

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В РАЗБАВЛЕННОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{Co}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{F}_2$

А.Н.Бажан, Али Я.Амин¹⁾, С.В.Петров

Выращены монокристаллы $\text{Co}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{F}_2$ и исследованы их магнитные свойства в интервале магнитных полей от 0 до 60 кЭ и температур от 1,7 до 20 К. Исследуемые монокристаллы при температуре $T < T_N = 12,5 \pm 0,5$ К обладают свойствами одноосного антиферромагнетика с сильным взаимодействием Дзялошинского. Отличительной особенностью является необычная зависимость от температуры перпендикулярной магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях.

Монокристаллы CoF_2 тетрагональной симметрии D_{4h}^{14} относятся к хорошо изученным антиферромагнетикам типа "легкая ось" со взаимодействием Дзялошинского [1 – 5]. В работе [3] при исследовании магнитных свойств монокристаллов $\text{Mn}_{1-x}\text{Zn}_x\text{F}_2$ было показано, что замещение магнитного иона Mn^{++} в тетрагональной кристаллической решетке на немагнитный ион Zn^{++} приводит к уменьшению точки фазового перехода в упорядоченное состояние T_N и магнитного поля фазового перехода, связанного с опрокидыванием магнитных моментов подрешеток ионов Mn^{++} . Представляет интерес исследование магнитных свойств и фазовых переходов в системе $\text{Co}_{1-x}\text{Zn}_x\text{F}_2$, в которой по сравнению с чистыми кристаллами CoF_2 произведено замещение магнитных ионов Co^{++} на немагнитные ионы Zn^{++} .

¹⁾ Физический факультет при Хельсинском университете, Финляндия

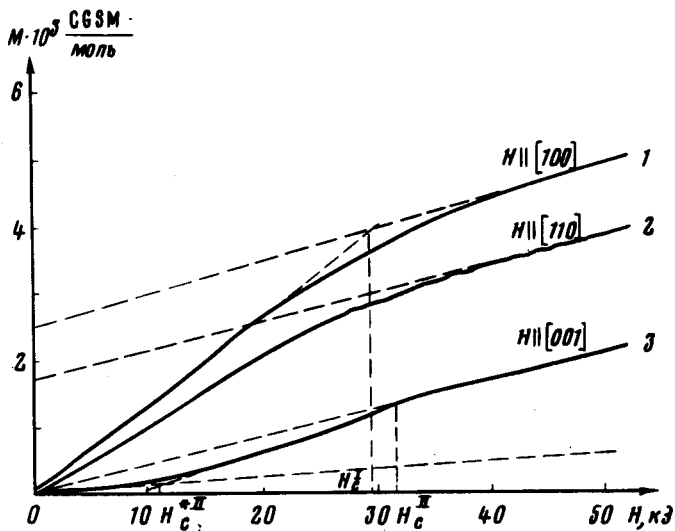


Рис.1. Зависимость магнитного момента от приложенного магнитного поля $\text{Co}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{F}_2$ при $\mathbf{H} \parallel [100]$ — кривая 1; $\mathbf{H} \parallel [110]$ — кривая 2, $\mathbf{H} \parallel [001]$ — кривая 3.

Образцы $\text{Co}_{1-x}\text{Zn}_x\text{F}_2$ ($x = 0,5$) готовились из предварительно расплавленных в атмосфере HF безводных CoF_2 и ZnF_2 , из которых в дальнейшем в атмосфере гелия были выращены монокристаллы на описанной в работе [7] установке. Измерение магнитных свойств проводилось на магнитометре с вибрирующим образцом [8] в интервале температур от 1,7 до 20К и магнитных полей от 0 до 60 кЭ.

На рис.1 представлены зависимости магнитного момента от приложенного магнитного поля при \mathbf{H} ориентированном вдоль бинарной оси $[100]$ — кривая 1, вдоль бинарной оси $[110]$ — кривая 2 и вдоль тетрагональной оси $[001]$ — кривая 3. Из рис.1 видно, что при $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $H < 10$ кЭ зависимость $M(H)$ описывается выражением $M(H) = \chi_{\perp}^* H$, где $\chi_{\perp}^* = (1,3 \pm 0,1) 10^{-1}$ CGSM/моль. При увеличении магнитного поля H возникает нелинейная зависимость $M(H)$ и при $H > 35$ кЭ $M(H)$ описывается выражением $M(H) = \sigma_D + \chi_{\perp} H$, где $\sigma_D = (2,5 \pm 0,2) 10^3$ CGSM/моль и $\chi_{\perp} = (5,2 \pm 0,3) 10^{-2}$ CGSM/моль. Величина σ_D получена экстраполяцией линейной зависимости $M(H)$ в сильных полях $H > 35$ кЭ к $H = 0$. При $\mathbf{H} \parallel [110]$ и $H < 10$ кЭ наблюдается линейная зависимость магнитного момента $M(H) = \chi^* H$, где $\chi^* = (1,1 \pm 0,2) 10^{-1}$ CGSM/моль. С увеличением H возникает нелинейная зависимость $M(H)$ и при $H > 35$ кЭ $M(H)$ описывается выражением $M(H) = \sigma_D^* + \chi_{\perp}^{**} H$, где $\sigma_D^* = (1,8 \pm 0,2) 10^3$ CGSM/моль и $\chi_{\perp}^{**} = (4,0 \pm 0,3) 10^{-2}$ CGSM/моль. В магнитном поле, ориентированном вдоль тетрагональной оси $[001]$ в слабых магнитных полях $H < 5$ кЭ зависимость $M(H)$ описывается выражением $M(H) = \chi_{\parallel} H$, где $\chi_{\parallel} = (1,2 \pm 0,2) 10^{-2}$ CGSM/моль. В магнитных полях $5 < H < 30$ кЭ происходит плавное увеличение наклона кривой $M(H)$ и при $H > 30$ кЭ $M(H)$ описывается выражением $M(H) = \chi H$, где $\chi = (3,8 \pm 0,2) 10^{-2}$ CGSM/моль.

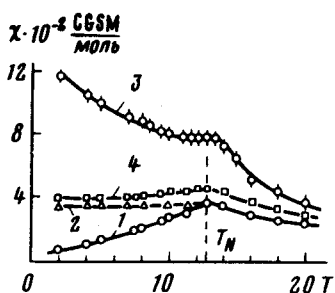


Рис.2

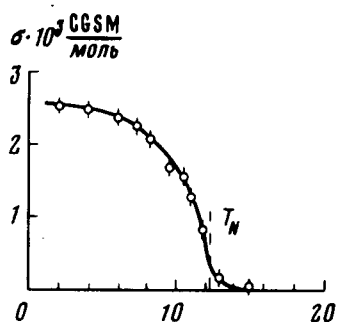


Рис.3.

Рис.2. Зависимость ферромагнитного момента $\sigma_D(T)$ от температуры

Рис.3. Зависимости магнитных восприимчивостей от температуры: в слабых магнитных полях ($H < 5$ кЭ) при $\mathbf{H} \parallel [001]$ — кривая 1 — $\chi_{\parallel}(T)$ при $\mathbf{H} \parallel [100]$ — кривая 3 — $\chi_{\perp}^*(T)$, и в сильных магнитных полях ($H > 40$ кЭ) при $\mathbf{H} \parallel [001]$ — кривая 2 — $\chi(T)$, при $\mathbf{H} \parallel [100]$ — кривая 4 — $\chi_{\perp}(T)$

На рис.2 представлена зависимость магнитного момента σ_D при $\mathbf{H} \parallel [100]$ от температуры. На рис.3 представлены зависимости магнитной восприимчивости от температуры в слабых магнитных полях ($H < 5$ кЭ) при $\mathbf{H} \parallel [001]$ — кривая 1 — $\chi_{\parallel}(T)$, при $\mathbf{H} \parallel [100]$ — кривая 3 — $\chi_{\perp}^*(T)$, и в сильных магнитных полях ($H > 40$ кЭ) при $\mathbf{H} \parallel [001]$ — кривая 2 — $\chi(T)$, при $\mathbf{H} \parallel [100]$ — кривая 4 — $\chi_{\perp}(T)$. Из рис.2, 3 видно, что температура фазового перехода в упорядоченное состояние, определяемая по исчезновению магнитного момента σ_D и максимуму магнитной восприимчивости $\chi_{\parallel}(T)$ в слабых магнитных полях оказалась равной $T_N = (12,5 \pm 0,5)$ К.

Как следует из хода кривой восприимчивости от температуры, в отсутствие магнитного поля, при температуре $T < T_N = 12,5 \pm 0,5$ К монокристаллы $\text{Co}_{1-x}\text{Zn}_x\text{F}_2$ переходят в магнитоупорядоченное состояние, аналогичное состоянию с антиферромагнитным вектором \mathbf{L} , ориентированным вдоль тетрагональной оси. При увеличении магнитного поля \mathbf{H} , ориентированного вдоль бинарных осей $[100]$ и $[110]$ происходит фазовый переход из чисто антиферромагнитного состояния в состояние со слабым ферромагнетизмом σ_D . Фазовый переход в слабоферромагнитное состояние происходит в магнитном поле $H_c^I \approx 30$ кЭ. Магнитное поле H_c^I определяется из пересечения линейных зависимостей $M(H)$ при $H < 20$ кЭ и $H > 40$ кЭ. При увеличении магнитного поля \mathbf{H} , ориентированного вдоль тетрагональной оси $[001]$, происходит фазовый переход, связанный вероятно с опрокидыванием магнитных моментов подрешеток. Этот переход происходит в магнитных полях $10 \text{ кЭ} < H < H_c^{II} \approx 32$ кЭ и связан с поворотом антиферромагнитного вектора \mathbf{L} . В работах [4, 9] на основании термодинамической теории слабого ферромагнетизма, развитой И.Е.Дзялошинским [1] были получены соотношения, связывающие магнитные поля фазовых переходов H_c^I при $\mathbf{H} \parallel [100]$ и H_c^{II} при $\mathbf{H} \parallel [001]$ с эффек-

тивными полями различных взаимодействий в кристалле. Из этих соотношений можно получить, что поля H_c^I и H_c^{II} связаны выражением:

$$H_D H_c^I = H_D^2 - \left(1 - \frac{\chi_{\parallel}}{\chi_{\perp}}\right) H_c^{II}{}^2, \quad (1)$$

где $H_D = \sigma_D / \chi_{\perp}$ — взаимодействие Дзялошинского, χ_{\perp} — поперечная, χ_{\parallel} — продольная магнитная восприимчивость. Выражение (1) довольно хорошо выполняется для различных антиферромагнитных кристаллов. В нашем случае, когда имеется разбавленный антиферромагнетик с хаотическим распределением взаимодействующих магнитных ионов, неясно, можно ли для расчетов пользоваться термодинамическим потенциалом [1] и соотношением (1), однако, если подставить в (1) величины магнитных полей $H_c^I = 30 \pm 1$ кЭ, $H_c^{II} = 32 \pm 1$ кЭ, $H_D = 48 \pm 4$ кЭ и $1 - \frac{\chi_{\parallel}}{\chi_{\perp}} = 0,77$, полученных из данных, приведенных на рис.1, можно убедиться, что это соотношение выполняется с точностью $\sim 10\%$. Необходимо указать, что магнитное поле H_c^{II} при этом определяется по началу возникновения линейной зависимости $M(H) = \chi H$ [10].

Из рис.2 и 3 видно, что наблюдаемые в эксперименте зависимости ферромагнитного момента $\sigma_D(T)$ и магнитных восприимчивостей $\chi_{\parallel}(T)$ от температуры происходят так же, как в обычном антиферромагнетике. Однако, рост магнитной восприимчивости $\chi_{\perp}^*(T)$ при $H \parallel [100]$ в слабых магнитных полях $2 < H < 5$ кЭ отличается от обычных антиферромагнетиков. Эта зависимость аналогична полученной нами в [6] зависимости χ_{\perp}^* при $H \parallel [100]$ в слабых магнитных полях $H < 3$ кЭ в $Mn_{1-x}Zn_xF_2$.

Таким образом, замещение магнитного иона Co^{++} на немагнитный ион Zn^{++} в системе $Co_{0,5}Zn_{0,5}F_2$ привело к тому, что значение точки фазового перехода T_N в упорядоченное состояние и значения магнитных полей фазовых переходов из антиферромагнитного состояния в состояние со слабым ферромагнетизмом, H_c^I и опрокидывания магнитных моментов подрешеток ионов Co^{++} — H_c^{II} значительно уменьшены по сравнению со значениями этих величин в чистом CoF_2 . В то же время σ_D , если учесть процентное содержание ионов Co^{++} , не изменилось. Наблюдаемый нами нелинейный рост магнитной восприимчивости $\chi_{\perp}^*(T)$ от температуры при $H \parallel [100]$ в слабых магнитных полях, так же как и в работе [6] трудно объяснить, исходя из чисто антиферромагнитной модели. Следует предположить, что такая зависимость магнитной восприимчивости происходит из-за хаотического распределения магнитных ионов Co^{++} в тетрагональной решетке.

Авторы благодарят П.Л.Капицу за интерес к работе, А.С.Бэровика-Романова за руководство работой и обсуждение результатов, И.Е.Дзялошинского и Н.М.Крейнес за обсуждение результатов.

Институт
физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 июня 1981 г.

Литература

- [1] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 33, 1454, 1957.
 - [2] J.W.Stout, E.Katalano. Phys. Rev., 92, 1572, 1953.
 - [3] S.Foner. Inst. Conf. an magnetism Nottingham, 438, 1964.
 - [4] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 45, 1687, 1963.
 - [5] А.Н.Бажан. Ч.Базан. ЖЭТФ, 69, 1768, 1975.
 - [6] А.Н.Бажан, С.В.Петров. ЖЭТФ, 80, 669, 1981.
 - [7] Н.Н.Михайлов, С.В.Петров. Кристаллография, 11, 443, 1960.
 - [8] А.Н.Бажан, А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес. ПТЭ, 1, 442, 1973.
 - [9] Н.М.Крейнес. ЖЭТФ, 40, 762, 1961.
 - [10] К.Г.Гуртовой, А.С.Лагутин, В.Н.Ожогин. Тезисы Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. Пермь, сентябрь, 1981, в печати.
-