимости магнитной восприимчивости от температуры $\chi(T)$ имеется лишь очень слабая особенность при температуре магнитного упорядочения $T_N = 48$ К [11,16,17], а также ярко выраженный максимум при существенно более низкой температуре $T_{max} = 26$ К [11,17], когда, согласно нейтронным данным, никаких изменений магнитной структуры не происходит. Возможно, максимум на зависимости $\chi(T)$ соответствует опустошению верхней компоненты кримерсова дублета иона Nd^{3+} , расщепленного обменными взаимодействиями в магнитоупорядоченном состоянии, аналогично случаю Er_2BaNiO_5 [11,18]. Чтобы проверить эту гипотезу, необходимы спектроскопические исследования.

Насколько нам известно, спектроскопическая информация о соединении Nd_2BaNiO_5 ограничивается сообщением о положении трех нижайших штарковских подуровней основного состояния (144 , 192 и 304 cm^{-1}), найденных по спектрам неупругого рассеяния нейтронов, зарегистрированным с разрешением ≈ 2.5 cm^{-1} [15]. Настоящая работа посвящена оптической спектроскопии высокого разрешения (0.1 cm^{-1}) соединения Nd_2BaNiO_5 и для сравнения $Nd_{0.1}Y_{1.9}BaNiO_5$.

1. Эксперимент

Поликристаллические образцы Nd_2BaNiO_5 и $Nd_{0.1}Y_{1.9}BaNiO_5$ были приготовлены методом твердофазного синтеза из порошков Y_2O_3 (99.99%) и/или Nd_2O_3 (99.99%), NiO (99.99%) и $BaCO_3$ (99.99%), которые смешивались и прокачивались при температуре $900^\circ C$ на воздухе в течение 24 ч, а затем прессовались в таблетки под давлением 2500 bar. Особое внимание уделялось содержанию летучих веществ в Nd_2O_3 ($\sim 15\%$). Таблетки спекались при температурах от 1000 до $1450^\circ C$ на воздухе в течение 24–50 ч с промежуточным измельчением. После каждой обработки образцы исследовались на рентгеновском дифрактометре. После спекания при температуре $1450^\circ C$ в образце $Nd_{0.1}Y_{1.9}BaNiO_5$ не было выявлено примесных фаз, дифракционная картина соответствовала пространственной группе $Immm$. Дифракционная картина для Nd_2BaNiO_5 после обработки при температуре $1350^\circ C$ также указывала на группу $Immm$, однако имелись следы других фаз.

Спектры диффузионного пропускания образцов Nd_2BaNiO_5 с высоким разрешением (до 0.1 cm^{-1}) в широком спектральном ($1600-20\,000$ cm^{-1}) и температурном ($4.2-300$ К) интервалах регистрировались на Фурье-спектрометре высокого разрешения BOMEM DA3.002. Порошковые образцы смешивались со спиртом и наносились на подложку из BaF_2 . Образец помещался в криостат с парами гелия. Для спектрального диапазона $9000-20\,000$ cm^{-1} использовался кремниевый приемник. Для диапазона $5000-10\,000$ cm^{-1} применялись два приемника InSb. Один из них стандартный; другой, специальный, устанавливался в криостате непосредственно за образцом. Диапазон $1600-5000$ cm^{-1} регистрировался с помощью ртуть-кадмий-теллурикового приемника.

2. Оптические спектры $Nd_{0.1}Y_{1.9}BaNiO_5$ и Nd_2BaNiO_5 в парамагнитном состоянии и штарковская структура уровней иона Nd^{3+}

На рис. 2 показан обзорный спектр пропускания поликристаллических образцов Nd_2BaNiO_5 в парамагнитном состоянии. Узкие линии соответствуют $f-f$ -переходам в ионе Nd^{3+} с основного $^4I_{9/2}$ на ряд возбужденных

Энергии штарковских уровней иона Nd^{3+} в цепочечных никелатах $(\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{BaNiO}_5$, определенные по спектрам при $T = 90\text{ K}$ (в скобках указаны обменные расщепления в cm^{-1} для $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ при $T = 5\text{ K}$)

Мультиплет	E, cm^{-1}		Мультиплет	E, cm^{-1}	
	$x = 1$	$x = 0.05$		$x = 1$	$x = 0.05$
$^4I_{9/2}$	0 (32)	0	$^4F_{5/2}$	12 241 (<2)	12 222
	140	130		12 251 (<2)	12 231
	190	180		12 330 (3.7)	12 306
	302	290		12 390	12 377
	~ 440	440		12 438	12 410
$^4I_{11/2}$	1901	1909	12 490	12 470	
	2029	2018	12 552	12 521	
	2046	2040	12 580	12 551	
	2104	2100	$^4F_{7/2}$	13 190 (5.3)	13 183
	2183	2178		13 200 (5.3)	13 187
	2224	2222		13 258 (4)	13 229
$^4I_{13/2}$	3807		$^4S_{3/2}$	13 340 (14.5)	13 318
	3970	3956		13 352 (22)	13 327
	3992 (11)	3978		$^4F_{9/2}$	14 390 (2)
	4029	4022	14 468 (7)		14 447
	4119	4117	$^4G_{5/2}$	14 631 (14)	14 603
4169	4160	16 640 (6)		16 608	
$^4I_{15/2}$	4217	4212	16 743 (10)	16 699	
	5772		16 779 (7)	16 738	
	5912 (16)		$^2G_{7/2}$	16 996	16 992
	5956 (<4)			17 015	17 026
	6163		17 057		
	6220		17 168	17 132	
	6248		$^4G_{7/2}$	18 585	18 600
6353		18 625		18 704	
$^4F_{3/2}$	11 188 (11.4)	11 182	18 748		
	11 323	11 290	$^2G_{9/2}$	19 114	

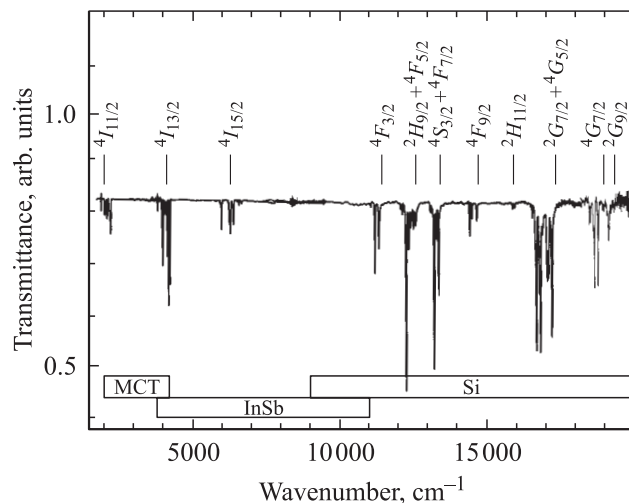


Рис. 2. Спектр пропускания $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ при температуре $\sim 100\text{ K}$. Внизу указаны области применяемых приемников излучения (МСТ — ртуть-кадмий-теллур). Сверху представлены положения мультиплетов иона Nd^{3+} в соединении $\text{LaCl}_3:\text{Nd}^{3+}$ [19].

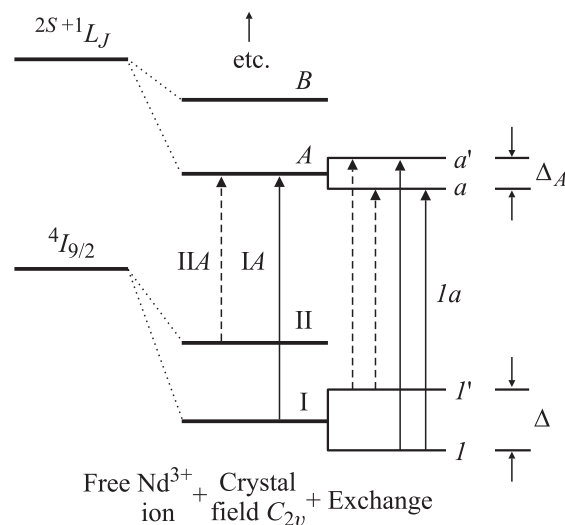


Рис. 3. Схема расщепления уровней Nd^{3+} в кристаллическом поле и расщепление кramerсовых дублетов в магнитоупорядоченном состоянии. Оптические переходы, которые „вымерзают“ при низких температурах, указаны пунктирными линиями.

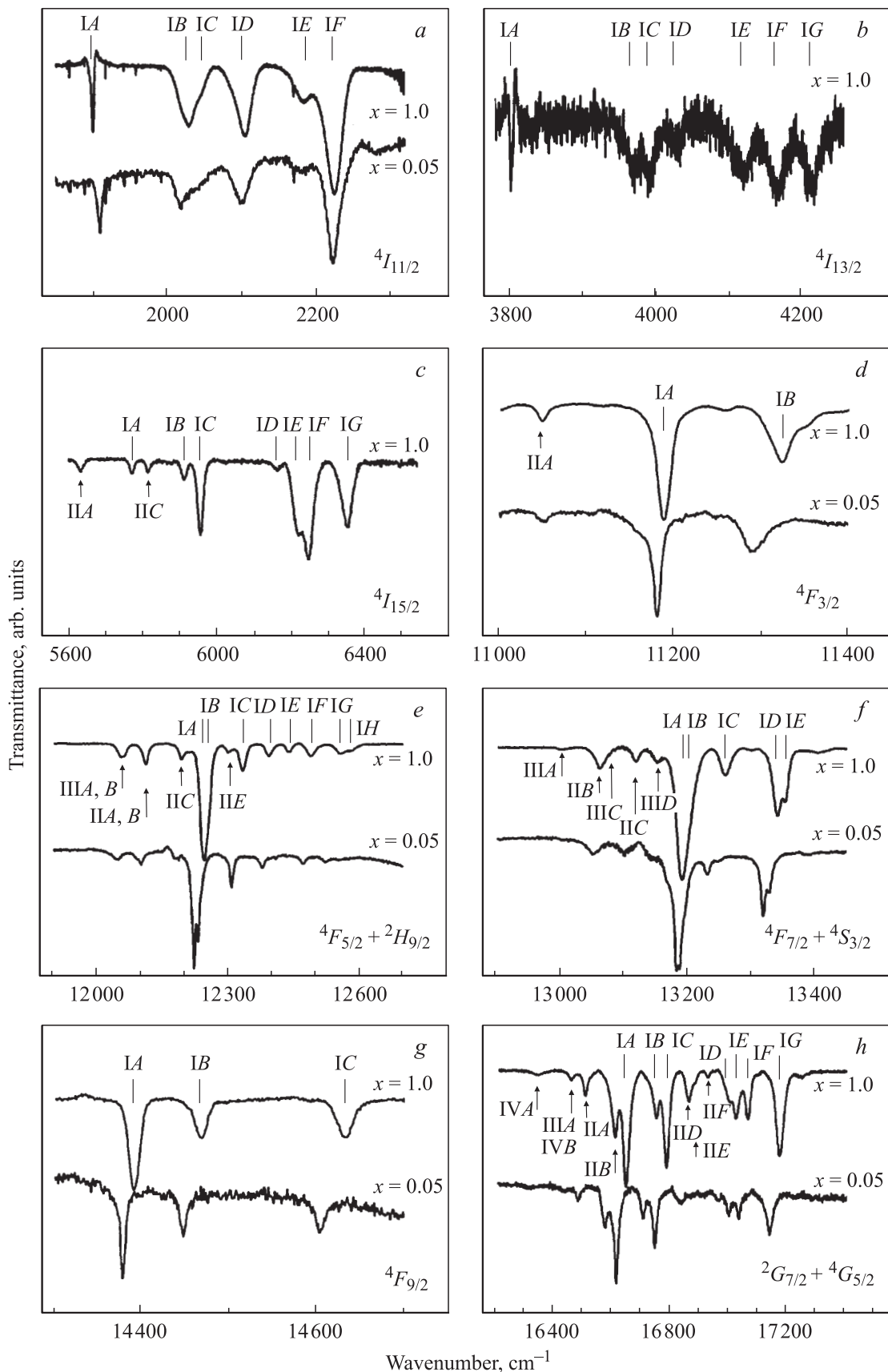


Рис. 4. Спектры пропускания $(Nd_xY_{1-x})_2BaNiO_5$ при температуре 100 К в области переходов с основного состояния $4I_{9/2}$ иона Nd^{3+} на возбужденные (указаны в правом нижнем углу каждого фрагмента). Спектральные линии обозначены в соответствии со схемой на рис. 3.

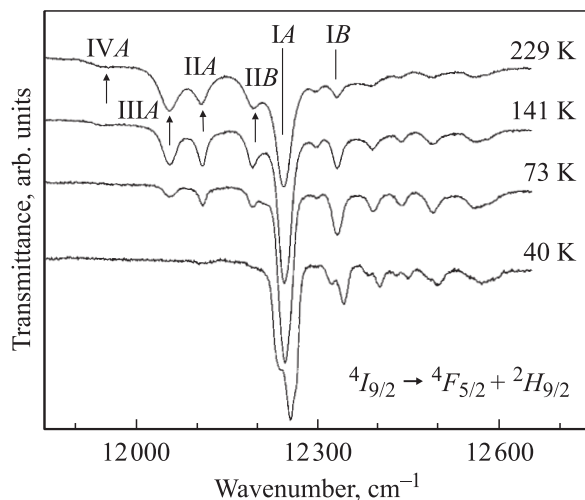


Рис. 5. Спектр пропускания $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ при различных температурах. Линии, соответствующие переходам с возбужденных подуровней мультиплета ${}^4I_{9/2}$, исчезают при уменьшении температуры. При 40 К видны обменные расщепления линий IA и IB.

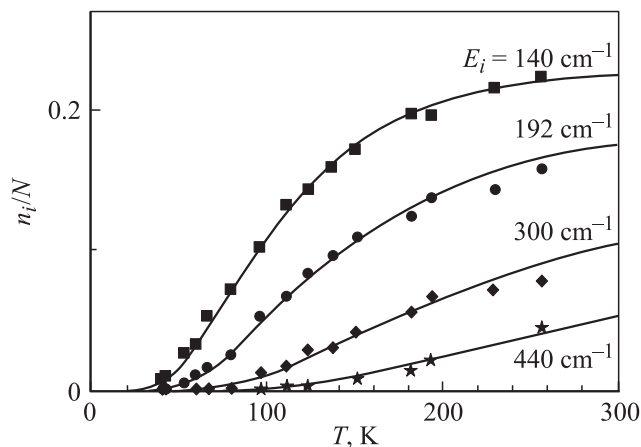


Рис. 6. Заселенности возбужденных уровней с энергией E_i , вычисленные по формуле $n_i/N = \exp(-E_i/kT) / \sum_{j=1}^5 \exp(-E_j/kT)$ (сплошные линии), и экспериментально измеренные интенсивности спектральных линий (точки).

уровней. Для сравнения приведены положения уровней Nd^{3+} в LaCl_3 [19]. Положения нижних уровней ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{15/2}$ одинаковы для $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ и LaCl_3 , в то время как вышележащие уровни в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ смещены в сторону меньших энергий по отношению к LaCl_3 . Такой нефелоксетический сдвиг [20,21] обусловлен большим перекрытием волновых функций возбужденных состояний Nd^{3+} с волновыми функциями лигандов в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$.

В кристаллическом поле с локальной симметрией C_{2v} каждый уровень свободного иона Nd^{3+} , характеризуемый значением J полного момента, расщепляется на $J + 1/2$ кramerсовых дублета (см. схему на рис. 3).

Все спектры могут быть проанализированы в рамках единственного неодимового центра. Чтобы облегчить анализ штарковских расщеплений, мы использовали разбавленное соединение $\text{Nd}_{0.1}\text{Y}_{1.9}\text{BaNiO}_5$, которое не упорядочивается по крайней мере до 10 К и спектр которого не усложнен обменными расщеплениями. Спектры пропускания обоих соединений сравниваются на рис. 4. Энергии штарковских подуровней мультиплетов иона Nd^{3+} , найденные по спектрам, представлены в таблице. Штарковские подуровни основного состояния ${}^4I_{9/2}$ были определены по спектрам при повышенных температурах (рис. 5). Интенсивности линий, разгорающихся при повышении температуры, коррелируют с заселенностью возбужденных штарковских подуровней основного состояния (рис. 6). Полученные значения энергий нижайших уровней (140, 190, 302 cm^{-1}) находятся в хорошем согласии с нейтронными данными (144, 192, 304 cm^{-1}) [15].

Экспериментально определенные положения 54 штарковских уровней иона Nd^{3+} в $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$ могут быть использованы для анализа в рамках теории кристаллического поля.

3. Обменные расщепления в спектрах $\text{Nd}_2\text{BaNiO}_5$. Модель молекулярного поля

В магнитоупорядоченном состоянии магнитные взаимодействия снимают кramerсово вырождение ионов Nd^{3+} , что приводит к расщеплению спектральных линий (см. схему на рис. 3). На рис. 7 показано изменение одной из линий при понижении температуры. Появляющееся при ~ 50 К расщепление увеличивается, линии сужаются, так что при $T \leq 35$ К отчетливо видны все четыре компоненты расщепленной линии, при

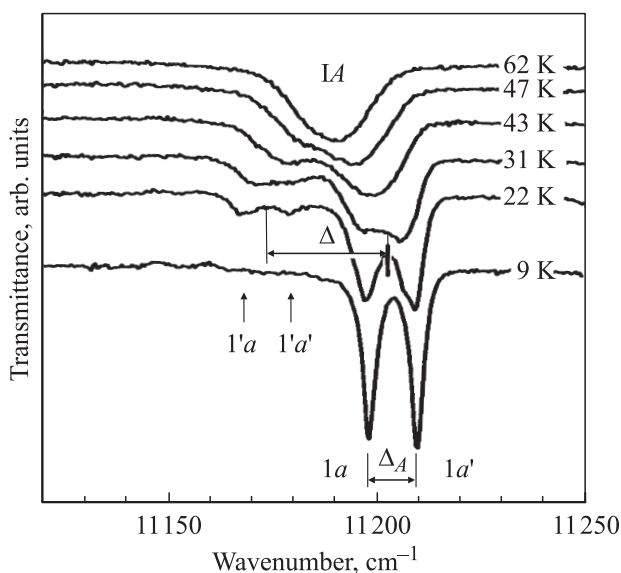


Рис. 7. Линия IA (рис. 4, d) при различных температурах. Обозначения соответствуют схеме на рис. 3.

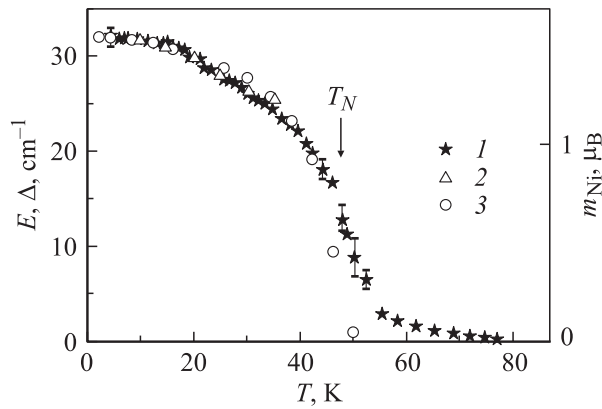


Рис. 8. Температурные зависимости расщепления Δ основного состояния иона Nd^{3+} (1), энергии E моды 4 meV, наблюдавшейся в спектре нейтронного рассеяния (2) и магнитного момента m_{Ni} (3). Зависимость $\Delta(T)$ получена из спектроскопических измерений данной работы, $E(T)$ и $m_{Ni}(T)$ — из экспериментов по рассеянию нейтронов [14].

этом низкочастотные компоненты „вымораживаются“. Анализируя спектры, можно определить возникающие при магнитном упорядочении в кристалле обменные расщепления крамеровских дублетов, соответствующих начальному и конечному уровням оптического перехода. Найденные по спектрам расщепления при $T = 5$ K приведены в таблице.

На рис. 8 показана температурная зависимость расщепления основного состояния $\Delta(T)$, а также температурные зависимости энергии моды 4 meV, зарегистрированной в спектре нейтронного рассеяния [14], и магнитного момента никелевой подсистемы $m_{Ni}(T)$, определенного из нейтронных данных [14]. Из рис. 8 однозначно следует, что мода 4 meV, наблюдавшаяся в экспериментах по рассеянию нейтронов в Nd_2BaNiO_5 и первоначально сопоставленная со штарковским уровнем иона Nd^{3+} [22], в действительности отвечает переходу между компонентами основного крамерсова дублета Nd^{3+} , расщепленного магнитным взаимодействием в магнитоупорядоченном состоянии, т.е. соответствует перевороту неодимового магнитного момента, как и предполагалось в работе [12].

Для $T < 0.9T_N$ величина расщепления основного состояния РЗ-иона в Nd_2BaNiO_5 пропорциональна магнитному моменту никелевой подсистемы (рис. 8), так же как и в случае Er_2BaNiO_5 [11,18]. Это означает, что к данной системе применима модель молекулярного поля. РЗ-ионы ведут себя так, как если бы они находились в некотором эффективном магнитном поле B_{eff} , созданном упорядоченной никелевой подсистемой [11,17,18]. В рамках этого приближения можно записать

$$\Delta(T) = 2m_{Nd}^{(0)}B_{eff}(T), \quad (1)$$

$$B_{eff}(T) = \lambda m_{Ni}(T). \quad (2)$$

Здесь $m_{Nd}^{(0)}$ — магнитный момент одного иона Nd^{3+} в основном состоянии, λ — константа молекулярного

поля. Взяв экспериментальные величины $m_{Nd}^{(0)} = 2.65\mu_B$ и $m_{Ni}^{(0)} = 1.6\mu_B$ из работы по рассеянию нейтронов [9], при аппроксимации нашей экспериментальной зависимости $\Delta(T)$ с помощью уравнений (1) и (2) мы получили $\lambda = 7.61\mu_B$. Это значение достаточно хорошо согласуется с величиной, полученной в работе [17] ($\lambda = 7.51\mu_B$) из анализа магнитной восприимчивости Nd_2BaNiO_5 .

При $T > T_N$ расщепление спектральных линий не исчезает полностью. Оставшееся расщепление связано с ближним порядком. Ранее мы предположили, что температура магнитного упорядочения может быть найдена по точке перегиба на зависимости $\Delta(T)$ [23,24]. Сравнение оптических и нейтронных данных для Nd_2BaNiO_5 (рис. 8) подтверждает это предположение. На основании спектроскопических данных мы получили $T_N = 47.5 \pm 1$ K, что согласуется со значением $T_N = 48$ K, определенным в работах по дифракции нейтронов [9,16].

4. Магнитный момент неодимовой подсистемы в магнитоупорядоченном состоянии Nd_2BaNiO_5

Возбужденные штарковские подуровни основного мультиплета (140, 190 cm^{-1} и т.д.; см. таблицу) практически не заселены при $T < T_N$. Поэтому только основной крамерсов дублет вносит вклад в магнитный момент m_{Nd} неодимовой подсистемы, и можно записать

$$m_{Nd}(T) = m_{Nd}^{(0)} \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = m_{Nd}^{(0)} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}. \quad (3)$$

Здесь $m_{Nd}(T)$ — магнитный момент на один ион Nd^{3+} , n_1 и $n_2 = n_1 \exp(\Delta/kT)$ — соответственно заселенности нижнего и верхнего подуровней основного крамерсова дублета.

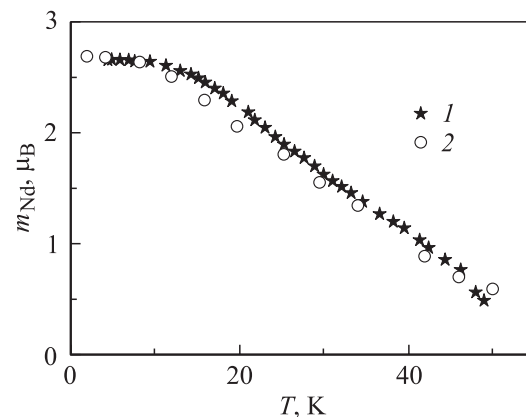


Рис. 9. Температурные зависимости магнитного момента Nd^{3+} в магнитоупорядоченном состоянии Nd_2BaNiO_5 , полученные из спектроскопических данных по формуле (3) (1) и из данных по нейтронному рассеянию (2).

На рис. 9 показана зависимость $m_{Nd}(T)$, вычисленная по формуле (3) с использованием спектроскопических данных по расщеплению основного состояния $\Delta(T)$ и измеренная в нейтронном эксперименте [14]. Хорошее согласие подтверждает применимость спектроскопической методики для исследования магнитных свойств цепочечных никелатов.

Наши данные дают также прямое обоснование подхода (впервые предложенного в нашей работе [11]), примененного в [17] для вычисления магнитной восприимчивости $\chi(T)$ Nd_2BaNiO_5 , и показывают, что максимум на зависимости $\chi(T)$ при температуре $T_{max} \sim 26$ К (согласно [11], 30 К), существенно меньше, чем температура магнитного упорядочения $T_N = 47.5$ К, связан с опустошением верхней компоненты основного крэмперсова дублета иона Nd^{3+} , расщепленного Nd–Ni-взаимодействиями в магнитоупорядоченном состоянии Nd_2BaNiO_5 . С помощью этого подхода можно оценить температуру такого максимума по формуле $kT_{max} = 0.65\Delta(0)$, не проводя вычислений всей зависимости $\chi(T)$ [23]. Подставляя найденные по спектрам значения $\Delta(0) = 32 \text{ cm}^{-1}$, получаем оценку $T_{max} = 30$ К, что близко к наблюдаемому значению.

- [16] A. Zheludev, J.P. Hill, D.J. Buttrey. *Phys. Rev. B* **54**, 10, 7216 (1996).
- [17] E. García-Matres, J.L. García-Munos, J.L. Martínez, J. Rodríguez-Carvajal. *J. Magn. Magn. Mater.* **149**, 363 (1995).
- [18] M.N. Popova, S.A. Klimin, E.P. Chukalina, B.Z. Malkin, R.Z. Levitin, B.V. Mill, E. Antic-Fedancev. *Phys. Rev. B* **68**, 15, 155 103 (2003).
- [19] G.H. Dieke. *Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals*. Interscience, N. Y. (1968). P. 142.
- [20] P. Caro, O. Beaury, E. Antic. *J. de Phys.* **37**, 671 (1976).
- [21] E. Antic-Fidancev, M. Lemaitre-Blaise, P. Caro. *New J. Chem.* **11**, 6, 467 (1987).
- [22] A. Zheludev, J.M. Tranquada, T. Vogt, D.J. Buttrey. *Phys. Rev. B* **54**, 10, 7210 (1996).
- [23] M.N. Popova. *Proc. SPIE* **2706**, 182 (1996).
- [24] M.N. Popova. *J. Alloys Comp.* **275–277**, 142 (1998).

Список литературы

- [1] F.D.M. Haldane. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 15, 1153 (1983).
- [2] W.J.L. Buyers, R.M. Morra, R.L. Armstrong, M.J. Hogan, P. Gerlach, K. Hirakawa. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 4, 371 (1986).
- [3] Z. Tun, W.J.L. Buyers, A. Harrison, J.A. Rayne. *Phys. Rev. B* **43**, 16, 13 331 (1991).
- [4] S. Schiffler, H. Müller-Buschbaum. *Z. Anorg. Allg. Chem.* **532**, 10 (1986).
- [5] E. García-Matres, J.L. Martínez, J. Rodríguez-Carvajal. *J. Solid State Chem.* **103**, 322 (1993).
- [6] K. Kojima, A. Keren, L.P. Le, G.M. Luke, B. Nachumi, W.D. Wu, Y.J. Uemura, K. Kiyono, S. Miyasaka, H. Takagi, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 17, 3471 (1995).
- [7] J. Darriet, L.P. Regnault. *Solid State Commun.* **86**, 7, 409 (1993).
- [8] Guangyong Xu, J.F. Ditsa, T. Ito, K. Oka, H. Takagi, C. Broholm, G. Aeppli. *Phys. Rev. B* **54**, 10, 6827 (1996).
- [9] E. García-Matres, J.L. Martínez, J. Rodríguez-Carvajal. *Eur. Phys. J. B* **24**, 59 (2001).
- [10] K.A. Alonso, J. Amador, J.L. Martinez, I. Rasines, J. Rodríguez-Carvajal, R. Saez-Puche. *Solid State Commun.* **76**, 4, 467 (1990).
- [11] G.G. Chepurko, Z.A. Kazei, D.A. Kudrjavitsev, R.Z. Levitin, B.V. Mill, M.N. Popova, V.V. Snegirev. *Phys. Lett. A* **157**, 1, 81 (1991).
- [12] A. Zheludev, J.M. Tranquada, T. Vogt, D.J. Buttrey. *Phys. Rev. B* **54**, 9, 6437 (1996).
- [13] T. Yokoo, A. Zheludev, M. Nakamura, J. Akimitsu. *Phys. Rev. B* **55**, 17, 11 516 (1997).
- [14] T. Yokoo, S.A. Raymond, A. Zheludev, S. Maslov, E. Res-souche, I. Zaliznyak, R. Erwin, M. Nakamura, J. Akimitsu. *Phys. Rev. B* **58**, 21, 14 424 (1998).
- [15] A. Zheludev, S. Maslov, T. Yokoo, J. Akimitsu, S. Raymond, S.E. Nagler, K. Hirota. *Phys. Rev. B* **61**, 17, 11 601 (2000).