

ОТСУТСТВИЕ ВОЗВРАТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА "ФЕРРОМАГНЕТИК – СПИНОВОЕ СТЕКЛО" В КВАЗИДВУМЕРНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ С КОНКУРИРУЮЩИМИ ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Г.А.Такзей, Ю.П.Гребенюк, Л.М.Куликов*, И.И.Сыч

*Институт магнетизма Национальной АН Украины
252680 Киев, Украина*

**Институт проблем материаловедения Национальной АН Украины
252680 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 3 декабря 1996 г.

По результатам магнитных исследований на примере интеркалированных слоистых соединений $\text{Cr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$ показано, что в квазидвумерных ферромагнетиках с конкурирующими обменными взаимодействиями вплоть до гелиевых температур отсутствует возвратный фазовый переход "ферромагнетик – спиновое стекло".

PACS: 75.10.Nr, 75.30.Kz

Особое место в физике спиновых стекол (СС) занимает проблема их низшей критической размерности d_L . Если $d_L \geq D$, где D – размерность магнитной системы, то при конечных температурах фазовый переход "парамагнетик – СС" (ПМ – СС) невозможен. В последние годы теоретически и экспериментально показано [1], что для классических металлических спин-стекольных систем типа CuMn $2 < d_L < 3$.

Отметим, что в 3D системах с конкурирующими обменными взаимодействиями при их охлаждении наряду с наличием фазового перехода ПМ – СС при конечных критических температурах весьма характерны возвратные температурные переходы, например, "ферромагнетик – СС" (ФМ – СС) [2]. Следует, однако, подчеркнуть, что, насколько известно авторам настоящей работы, вопрос о низшей критической размерности для последнего типа фазовых переходов до последнего времени не ставился ни теоретически, ни экспериментально. Такие исследования по аналогии с [1] можно было бы провести в кроссоверном режиме $3D \rightarrow 2D$ на объектах в виде тонких и сверхтонких пленок. Однако такие эксперименты в методическом и технологическом отношении весьма сложны. Между тем, существует целый класс естественных квази-2D систем – интеркалированных дихалькогенидов переходных металлов [3], в массивных образцах которых традиционными методами можно изучать закономерности формирования замороженных спиновых состояний.

Цель настоящей работы состоит в выяснении возможности возникновения состояния возвратного СС в магнитных системах с пониженной размерностью. Исследовались синтезированные проводящие поликристаллические соединения $\text{Cr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$. Выбор объектов исследования обусловлен следующими обстоятельствами. Согласно [3], интеркалят $\text{Cr}_{1/3}\text{TaS}_2$ является ФМ с температурой Кюри $T_c = 115\text{ K}$, а соединение $\text{Ni}_{1/3}\text{TaS}_2$ – антиферромагнетиком (АФМ) с температурой Нееля $T_N = 120\text{ K}$. В указанных соединениях интеркалирующие атомы хрома и никеля, упорядоченные в октаэдрических позициях между слоями немагнитных атомов тантала и серы, образуют указанные выше магни-

тоупорядоченные состояния. Следовательно, при изоморфном замещении хрома никелем в матрице TaS_2 в принципе можно осуществить концентрационный фазовый переход ФМ – АФМ. При этом в области концентраций смены типа магнитного порядка, то есть в области, где вклады ФМ и АФМ обменных взаимодействий в общую обменную энергию приблизительно равны, можно ожидать возникновения состояний типа СС, как это происходит, например, в ГЦК-сплавах $FeNiCr$ [4] и $FeNiMn$ [5, 6] различных квазибинарных разрезов.

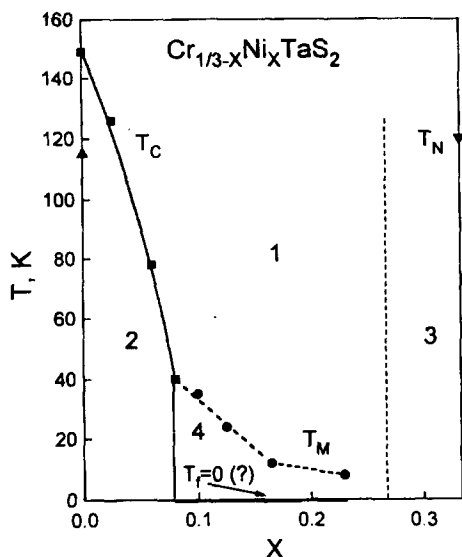


Рис.1. Магнитная фазовая диаграмма интеркалированного дихалькогенида $Cr_{1/3-x}Ni_xTaS_2$: 1 – парамагнетик, 2 – ферромагнетик, 3 – возможная область существования антиферромагнетизма, 4 – состояние с хаотически замороженными магнитными моментами (типа спинового стекла). T_C – температура Кюри, T_N – температура Нееля, T_M – температура максимума магнитной восприимчивости, $T_f = 0$ – возможная температура фазового перехода "парамагнетик – спиновое стекло"; ● – предварительные исследования авторов настоящей работы, ■ – результаты настоящей работы, ▲, ▼ – по данным [3]

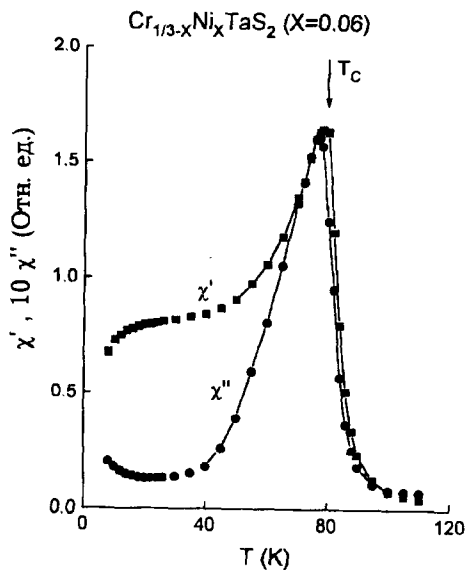


Рис.2. Температурная зависимость вещественной, χ' , и мнимой, χ'' , составляющих динамической магнитной восприимчивости соединения $Cr_{1/3-x}Ni_xTaS_2$ ($x = 0.06$). Частота перемещающегося поля 72 Гц, амплитуда – 3.5 Э

В настоящей работе изучались только ФМ соединения $Cr_{1/3-x}Ni_xTaS_2$ вблизи критической концентрации $x_0 = 0.08$ возникновения дальнего ФМ порядка (рис.1). Исследования процессов образования замороженных спиновых состояний непосредственно из ПМ фазы (соединения с $x \geq 0.08$) представляют самостоятельный интерес и являются предметом отдельного рассмотрения. Отметим лишь, что выполненные нами исследования показывают, что в области концентраций $0.08 < x < 0.23$ при охлаждении из ПМ образуется замороженное магнитное состояние типа СС. Существенно, что такое состояние не возникает в результате фазового перехода ПМ – СС при конечной критиче-

ской температуре, как это имеет место в большинстве 3D спин-стекольных систем, а формируется в широкой температурной области по мере охлаждения указанных соединений.

Обсудим теперь экспериментальные результаты. На рис.2 в качестве примера представлены температурные зависимости вещественной, χ' , и мнимой, χ'' , составляющих динамической магнитной восприимчивости соединения $\text{Sr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$ с $x = 0.06$. Именно для соединения указанного состава можно было бы ожидать наиболее ярких проявлений спин-стекольных эффектов, поскольку на магнитной фазовой диаграмме (рис.1) оно расположено максимально близко к критической концентрации $x_0 = 0.08$ и, следовательно, из всех прочих ФМ соединений данного квазидвумерного разреза именно для него вклад АФМ обмена в общую обменную энергию максимален. Именно последнее обстоятельство является необходимым условием существования возвратных температурных переходов [2].

Из приведенных данных следует, что в указанном соединении ниже температуры Кюри $T_c = 80$ К возникает ФМ упорядочение. Однако в отличие от 3D систем с возвратными температурными переходами ФМ – СС [6], при более низких температурах не отмечается заметных аномалий на зависимостях $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$. Указанный факт наводит на мысль, что в рассматриваемом соединении, по крайней мере в температурном интервале $4.2 \text{ K} \leq T < T_c = 80 \text{ K}$, отсутствует возвратный переход ФМ – СС. Дополнительные подтверждения этому можно получить из результатов исследований необратимых магнитных явлений.

Действительно, температурные зависимости нормированной на напряженность H измерительного магнитного поля статической намагниченности $M(T)$, полученные после охлаждения образца в магнитном поле (FC) и в нулевом магнитном поле (ZFC) абсолютно нетипичным для систем с возвратным температурным переходом ФМ – СС, поскольку разница между V^{ZFC} и M^{FC} возникает уже в непосредственной близости к T_c , а не при температуре $T_f \ll T_c$ возвратного фазового перехода (рис.3).

Из рис.4, на котором приведена температурная зависимость термоостаточной намагниченности M_r^{TRM} , следует, что M_r^{TRM} монотонно уменьшается вплоть до температур $T \approx T_c$ и не испытывает при более низких температурах заметных аномалий, связанных с возникновением возвратного СС, как это имеет место во фрустрированных 3D ФМ [6].

Следует подчеркнуть, что наличие заметных величин M_r^{TRM} и разности $(M^{\text{FC}} - M^{\text{ZFC}})$ вблизи T_c не связано с возникновением в исследованном соединении замороженных спиновых состояний типа СС, а обусловлено сильной неоднородностью ФМ состояния из-за присутствия АФМ обмена. На это указывает, в частности, обнаруженное в настоящей работе наличие в рассматриваемых ФМ соединениях обменных анизотропии, свойственной гетерогенным магнитным системам [7].

Таким образом, анализ полученных экспериментальных результатов позволяет сделать вывод о том, что, в отличие от 3D систем, в квазидвумерных ФМ соединениях $\text{Sr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$ с конкурирующим обменом отсутствуют возвратные температурные переходы ФМ – СС. Поэтому на магнитной фазовой диаграмме (рис.1) область 4 отделена от области 2 вертикальной линией, а в самой ФМ области 2 отсутствует линия фазовых переходов ФМ – СС.

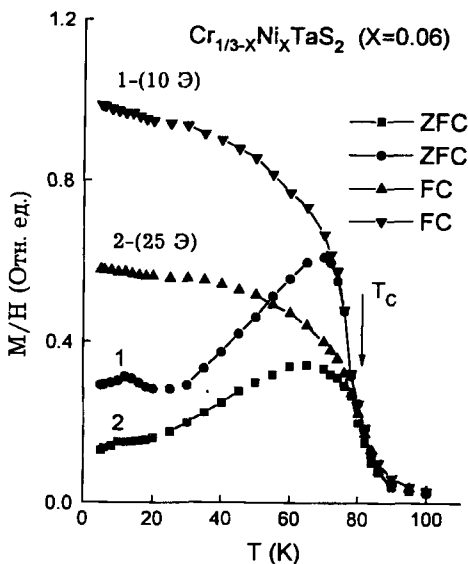


Рис. 3. Статическая восприимчивость M/H соединения $\text{Cr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$ ($x = 0.06$), измеренная после охлаждения образца от температуры 100 К в магнитных полях различной напряженности (FC) и в нулевом магнитном поле (ZFC)

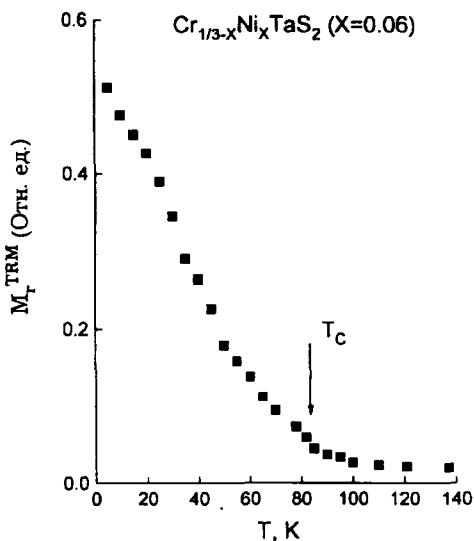


Рис. 4. Термоостаточная намагниченность M_T^{TRM} соединения $\text{Cr}_{1/3-x}\text{Ni}_x\text{TaS}_2$ ($x = 0.06$), измеренная после охлаждения образца от температуры 140 К в магнитном поле напряженностью 100 Э

Последнее обстоятельство, по-видимому, означает, что размерность изученных соединений не превышает нижней критической размерности возвратного СС.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и технологий Германии в рамках программы сотрудничества между Лейпцигским университетом и Институтом магнетизма НАН Украины.

1. J.Bass and J.A.Cowen, *Recent Progress in Random Magnets*, Ed. D.H.Ryan, Singapore: World Scientific Publ. Co., 1992, p.177.
2. K.Binder and A.P.Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
3. R.H.Friend and A.D.Yoffe, *Adv. Phys.* **36**, 1 (1987).
4. А.З.Меньшиков, Г.А.Такзей, А.Е.Теплых, *ФММ* **54**, 465 (1982).
5. A.Z.Men'shikov, P.Burlet, A.Chamberod et al., *Solid State Commun.* **39**, 1093 (1981).
6. Г.А.Такзей, Ю.П.Гребенюк, И.И.Сыч, *ЖЭТФ* **97**, 1022 (1990).
7. С.В.Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971, с.1032.