

## О НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СПИН-СТЕКОВЫХ СИСТЕМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Б.Сурженко

Институт металлофизики АН Украины  
252142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 19 апреля 1993 г.

В рамках теории подобия рассмотрено поведение нелинейных магнитных восприимчивостей спиновых стекол в ненулевом магнитном поле. Приведенные расчеты подтверждены экспериментальными исследованиями аморфного спинового стекла  $(\text{Fe}_{0,65}\text{Mn}_{0,35})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ .

К настоящему времени установлено, что вблизи температуры  $T_F$  превращения "парамагнетик – спиновое стекло" (ПМ–СС) для большинства реальных спин-стекловых систем наблюдается критическое нарастание нелинейного отклика магнитной восприимчивости [1-5]. Данное обстоятельство обычно рассматривается как доказательство кооперативного характера такого превращения и, следовательно, может служить серьезным основанием привлечения для его описания результатов теории подобия [6]. Действительно, в случае выполнения приближений гипотезы скейлинга для конкретного СС его нелинейная восприимчивость  $\chi_{\text{NL}}$  записывается в виде [1].

$$\chi_{\text{NL}}(H, \tau) = \chi_0(0, \tau) - \tau^\beta F(H^2/\tau^\phi). \quad (1)$$

Здесь  $\chi_0(0, \tau)$  – несингулярная составляющая  $\chi_{\text{NL}}(H, \tau)$ ,  $H$  – магнитное поле,  $\tau = |1 - T/T_F|$  – приведенная температура,  $F(x)$  – обобщенная скейлинговая функция состояния, однородная относительно своего аргумента  $x = H^2/\tau^\phi$ ,  $\beta$  – критический индекс параметра порядка СС и  $\phi$  – щелевой критический индекс, связанный со значением  $\beta$  скейлинговым соотношением [6]:

$$\phi = \beta\delta = \beta + \gamma. \quad (2)$$

Таким образом, в рамках теории подобия лишь два из четырех перечисленных выше индексов ( $\phi, \beta, \gamma$  и  $\delta$ ) являются независимыми. Последнее, в принципе, позволяет свести изучение фазовых переходов ПМ–СС к рассмотрению частного случая  $H = 0$  ( $x = 0$ ), для которого, как следует из выражения (1), справедливо

$$\partial^{(2k)}\chi_{\text{NL}}(H = 0, \tau)/\partial^{(2k)}H \equiv \chi_{2k}(H = 0, \tau) \propto \tau^{\beta - k\phi}, \quad k = 1, 2 \dots \quad (3)$$

Именно по этой причине сингулярный характер (3) величин  $\chi_{2k}(H = 0, \tau)$ ,  $k = 1, 2, \dots$ , традиционно [2-5] регистрируемых динамическим методом на нечетных (третьей, пятой и т.д.) гармониках основной частоты возбуждающего поля, может служить лишь косвенным подтверждением скейлингового разложения (1). Существующие же на сегодняшний день экспериментальные наблюдения нелинейного отклика  $\chi_{\text{NL}}(H, \tau)$  динамической магнитной восприимчивости (ДМВ) в ненулевом магнитном поле, что соответствует произвольному значению  $x$  и, следовательно, является единственно объективным критерием

применимости теории подобия для описания (1) фазовых переходов ПМ-СС, весьма немногочисленны [4,5], а их теоретическое рассмотрение крайне затруднено уникальностью скейлинговой функции  $F(x)$  для каждого конкретного исследуемого превращения. Используемый в настоящей статье подход [7] при введении минимальных ограничений на вид  $F(x)$  позволил впервые предсказать некоторые характерные особенности нелинейного отклика ДМВ СС систем в магнитном поле.

Рассмотрим сначала общий вид зависимости  $\chi_1(H, \tau)$ , который может быть получен из соотношений (1) и (2):

$$\partial \chi_{NL}(H, \tau) / \partial H \equiv \chi_1(H, \tau) = -2H\tau^{-\gamma} F'(x). \quad (4)$$

Здесь и ниже  $F^{(k)}(x) = d^{(k)}F(x)/dx^{(k)}$ . Из выражения (4), в частности, вытекает, что в отсутствие магнитного поля сигнал  $\chi_1(H=0, \tau \neq 0)$ , регистрируемый на удвоенной частоте перемагничивания, в соответствии с результатами спектрального анализа ДМВ СС [4] равен нулю при всех  $\tau \neq 0$ . Для определения же величины  $\chi_1(H=0, \tau=0)$ , равно как и для исследования общих закономерностей (4) весьма удобным оказывается метод [7] нахождения экстремальных значений для температурных ( $H = \text{const}$ ) и полевых ( $\tau = \text{const}$ ) сечений поверхности  $\chi_1(H, \tau)$  с последующей экстраполяцией  $H \rightarrow 0, \tau \rightarrow 0$ . При этом каждому решению  $x_1$ , для которого частные производные

$$\partial \chi_1(H, \tau) / \partial \tau = 2H\tau^{-\gamma-1} [\gamma F'(x) + \phi x F''(x)], \quad (5a)$$

$$\partial \chi_1(H, \tau) / \partial H = -2\tau^{-\gamma} [F'(x) + 2x F''(x)], \quad (5b)$$

обращаются в нуль, на указанной поверхности соответствует кроссоверная линия

$$H_1^2 = x_1 \tau_1^\phi, \quad (6)$$

экспериментально проявляющаяся в возникновении максимумов (минимумов) зависимостей  $\chi_1(H = \text{const}, \tau)$  и  $\chi_1(H, \tau = \text{const})$ . Оценка амплитуды таких максимумов  $\chi_1(H_1, \tau_1)$  с использованием (2), (4) и (6) приводит к простому соотношению

$$\chi_1(H_1, \tau_1) \propto H_1^{-1+2/\delta} \propto \tau_1^{\beta-\phi/2}, \quad (7)$$

из которого, в частности, вытекает необходимое условие корректности результатов, полученных в рамках настоящего подхода, а именно:  $\beta < \gamma$  ( $\delta > 2$ ). В этой связи необходимо отметить, что для подавляющего большинства реальных СС такое неравенство справедливо [2-5]. Последнее означает, что в пределе  $H_1 \rightarrow 0, \tau_1 \rightarrow 0$  сигнал  $\chi_1(H_1, \tau_1) \rightarrow -\infty$  и, следовательно, температурная зависимость  $\chi_1(H=0, \tau)$  в отсутствие магнитного поля будет иметь характерный вид типа дельта-функции Кронекера. Ясно, что наблюдающийся при этом пик  $\chi_1(H=0, \tau) \rightarrow -\infty$  становится конечным для любого ненулевого значения  $H = H_m > 0$ , смещаясь по температуре  $\tau$  и уменьшаясь по абсолютной величине (7) по мере его дальнейшего ( $H > H_m$ ) возрастания.

Изложенные выше рассуждения, несомненно, могут быть также использованы при рассмотрении сигналов  $\chi_k(H, \tau)$  более высоких гармоник нелинейного отклика ДМВ СС. Однако обобщение (7) на случай произвольного  $k$  указывает на заметное усиление (с повышением величины  $k$ ) полевых зависимостей

$$\chi_k(H_k, \tau_k) \propto H_k^{-k+2/\delta} \propto \tau_k^{\beta-k\phi/2}, \quad k = 1, 2, \dots, \quad (7^*)$$

что делает экспериментальные исследования даже в относительно небольших магнитных полях весьма проблематичными.

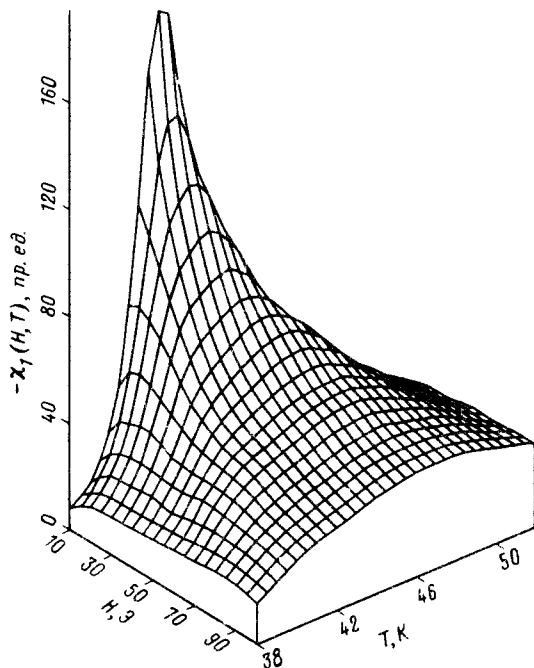


Рис.1. Нелинейная восприимчивость  $\chi_1(H, T)$  аморфного СС  $(\text{Fe}_{0,65}\text{Mn}_{0,35})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ , как функция температуры  $T$  и статического магнитного поля  $H$ . Амплитуда и частота перемагничивания соответственно  $h_0 = 6 \text{ Э}$  и  $f = \omega/2\pi = 75 \text{ Гц}$

Предсказанные выше особенности нелинейного отклика ДМВ СС были проверены в настоящей работе на примере аморфного сплава  $(\text{Fe}_{0,65}\text{Mn}_{0,35})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ , претерпевающего фазовый переход ПМ-СС при  $T_F \approx 42 \text{ К}$  [3]. Величины  $\chi_k(H, \tau)$ ,  $k = 1, 2$ , регистрировались при помощи стандартного моста взаимной индукции. Использование данного метода при условии малости ( $h_0 \rightarrow 0$ ) возбуждающего магнитного поля  $h = h_0 \sin \omega t$  позволяет непосредственно наблюдать нелинейные восприимчивости  $\partial^{(k)} \chi_{\text{NL}}(H, \tau) / \partial H^{(k)}$  на  $(k + 1)$ -ых гармониках основной частоты перемагничивания [2-5]. Конечное же значение амплитуды ( $h_0 \approx 6 \text{ Э}$ ) неизбежно приводит к ошибке дифференцирования, особенно заметной при исследованиях в малых магнитных полях  $H \leq h_0$ . Полученная с учетом последнего замечания поверхность  $\chi_1(H > h_0, T)$  (рис.1) свидетельствует о полном качественном согласии теоретических предположений (6), (7) с данными эксперимента. При этом важно отметить, что на указанной поверхности наблюдаются сразу три кроссоверные линии вида (7), соответствующие температурному (5a) и двум ( $T > T_F$  и  $T < T_F$ ) полевым (5b) максимумам нелинейной восприимчивости  $\chi_1(H, T)$ . Существенно, что наличие экстремумов на полевых зависимостях  $\chi_1(H, T = \text{const})$  характерно, по-видимому, лишь для фазовых переходов ПМ-СС и, вообще говоря, не наблюдается при аналогичных исследованиях ферромагнитных (ФМ) систем [7]. Кроме того, именно данное обстоятельство позволяет без труда объяснить знакопеременный характер нелинейной восприимчивости  $\chi_2(H, T)$ , имевший место при изучении в ненулевых магнитных полях  $H > h_0$  нелинейного ( $k = 2$ ) отклика ДМВ как "классического" СС  $\text{Au-1,5 ат. \% Fe}$  [5], так и рассматриваемого в

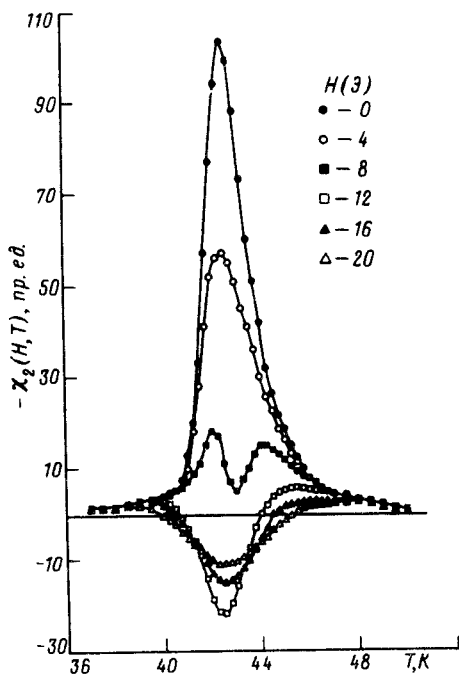


Рис.2

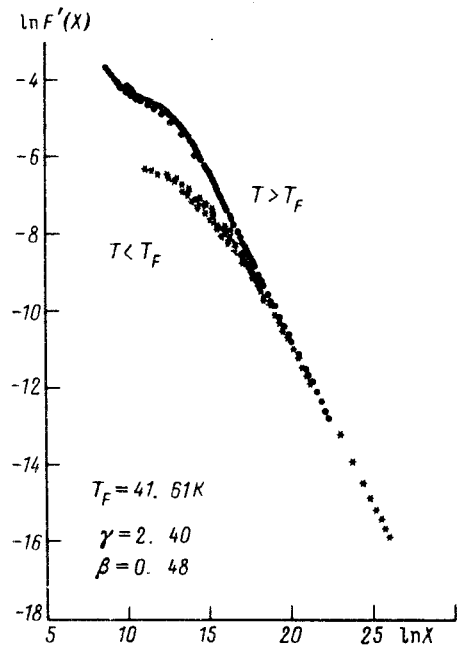


Рис.3

Рис.2 Температурные зависимости нелинейной восприимчивости  $\chi_2(H, T)$  аморфного СС  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Mn}_{0.35})_{75}\text{P}_{16}\text{V}_6\text{Al}_3$ , измеренные при различных значениях статического магнитного поля  $H(h_0 = 6 \text{ Э}, f = \omega/2\pi = 75 \text{ Гц})$ :  $\bullet - 0$ ,  $\circ - 4$ ,  $\blacksquare - 8$ ,  $\square - 12$ ,  $\blacktriangle - 16$ ,  $\triangle - 20 \text{ Э}$   
 Рис.3 Производная  $F'(x)$  скейлинговой функции для фазового превращения ПМ - СС в аморфном сплаве  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Mn}_{0.35})_{75}\text{P}_{16}\text{V}_6\text{Al}_3$  ( $T_F = 41, 61 \text{ К}$ ,  $\gamma = 2, 40$ ,  $\beta = 0, 48$ )

настоящей работе аморфного сплава  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Mn}_{0.35})_{75}\text{P}_{16}\text{V}_6\text{Al}_3$  (рис.2). Для этого вполне достаточно заметить, что  $\chi_2(H, T)$  в точности совпадает с выражением, стоящим в правой части (5b). Тогда для каждой фиксированной температуры  $T_m \neq T_F$  из рис.1 можно определить значение  $H_m$ , соответствующее максимальной величине  $\chi_1(H, T_m)$  и, следовательно, смене отрицательного знака сигнала  $\chi_2(H < H_m, T_m)$  на положительный ( $H > H_m$ ). На температурных ( $H_m = \text{const}$ ) же зависимостях отмеченные особенности фазовых превращений ПМ-СС проявляются в возникновении интервала ( $\tau < \tau_m$ ) температур  $T_1 < T < T_2$ , для которого характерно  $\chi_1(H_m, T) > 0$  (рис.2). С уменьшением магнитного поля  $H_m$  указанный интервал сужается (см. (6)), и в пределе  $H_m \rightarrow 0$  ( $\tau_m \rightarrow 0$ ) величина  $\chi_2(H, T)$  становится отрицательной уже во всем исследуемом температурном диапазоне [2-5].

Помимо качественного описания указанных явлений предложенный подход также позволяет провести точный количественный анализ рассматриваемого превращения и определить критическую температуру  $T_F$  и значения критических индексов. В то время как для изучения фазовых переходов наиболее традиционным является восстановление общего вида скейлинговой функции  $F(x)$  [6], в нашем случае аналогичная задача решалась для ее первой про-

изводной  $F'(x)$  (см. (4)). Оказалось, что использованные при этом экспериментальные зависимости  $\chi_1(H, T)$  (см. рис.1) наилучшим образом ложатся на единую кривую  $F'(x)$  (рис.3) при следующих условиях:  $T_F = 41,61 \text{ K} \pm 0,03 \text{ K}$ ,  $\beta = 0,48 \pm 0,02$  и  $\gamma = 2,40 \pm 0,10$ . Существование единой скейлинговой функции  $F'(x)$  для исследуемого выше превращения однозначно подтверждает корректность его описания (1) в рамках теории подобия, что позволяет, используя равенство (2), оценить величины  $\delta = 6,0 \pm 0,3$  и  $\phi = 2,90 \pm 0,15$ .

Отметим, что вычисленные в настоящей работе значения критических индексов отличаются от результатов [3] ( $\beta = 0,76 \pm 0,04$ ,  $\gamma = 2,05 \pm 0,05$ ,  $\delta = 3,8 \pm 0,3$ ), полученных для сплава того же состава. Однако принимая во внимание заметное влияние критических флуктуаций ФМ природы, обусловленных близостью состава данного сплава к соответствующей концентрации возникновения дальнего ФМ порядка, на исследуемое превращение ПМ-СС [3], данное обстоятельство вполне объяснимо. В самом деле, с учетом заведомо ненулевого для ФМ (даже в отсутствие магнитного поля) [6,7] сигнала второй гармоники предложенный выше метод определения критических индексов называется, очевидно, более чувствительным к наличию ФМ флуктуаций, чем использованные в [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного Комитета Украины по науке и технологиям.

- 
1. M.Suzuki, Progr. Theor. Phys. **58**, 1151 (1977); J.Chalupa, Solid State Commun. **22**, 315 (1977).
  2. H.Bouchiat, J. Physique **47**, 71 (1986).
  3. В.Г.Барьяхтар, А.Б.Сурженко, Г.А.Такзей, ЖЭТФ **102**, 1674 (1992).
  4. L.P.Levy and A.Ogielski, Phys. Rev. Lett. **57**, 3288 (1986); L.P.Levy, Phys. Rev. B **38**, 4963 (1988).
  5. T.Taniguchi, H.Matsuyama, S.Chikazawa, and Y.Miyako, J. Phys. Soc. Japan **52**, 4323 (1983).
  6. Г.Стенли, Фазовые переходы и критические явления, М.: Мир, 1973 (H.E.Stanley, Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Clarendon Press, Oxford, 1971).
  7. S.C.Ho, I.Maartense, and G.Williams, J. Phys. F **11**, 699, 1107 (1981).