Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 3, с. 158 – 165 © 2010 г. 10 февраля

Магнитные и сегнетоэлектрические свойства обменно-фрустрированных мультиферроиков $(Ni_{1-x}T_x)_3V_2O_8$ (T=Co, Mn, Zn)

А. А. Мухин[1)], *В. Ю. Иванов, А. М. Кузьменко, А. С. Прохоров, А. А. Пронин, С. Н. Барило*[+], *Г. Л. Бычков*[+], *С. В. Ширяев*[+]

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[+]*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 29 декабря 2009 г.

Исследовано влияние замещения ионов Ni^{2+} ионами Co^{2+}, Mn^{2+} и Zn^{2+} на магнитные, диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства монокристаллов ванадатов $(Ni_{1-x}T_x)_3V_2O_8$. Обнаружено, что при малых уровнях замещения ($x \leq 0.1$) как магнитными, так и немагнитными ионами стабилизируется сегнетоэлектрическое состояние с циклоидальной магнитной структурой, область существования которого расширяется в сторону низких температур до 3 K для Zn^{2+} и ниже 1.8 K для Co^{2+}, Mn^{2+} за счет подавления низкотемпературной слабоферромагнитной фазы. В то же время при больших концентрациях Co и Mn сегнетоэлектрическая фаза полностью исчезает. Исследовано влияние магнитных полей на магнитные и сегнетоэлектрические состояния. Показано, что магнитное поле вдоль оси c подавляет сегнетоэлектрическое состояние, в то время как намагничивание вдоль оси антиферромагнетизма (ось a) вызывает возвратный фазовый переход от параэлектрической слабоферромагнитной структуры к сегнетоэлектрической. Построены соответствующие H–T фазовые диаграммы.

Введение. В последнее время растет интерес к веществам, в которых сосуществуют магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения (мультиферроики) и соответствующие магнитные и электрические параметры порядка связаны между собой [1 – 4].

Особенно большой резонанс вызвало обнаружение в последние годы новых классов мультиферроиков, в частности, редкоземельных манганитов $RMnO_3$ (R=Tb, Dy, Gd, Eu-Y:) [5 – 8], ванадата никеля $Ni_3V_2O_8$ [9] и др., в которых сегнетоэлектричество имеет несобственный характер и возникает в определенных модулированных магнитных структурах [10]. Общей чертой таких мультиферроиков является конкуренция (фрустрация) обменных взаимодействий, которая приводит к образованию нецентросимметричных спиральных магнитных структур, в том числе циклоидального типа, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами. Электрическая поляризация в них возникает благодаря неоднородному магнитоэлектрическому взаимодействию, которое приводит к появлению поляризации $\mathbf{P} \sim \mathbf{e_{ij}}[\mathbf{S_i}\mathbf{S_j}]$ при неколлинеарном расположении соседних спинов, где $\mathbf{e_{ij}}$ – вектор, соединяющий спины $\mathbf{S_i}$ и $\mathbf{S_j}$ [11 – 13] (обратное взаимодействие Дзялошинского). Вектор поляризации для такой магнитной структуры оказывается напрямую связанным с плоскостью вращения спинов в циклоиде, задаваемой ее нормалью $\mathbf{n}$, и волновым вектором магнитной структуры $\mathbf{k}$: $\mathbf{P} \sim [\mathbf{nk}]$ [12], что приводит к более сильному проявлению магнитоэлектрической связи, чем в известных ранее сегнетомагнетиках [14].

Соединения $M_3V_2O_8$ (M=Ni, Co, Cu, Mn, ...) имеют орторомбическую кристаллическую структуру (пространственная группа $Cmca$) [15]. Магнитные ионы M^{2+} образуют так называемую "лестницу Кагоме", то есть октаэдры MO_6 располагаются в зигзагообразно изогнутых слоях, отделенных немагнитными ионами V^{5+}. В отличие от идеальной решетки Кагоме, состоящей из эквивалентных треугольников, ионы M^{2+} занимают две неэквивалентных позиции, называемые "перекрестно-узловыми" (cross-tie) – M1 и "хребтовыми" (spine) – M2. Такое понижение симметрии ослабляет геометрическую фрустрацию и приводит к образованию структур с различными типами дальнего магнитного порядка и богатым H–T фазовым диаграммам. Так, в $Ni_3V_2O_8$ при понижении температуры ниже точки Нееля $T_N = 9.1$ K возникает несоразмерная синусоидально модулированная антиферромагнитная структура (HTI, согласно обозначениям [9]) с волновым вектором $k = (\delta, 0, 0)$, в которой магнитные моменты ионов Ni^{2+} лежат вдоль кристаллографической оси a. Затем, при $T_{FE} = 6.3$ K реализуется спиральная (циклоидальная) несоразмерная антиферромаг-

1) e-mail: mukhin@ran.gpi.ru

нитная структура (LTI по [9]), в которой спины вращаются в ab плоскости и далее, при $T_C = 4.0$ К, возникает параэлектрическая соразмерная скошенная к оси c антиферромагнитная структура (C), которая, в свою очередь, в районе 2.0 К претерпевает незначительные изменения, переходя в фазу C' [9, 16]. Главная интрига, обусловившая повышенный интерес к данному соединению, заключалась в том, что LTI фаза оказалась сегнетоэлектрической ($\mathbf{P}\|\mathbf{b}$-оси), что позволило отнести $Ni_3V_2O_8$ к классу мультиферроиков. В ряде работ [9, 16–18] были исследованы магнитные свойства этого соединения, изучено влияние магнитного поля на магнитные и сегнетоэлектрическую фазы и построены $H-T$ фазовые диаграммы.

$Co_3V_2O_8$ также испытывает ряд спонтанных и индуцированных магнитным полем фазовых переходов [19–21]. Ниже $T_N = 11.3$ К, как и в случае с $Ni_3V_2O_8$, устанавливается несоразмерная синусоидально модулированная антиферромагнитная структура. Ниже 8.0 К структура превращается в соразмерную с $\delta = 0.5$. От ≈ 7.0 до 6.1 К, по данным разных авторов, происходит от одного до трех фазовых переходов, конечным итогом которых является образование сильно анизотропной ферромагнитной фазы с легким направлением намагничивания вдоль оси a. В то же время, ни спонтанной, ни индуцированной магнитным полем электрической поляризации в $Co_3V_2O_8$ обнаружено не было, что связано с отсутствием в данном соединении спиральных несоразмерных структур.

Столь разное поведение ванадатов с различными магнитными ионами делает интересным исследование замещенных соединений $(Ni_{1-x}Co_x)_3V_2O_8$ с различной степенью замещения. Подобные магнитные и нейтронографические исследования уже проводились в работе Кьюреши и др. [22] для $x = 0.27$, 0.52 и 0.76. Оказалось, что все эти соединения испытывают лишь по одному фазовому переходу в точках Нееля, составляющих 8.1, 7.5 и 5.5 К, соответственно, для приведенных выше значений x, а возникающая антиферромагнитная структура является модулированной, описываемой волновым вектором $\mathbf{k} = (\delta, 0, 0)$ с $\delta = 0.372$, 0.491 и 0.52 для $x = 0.27$, 0.52 и 0.76, соответственно. Таким образом, введение достаточно большого количества кобальта приводит к подавлению большинства магнитных фаз. Поэтому наибольший интерес представляют соединения с небольшими добавками кобальта ($x < 0.1$). Некоторые результаты магнитных измерений в замещенном кобальтом никелевом ванадате с малым x опубликованы в работе [23]. Данные по влиянию замещения никеля другими изовалентными элементами в литературе отсутствуют. В данной работе представлены результаты исследования магнитных и диэлектрических (в том числе сегнетоэлектрических) свойств монокристаллов ванадатов никеля, замещенных кобальтом, марганцем и цинком. Предварительные результаты наших исследований приведены в [24, 25].

Методика выращивания кристаллов и эксперимента. Монокристаллы твердых растворов $(Ni_{1-x}Co_x)_3V_2O_8$ ($0 \le x \le 1$) были выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве BaO–V_2O_5. Карбонат бария $BaCO_3$ и окислы NiO и V_2O_5 тщательно перемешивали в оптимальном мольном соотношении 1:1:1.5. Коэффициент распределения кобальта в замещенных составах равнялся 1.25. Исходную смесь помещали в тигель из высокоплотного Al_2O_3. Затем печь с тиглем нагревали на воздухе со скоростью 150 °C/ч до 900 °C, выдерживали при этой температуре восемь часов для декарбонизации шихты, а затем темпе-

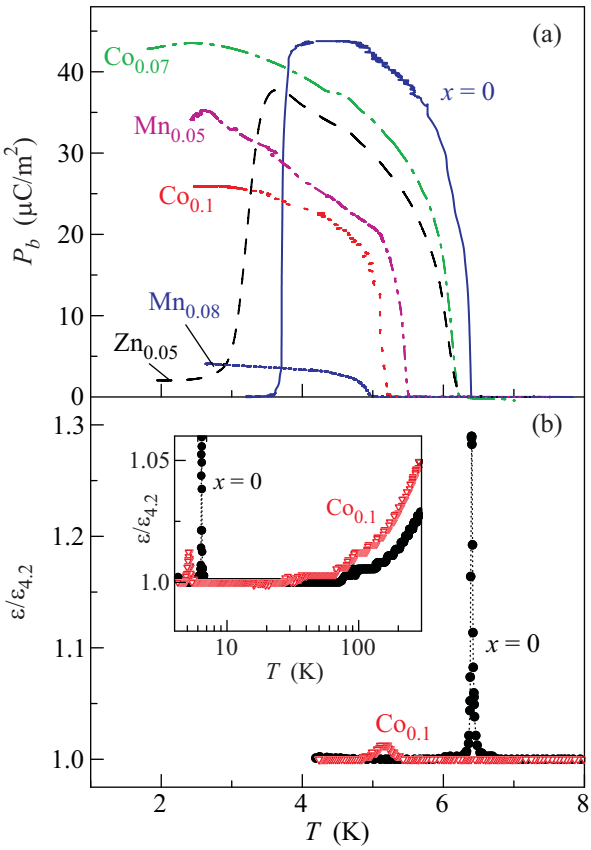

Рис.1. Температурные зависимости: (a) электрической поляризации ванадатов $(Ni_{1-x}T_x)_3V_2O_8$ (легирующий элемент и его концентрация указаны рядом с кривыми), (b) приведенной диэлектрической проницаемости $Ni_3V_2O_8$ и $(Ni_{0.9}Co_{0.1})_3V_2O_8$ в области низких температур (на вставке – в температурном интервале 4–300 К)

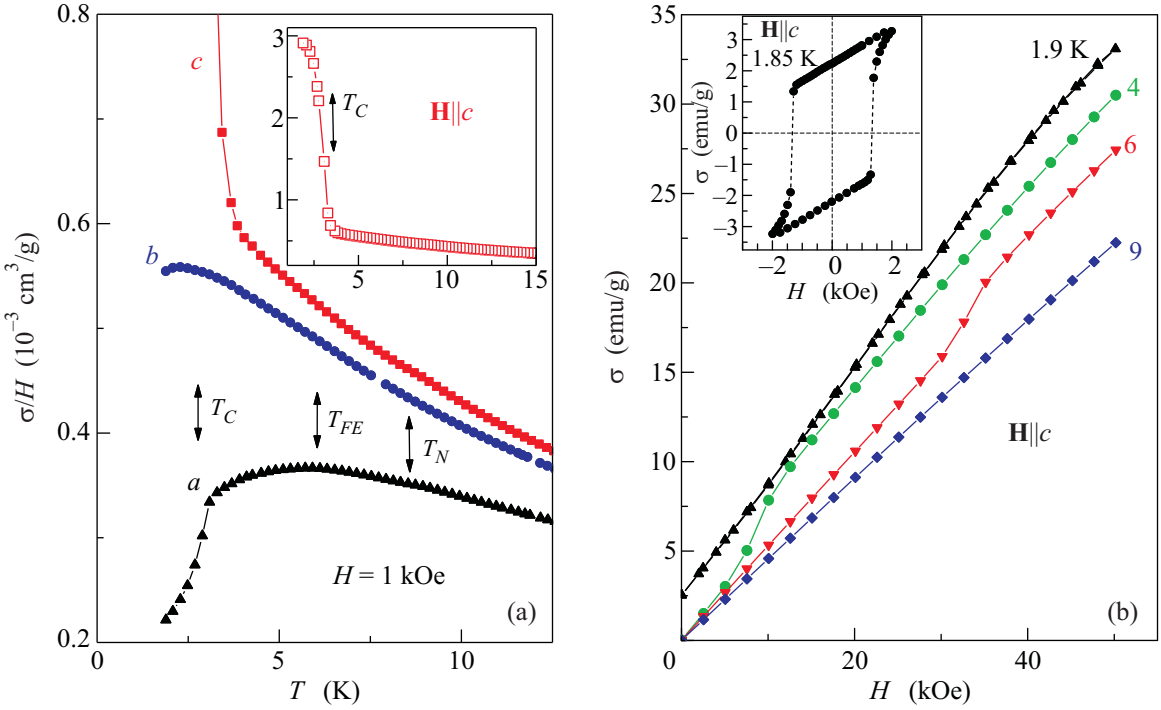

Рис.2. (a) Температурные зависимости восприимчивости $\chi = \sigma/H$, измеренной в поле 1 кЭ в различных кристаллографических направлениях, соединения $(Ni_{0.95}Zn_{0.05})_3V_2O_8$. Стрелками обозначены температуры Нееля (T_N), перехода в сегнетоэлектрическую фазу (T_{FE}) и в скошенное антиферромагнитное состояние (T_C). На вставке – поведение σ/H при $H\|c$ в уменьшенном масштабе. (b) Кривые намагничивания кристалла $(Ni_{0.95}Zn_{0.05})_3V_2O_8$ вдоль оси c. На вставке – петля гистерезиса при $\mathbf{H}\|c$, $T = 1.85$ К

ратуру поднимали до 1200 °C со скоростью 100 °C/ч для полного плавления смеси. После гомогенизации раствора-расплава в течение 4 ч температуру в печи снижали со скоростью 1 °C/ч до 900 °C. Затем тигель быстро извлекали из установки и сливали остаток раствора-расплава. Далее монокристаллы с тиглем возвращали в печь, которую охлаждали до комнатной температуры со скоростью 50 °C/ч.

Кристаллы представляли собой пластинки ромбической формы толщиной ≤ 1 мм с осями a и c, параллельными диагоналям ромба, и наиболее развитой плоскостью, перпендикулярной оси b. Площадь поверхности пластинок достигала нескольких десятков мм^2. Состав соединений контролировался рентгенофлуоресцентным анализом. Магнитные измерения производились в полях до 50 кЭ в температурном интервале 1.8–300 К на СКВИД-магнитометре фирмы Quantum Design (MPMS-5). Температурные зависимости диэлектрической восприимчивости измерялись на частотах до 100 кГц с помощью автоматизированного LCR-метра. Электрическая поляризация в полях электромагнита до 14 кЭ и сверхпроводящего соленоида до 50 кЭ измерялась пироэлектрическим методом с помощью электрометрических вольтметров В7-40 или Keithley Model 6517A.

Экспериментальные результаты. На рис.1a приведены температурные зависимости электрической поляризации $P(T)$ чистого и замещенных ванадатов никеля, измеренной после предварительного охлаждения образцов в электрическом поле. Как следует из рисунка, поведение поляризации в чистом ванадате никеля качественно согласуется с опубликованными в [9] данными. В замещенных соединениях величина T_{FE} уменьшается по сравнению с чистым ванадатом никеля, причем тем сильнее, чем больше значение x, а величина поляризации имеет тенденцию к уменьшению. Заметим, что величина поляризации зависит от поля, в котором охлаждался образец, причем, если в чистом $Ni_3V_2O_8$ величина поляризации быстро выходит на насыщение, то в замещенных соединениях зависимость поляризации от электрического поля становится более пологой. При больших значениях x (экспериментально измерялись $x = 0.36$ для Co и 0.15 для Mn) поляризация полностью исчезает. В то же время, в отличие от $Ni_3V_2O_8$, в слабо замещенных Co и Mn ванадатах поляризация не исчезает при понижении температуры вплоть до 1.8 К. Таким образом, сегнетоэлектрическое состояние в легированных небольшими добавками кобальта и марганца соединениях является бо-

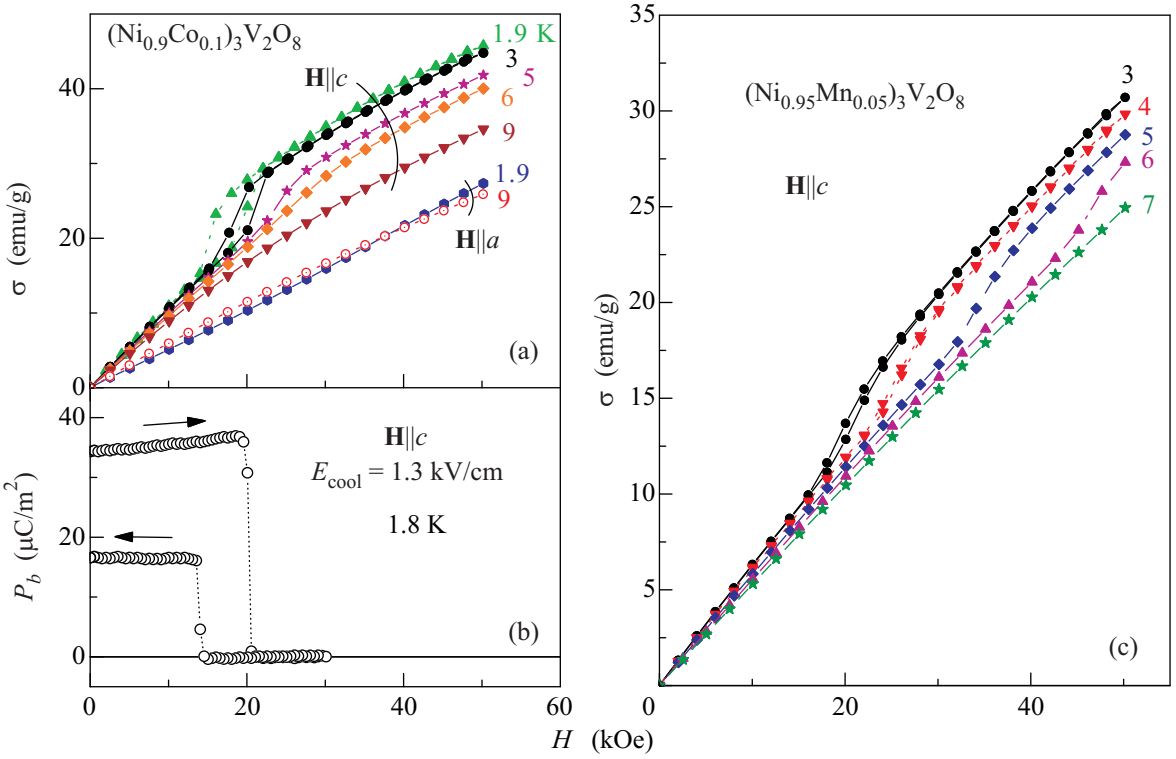

Рис.3. (a) Кривые намагничивания $(Ni_{0.9}Co_{0.1})_3V_2O_8$ вдоль осей a и c; (b) зависимости поляризации вдоль оси b от магнитного поля $\mathbf{H}\|c$; (c) кривые намагничивания $(Ni_{0.95}Mn_{0.05})_3V_2O_8$ при $\mathbf{H}\|c$

лее стабильным, чем в чистом ванадате никеля, что проявляется также в исчезновении спонтанного перехода в слабоферромагнитное состояние, что следует из наших магнитных измерений. Магнитное поле $H\|a$ также не вызывает перехода в скошенное состояние.

На рис.1b приведены температурные зависимости измеренной на частоте 10 кГц относительной диэлектрической проницаемости ε чистого $Ni_3V_2O_8$ и легированного $(Ni_{0.9}Co_{0.1})_3V_2O_8$ соединений (из-за неправильной геометрической формы пластинок и наличия сколов точно рассчитать абсолютное значение ε затруднительно, но, по оценкам, оно составляет ~ 10, что согласуется с данными [17]). Как видно из рисунка, ε незначительно уменьшается с понижением от комнатной температуры, затем остается приблизительно постоянной вплоть до области магнитного упорядочения. В области низких температур ε испытывает всплеск (λ-аномалию). В случае $Ni_3V_2O_8$ этот всплеск наблюдается при $T = 6.1$ К, то есть при температуре перехода в спиральную (циклоидальную) сегнетоэлектрическую фазу. Амплитуда этого всплеска составляет $\approx 28\%$, а ширина ~ 0.1 К, что свидетельствует о высоком качестве и однородности образца. Для соединения $(Ni_{0.9}Co_{0.1})_3V_2O_8$ всплеск, наблюдаемый при $T = 5.2$ К, гораздо более слабый и размытый, что вызвано нарушением идеальной решетки при замещении Ni на Co.

В замещенном цинком соединении $(Ni_{0.95}Zn_{0.05})_3V_2O_8$ так же, как и в чистом ванадате никеля, поляризация практически исчезает (в пределах погрешности эксперимента) при понижении температуры, однако при более низких температурах (~ 3 К), чем в $Ni_3V_2O_8$ (рис.1a). Исследование температурных зависимостей намагниченности (рис. 2a) и петель гистерезиса (вставка на рис.2b) вдоль оси c показали, что переход в низкотемпературное параэлектрическое состояние в легированном цинком ванадате никеля, как и в чистом $Ni_3V_2O_8$, сопровождается появлением небольшой спонтанной намагниченности, то есть эта структура является скошенной антиферромагнитной. Таким образом, при малом уровне замещения цинком последовательность фазовых переходов в замещенных соединениях сохраняется, однако область существования LTI фазы расширяется в область низких температур. Можно ожидать, что при больших степенях замещения цинком переход в параэлектрическое состояние при низких температурах будет подавлен, так же как и при замещении никеля кобальтом и марганцем.

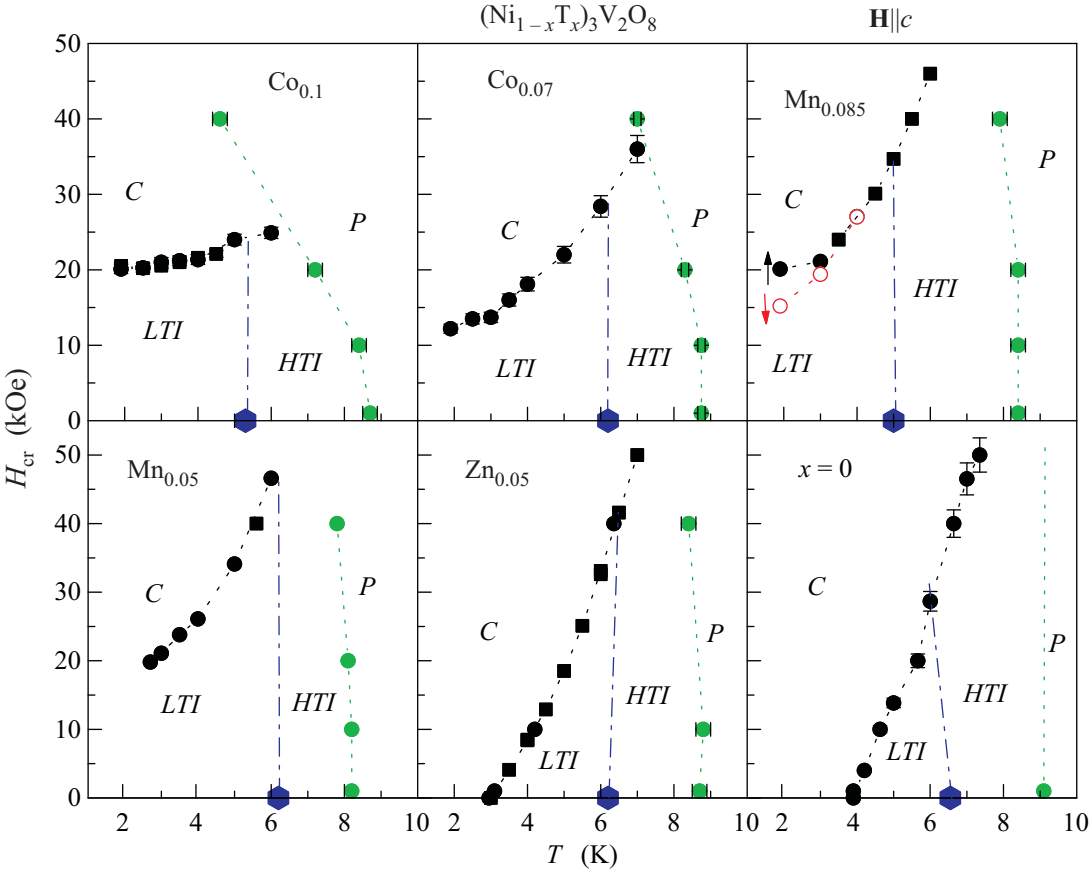

Рис.4. $H-T$-фазовые диаграммы чистого ванадата никеля и замещенных составов $(Ni_{1-x}T_x)_3V_2O_8$ при $H\|c$. Обозначения фаз: P – парамагнитная, HTI – "высокотемпературная" несоразмерная коллинеарная антиферромагнитная, LTI – "низкотемпературная" сегнетоэлектрическая спиральная антиферромагнитная, C – скошенная антиферромагнитная

В области существования спиральных сегнетоэлектрических фаз во всех ванадатах никеля магнитное поле вдоль оси c индуцирует переход в скошенное состояние, сопровождаемый увеличением намагниченности и разрушением электрической поляризации (рис.2b и 3). Критическое магнитное поле, вызывающее такой переход, для замещенных ванадатов при $T \sim 2$ K составляет около 20 кЭ и увеличивается с ростом температуры. Построены фазовые диаграммы для всех слабо замещенных ванадатов при $H\|c$ (рис.4), из которых следует, что сегнетоэлектрическое состояние в замещенных ванадатах является более стабильным, чем в чистом ванадате никеля. Каких-либо аномалий на магнитных характеристиках при переходе в фазу C' мы не обнаружили, поэтому на рисунке ее не выделяем.

В соединении $(Ni_{0.74}Co_{0.36})_3V_2O_8$, согласно магнитным измерениям (рис.5a), наблюдается один спонтанный магнитный фазовый переход в точке Нееля $T_N = 7.8$ K, что находится в разумном согласии с данными [22]. Кривые намагничивания обладают заметной анизотропией, при этом минимальная намагниченность наблюдается вдоль оси b, а максимальная – вдоль оси c (рис.5b). В полях $\sim 20-30$ кЭ вдоль оси c происходит плавный переход в слабо ферромагнитное состояние, обладающее уже весьма заметной намагниченностью ~ 45 Гс·см^3/г (получено из экстраполяции зависимости $\sigma(H)$ к $H = 0$), существенно превосходящей намагниченность ванадатов с малым уровнем легирования. Электрической поляризации в данном соединении не обнаружено. Аналогично, в согласии с литературными данными, наши измерения показали отсутствие электрической поляризации и в чистом ванадате кобальта.

Проведенные из наших измерений оценки параметров закона Кюри-Вейсса дали отрицательные значения парамагнитных температур Кюри и увеличение их анизотропии по мере увеличения содержания кобальта, а также увеличение эффективных магнитных моментов, приходящихся на один магнитоактивный ион. Для всех соединений, в том числе чистого

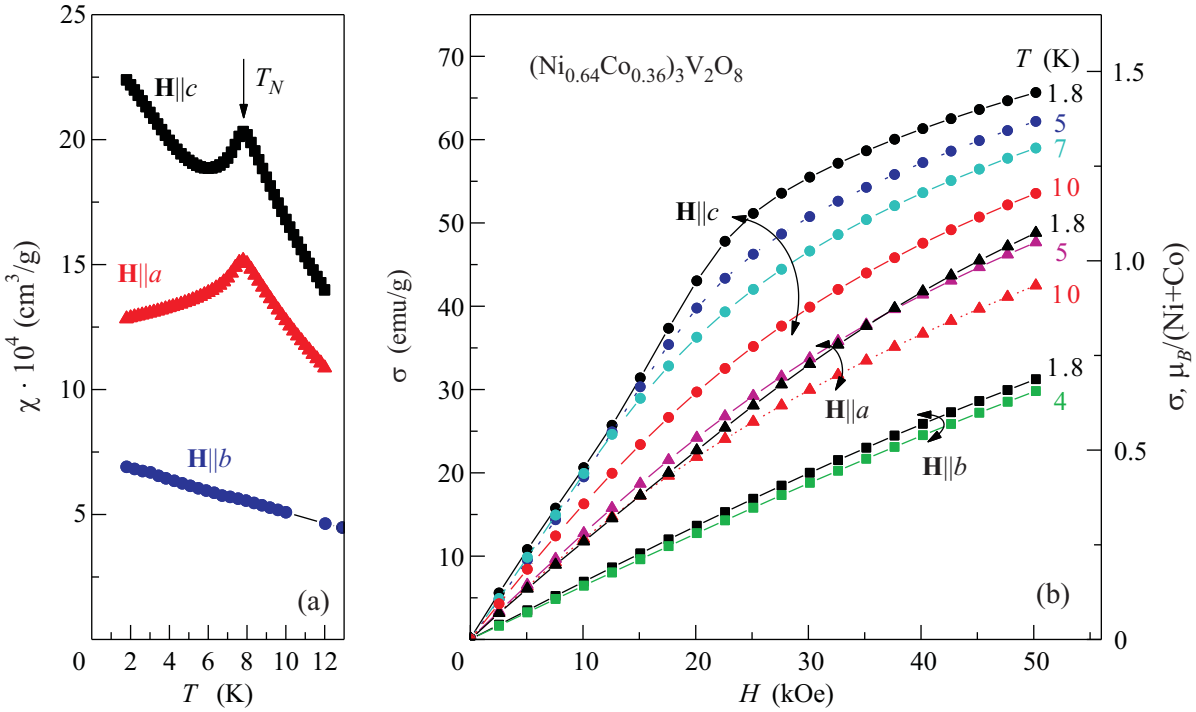

Рис.5. Температурные зависимости восприимчивости, измеренные в поле $H = 1$ кЭ (a) и кривые намагничивания (b) для соединения $(Ni_{0.74}Co_{0.36})_3V_2O_8$, измеренные вдоль трех кристаллографических направлений

ванадата никеля, эффективный момент больше теоретически рассчитанного значения только спинового момента ($S = 1$ для иона Ni^{2+} и $S = 3/2$ для Co^{2+}), что свидетельствует о вкладе орбитального момента и находится в согласии с имеющимися литературными данными.

Согласно нейтронографическим данным [10], в $Ni_3V_2O_8$ в HTI фазе магнитные моменты ионов Ni^{2+} лежат вдоль кристаллографической оси a, а в фазе LTI они вращаются в плоскости ab, что и приводит к возникновению электрической поляризации вдоль оси b. При переходе в скошенные C и C' фазы моменты слегка наклоняются к оси c в плоскости ac, и электрическая поляризация исчезает. Однако в магнитном поле вдоль оси антиферромагнетизма (ось a) возникает неустойчивость данной магнитной структуры, как при спин-флоп-переходе, но система переходит при этом не в опрокинутое состояние, а возвращается в циклоидальную сегнетоэлектрическую фазу LTI. Такой переход наблюдался экспериментально как в чистом ванадате никеля (рис.6), так и в легированном цинком соединении (рис.7a,b). По аномалиям на полевых зависимостях намагниченности и поляризации построены зависимости $H^a_{cr}(T)$ (рис.8). Хотя этот переход с восстановлением поляризации уже наблюдался экспериментально в чистом $Ni_3V_2O_8$ [9], соответствующая ему линия на фазовых диаграммах $H^a_{cr}(T)$ нанесена не была, поэтому построенная нами зависимость уточняет фазовую диаграмму $Ni_3V_2O_8$ при $H||a$, предложенную в работах [9, 16]. Можно ожидать, что при бóльших магнитных полях будет наблюдаться переход в спин-флоп антиферромагнитное состояние с $P = 0$, как это происходит, например, в $MnWO_4$ [26]. По-видимому, именно такой переход наблюдался в работе [18] в полях около 90 кЭ.

Обсуждение результатов и заключение. В слабо замещенных соединениях $(Ni_{1-x}T_x)_3V_2O_8$ неполярная и полярная структуры, по нашему мнению, аналогичны таковым в чистом ванадате никеля, однако спиральная структура в замещенных кобальтом и марганцем соединениях сохраняется вплоть до самых низких температур. Последнее обстоятельство является несколько неожиданным, поскольку дополнительная энергия анизотропии, вносимая такими сильно анизотропными ионами, как Co^{2+}, должна, наоборот, подавлять спиральную структуру. Тот факт, что этого не происходит, указывает на то, что в балансе различных вкладов в энергию системы слабо замещенных составов превалирует такое изменение обменных взаимодействий, которое делает спиральную структуру LTI более выгодной, чем антиферромагнитная скошенная фаза C.

Как показано в работе [16], в чистом никелевом ванадате важную роль в формировании магнитных

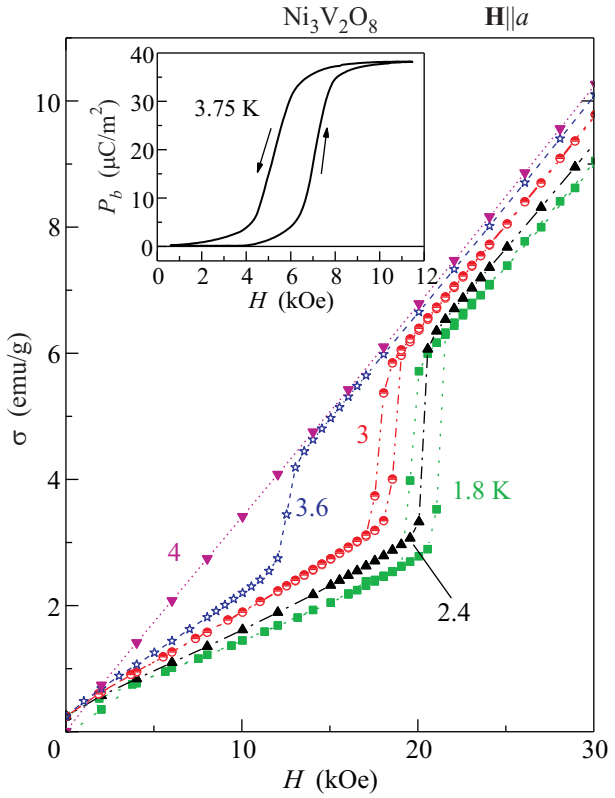

Рис.6. Кривые намагничивания $Ni_3V_2O_8$ вдоль оси a при низких температурах ($T \leq T_C$). На вставке зависимость поляризации от магнитного поля при $H\|a$, $T = 3.75$ K

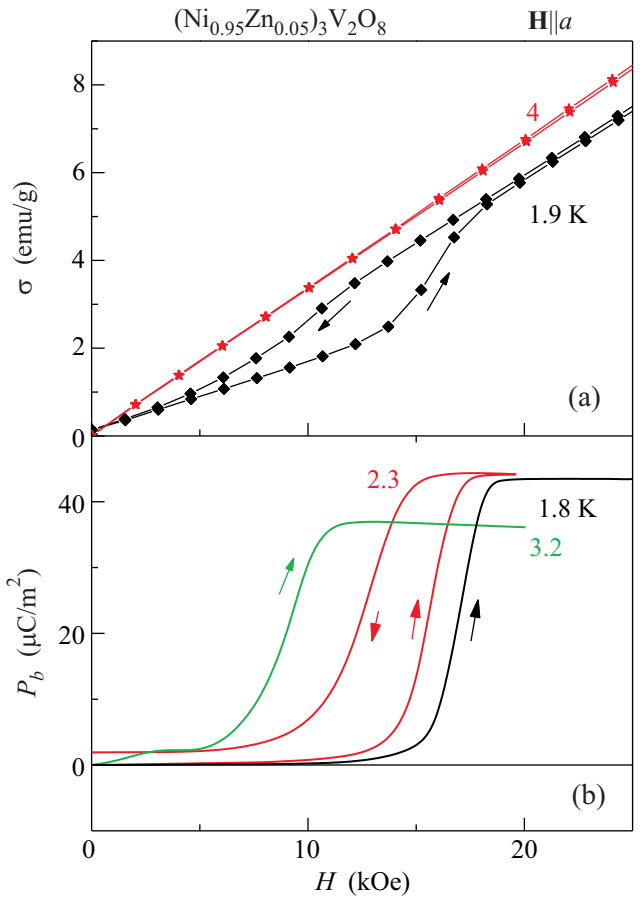

Рис.7. (a) Кривые намагничивания; (b) зависимости поляризации вдоль оси b от магнитного поля при $H\|c$ в области низких температур в $(Ni_{0.95}Zn_{0.05})_3V_2O_8$

структур играет соотношение между энергией анизотропии (K) и конкурирующим обменным взаимодействием спинов Ni^{2+} вдоль цепочек по оси a, включающим обмен между ближайшими ($J_1 < 0$) и следующими за ближайшими ($J_2 > 0$) соседями. При этом наблюдаемая последовательность фазовых переходов $P \to HTI \to LTI \to C$ реализуется в достаточно узком интервале значений K и $J_{1,2}$. Поэтому даже в слабо легированной системе эта картина может легко измениться, что мы и наблюдали. Причем для всех типов замещений низкотемпературная фаза C либо исчезала (магнитные ионы Co^{2+}, Mn^{2+}), либо смещалась в сторону низких температур (немагнитные ионы Zn^{2+}). Такой близкий характер воздействия магнитных и немагнитных легирующих ионов, общей чертой которых является больший, чем у Ni^{2+}, ионный радиус, может свидетельствовать о том, что вызываемые ими изменения кристаллической решетки и длин обменных связей Ni-O-Ni оказывают более существенные эффекты, чем индивидуальные магнитные свойства легирующих ионов (например, анизотропия) при их малых концентрациях. С этим может быть связано изменение обменных констант $J_{1,2}$ в цепочках и стабилизация спиральной фазы LTI.

При большей степени замещения вносимая ионами Co^{2+} или Mn^{2+} сильная анизотропия подавляет спиральную магнитную структуру, и во всей области существования дальнего магнитного порядка реализуется коллинеарная несоразмерная параэлектрическая структура.

Количественный анализ изменения обменных взаимодействий при легировании ванадата никеля изовалентными $3d$ элементами, приводящего к изменениям магнитных структур и сегнетоэлектрических свойств, затруднителен из-за наличия двух неэквивалентных позиций ионов Ni^{2+} в кристаллической решетке и отсутствия данных о том, какая позиция является предпочтительной для заполнения при легировании.

Итак, тонкий баланс обменных взаимодействий, приводящий к существованию определенных типов магнитных и сегнетоэлектрических структур, мо-

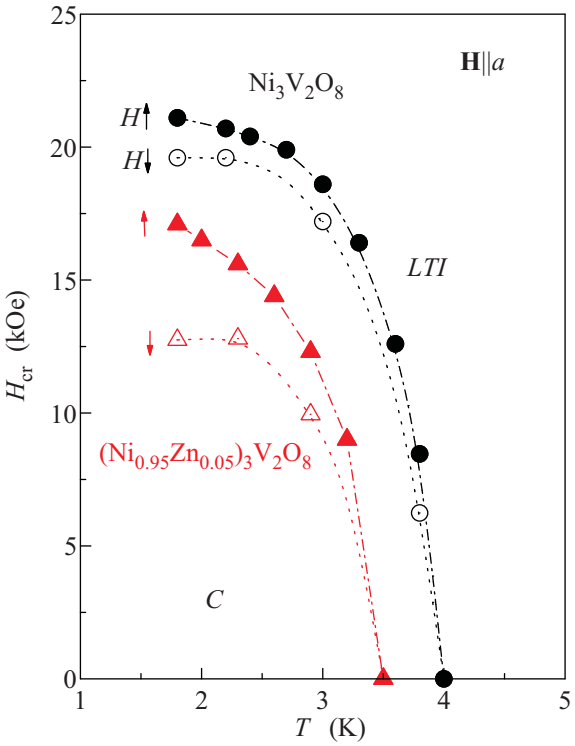

Рис.8. Температурные зависимости критического магнитного поля, вызывающего переход из слабоферромагнитного параэлектрического в циклоидальное сегнетоэлектрическое состояние ($C \to LTI$) в $Ni_3V_2O_8$ и $(Ni_{0.95}Zn_{0.05})_3V_2O_8$ при росте и убывании поля $H||a$

жет быть легко нарушен при изовалентном замещении никеля другими переходными металлами, такими как кобальт, марганец, цинк, что приводит к существенной трансформации магнитных структур и областей существования сегнетоэлектрического порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #Бел_а-08-02-90060 и #09-02-01355-а) и БРФФИ (гранты #Ф08Р-177 и #Ф09К-017).

1. M. Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, R123 (2005).
2. Y. Tokura, Science **312**, 1481 (2006).
3. S.-W. Cheong and M. Mostovoy, Nature Mater. **6**, 13 (2007).
4. D. Khomskii, J. Magn. Magn. Mater. **306**, 1 (2006).
5. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani et al., Nature **426**, 55 (2003).
6. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 257201 (2004); T. Kimura, G. Lawes, T. Goto et al., Phys. Rev. B **71**, 224425 (2005).
7. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 22 (2005).
8. V. Yu. Ivanov, A. A. Mukhin, V. D. Travkin et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, e130 (2006).
9. G. Lawes, A. B. Harris, T. Kimura et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 087205 (2005).
10. M. Kenzelmann, A. B. Harris, S. Jonas et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 087206 (2005).
11. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **95**, 057205 (2005).
12. M. Mostovoy, Phys. Rev. Lett. **96**, 067601 (2006).
13. I. A. Sergienko and E. Dagotto, Phys. Rev. B **73**, 094434 (2006).
14. Г. А. Смоленский, И. Б. Чупис, УФН **137**, 415 (1982).
15. V. Kiryukhin, Y. J. Kim, K. J. Thomas et al., Phys. Rev. B **63**, 144418 (2001).
16. M. Kenzelmann, A. B. Harris, A. Aharony et al., Phys. Rev. B **74**, 014429 (2006).
17. R. P. Chaudhury, F. Yen, C. R. dela Cruz et al., Phys. Rev. B **75**, 012407 (2007).
18. N. R. Wilson, O. A. Petrenko, and G. Balakrishman, J. Phys.: Condens. Mat. **19**, 145257 (2007).
19. R. Szymczak, M. Baran, R. Diduszko et al., Phys. Rev. B **73**, 094425 (2006).
20. Y. Chen, J. W. Lynn, Q. Huang et al., Phys. Rev. B **74**, 014430 (2006).
21. Y. Yasui, Y. Kobayashi, M. Soda et al., J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 034706 (2007).
22. N. Qureshi, H. Fuess, H. Ehrenberg et al., Phys. Rev. B **74**, 212407 (2006).
23. H. Szymczak, M. Baran, R. Szymczak et al., Acta Phys. Pol. A **111**, 71 (2007).
24. В. Ю. Иванов, А. А. Мухин, А. М. Кузьменко и др., Труды ODPO-11, Лоо, 16–21 сентября 2008 г., т. 2, с. 16–19.
25. В. Ю. Иванов, А. А. Мухин, А. М. Кузьменко и др., Тезисы НТ-35, Черноголовка, 29 сентября – 2 октября 2009 г., с. 135–136.
26. K. Taniguchi, N. Abe, H. Sagayama et al., Phys. Rev. B **77**, 064408 (2008).