

НЕОДНОРОДНАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ШПИНЕЛИ $Zn_{0,8}Fe_{0,2}Cr_2Se_4$

Р.А. Садыков, В.Н. Зарицкий, В.А. Фрадков

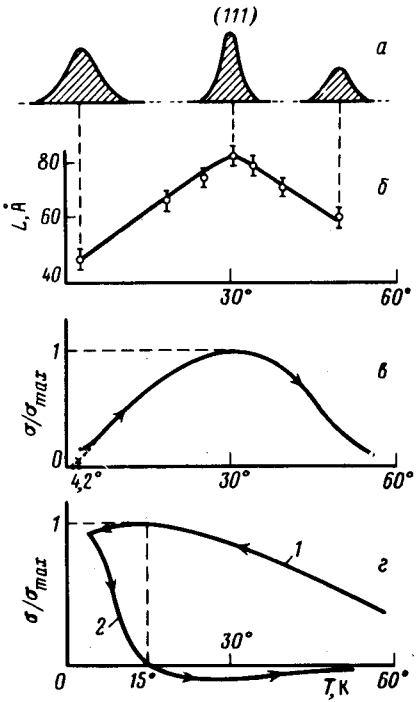
Нейтроннографические и магнитные исследования порошка $Zn_{0,8}Fe_{0,2}Cr_2Se_4$ показали, что при низких температурах ($T < 50$ К) данное соединение имеет неоднородную магнитную структуру, образованную мелкими ферромагнитными кластерами ($L < 80$ Å), размер которых зависит от температуры.

В магнитных соединениях статистическое замещение ионов приводит к появлению хаотической конкуренции различных по силе сверхобменных взаимодействий. Вопрос о типе магнитного упорядочения в общем случае при этом остается открытым.

Нами исследован порошковый образец $Zn_{0,8}Fe_{0,2}Cr_2Se_4$ со структурой нормальной шпинели, в которой немагнитные ионы Zn^{2+} замещены на магнитные ионы Fe^{2+} только в *A*-узлах. Ионы Cr^{3+} занимают *B*-узлы в структуре шпинели. Известно, что исходная шпинель $ZnCr_2Se_4$ ниже $T_N = 21$ К обладает простой спиральной структурой, образованной магнитными моментами ионов Cr^{3+} . Период спирали вдоль направления $[111]$ при $T = 4,2$ К равен $22,5$ Å, что соответствует углу поворота спинов $\varphi = 42^\circ$.

Магнитные измерения проведены на вибромагнитометре при различных величинах внешних магнитных полей. Из рис. 6 видно, что намагниченность σ плавно меняется с температурой, причем ее величина при $T = 4,2$ К значительно меньше, чем σ_{max} при $T = 31,5$ К. Наложение внешнего магнитного поля приводит к появлению остаточной намагниченности. Так при $4,2$ К и $H = 100$ Э σ составляет 14 % от σ_{max} , а при $H = 0$ Э только 6 %. При сильном поле (3 кЭ) кривая $\sigma(T)$ сглаживается, появляется слабый максимум при $T = 15$ К и значительный магнитный момент при $T = 4,2$ К (рис. 2, кривая 1). Выключение этого поля и дальнейший нагрев образца показали, что магнитный момент медленно релаксирует к первоначальному значению, измеренному при $T = 4,2$ К и $H = 0$ Э, причем эта зависимость намагниченности от температуры также имеет плавный максимум при $T = 31,5$ К (рис. 2, кривая 2), как и в случае внешнего поля $H = 100$ Э. Таким образом, при $T = 4,2$ К и $H = 0$ Э, магнитный момент образца имеет хотя и малое, но конечное значение.

Для определения типа магнитного упорядочения были измерены нейтрограммы образца при разных температурах и без наложения магнитного поля. Расчет нейтрограммы, измеренной при $T = 300$ К, позволил определить, что Fe замещает Zn только в A-узлах. На нейтрограмме, измеренной при $T = 4,2$ К, наряду со структурными рефлексам, наблюдались рефлексы разрешенные для ферримагнитного упорядочения. Существенным отличием данной нейтрограммы от нейтрограммы ферримагнетика с "хорошим" дальним магнитным порядком является значительное уширение магнитных рефлексов по сравнению с инструментальным. Уширение могло быть следствием наложения сателлитов спирали с большим периодом, чем у исходного $ZnCr_2Se_4$. Однако, измерения отражения 111, находящегося на малом угле дифракции, показали, что уширение уменьшается с ужесточением коллимации дифрагированного пучка, но какой-либо тонкой структуры или изменения формы данного пика не наблюдалось. Это означает, что уширение пика 111 вызвано мелкими областями магнитного когерентного рассеяния нейтронов — кластерами. Измерения серий нейтрограмм, проведенное в интервале температур $4,2 \text{ К} \leq T \leq 50 \text{ К}$, также показали, что уширение, амплитуда и интегральная интенсивность магнитных рефлексов зависят от температуры (рис. а). Из рис. б и в видно, что изменения среднего размера кластера и намагниченности от температуры аналогичны. Размер кластера определялся из уширения магнитного рефлекса 111. Таким образом, вначале образуются мелкие неоднородности и, соответственно мала величина σ , затем кластеры укрупняются до $L \sim 80 \text{ \AA}$ при $T = 31,5 \text{ К}$, что соответствует максимуму намагниченности. При дальнейшем понижении температуры кластеры вновь дробятся (уменьшается их размер) и наблюдается значительное уменьшение намагниченности. Значительное уменьшение намагниченности связано, по-видимому, с тем, что кроме дробления кластеров происходит и хаотичное отклонение их магнитных моментов относительно выбранного направления. Наряду с отклонением магнитных моментов кластеров, безусловно, существуют локальные отклонения магнитных моментов от коллинеарной фер-



Зависимости пика 111 (а), размера кластера — L (б) и намагниченности — σ от температуры (σ (в) — $H = 100$ Э, σ (1э) — $H = 3 \text{ кЭ}$ и σ (2э) — поле выключено)

римагнитной структуры и внутри кластеров. Изменение степени однородности магнитной структуры при понижении температуры связано с возрастанием роли хаотических различий слабых конкурирующих обменных взаимодействий по сравнению с тепловыми колебаниями.

На наш взгляд магнитная структура $\text{Zn}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в интервале температур $4,2 \text{ К} \leq T \leq 32 \text{ К}$ носит все черты кластерного спинового стекла, а значительные уменьшения магнитного момента и размера кластера свидетельствуют о возможности ее перехода в структуру "идеального" спинового стекла при $T \leq 3 \text{ К}$ (экстраполяция графика $\sigma(T)$ на рис. в).

Литература

1. Plumier R. J. Phys., 1966, 27, 213.

Институт физики высоких давлений
им. Л.Ф.Верецагина

Поступила в редакцию
3 февраля 1986 г.
