

# Топологическое разрушение фазового перехода в состоянии спинового стекла в аморфных сплавах с несимметричным распределением обменных взаимодействий

© А.Б. Сурженко, Г.А. Такзей

Институт магнетизма Академии наук Украины,  
03142 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 26 декабря 2000 г.)

Показано, что с ростом асимметрии распределения обменных взаимодействий реальная магнитная размерность массивных образцов аморфных спиновых стекол FeNi и FeMn уменьшается, достигая низшего критического значения  $D_L = 2.51 \pm 0.12$  вблизи порога протекания бесконечного ферромагнитного кластера. Полученный экспериментально результат хорошо согласуется с расчетами, выполненными с помощью машинных экспериментов.

Работа частично финансировалась в рамках совместного проекта 13 № 6992 с Лейпцигским университетом (Германия).

Известно [1], что снижение размерности  $D$  магнитной системы существенно влияет на критическую температуру  $T_0$  и критические показатели  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$  и др. протекающего в ней фазового перехода вплоть до окончательного его разрушения ( $T_0 = 0$  K,  $\beta = \delta^{-1} = 0$ ) после достижения предела  $D \leq D_L$ , где  $D_L$  — пороговое значение, называемое низшей критической размерностью магнетика. Отметим, что для изинговского ферромагнетика (ФМ)  $D_L = 1$ , для гейзенберговского ФМ (без учета анизотропии)  $D_L = 2$  [2], в то время как для спиновых стекол (СС)  $2 < D_L < 3$  [1]. До сих пор для экспериментальной оценки  $D_L$  в СС использовался, как правило, один способ, заключающийся в уменьшении геометрических размеров образца, т.е. его евклидовой размерности  $D_E$  [3]. Между тем расчеты фрактальных агрегатов показывают [4], что аналогичного результата можно добиться в 3D магнитных системах путем изменения топологии самого евклидового пространства (например, если речь идет о СС, введением в него ФМ-пор). При этом, согласно [4], фрактальная поправка  $\Delta = (D_E - D)$  обычно невелика ( $\Delta \leq 0.5 - 0.7$ ).

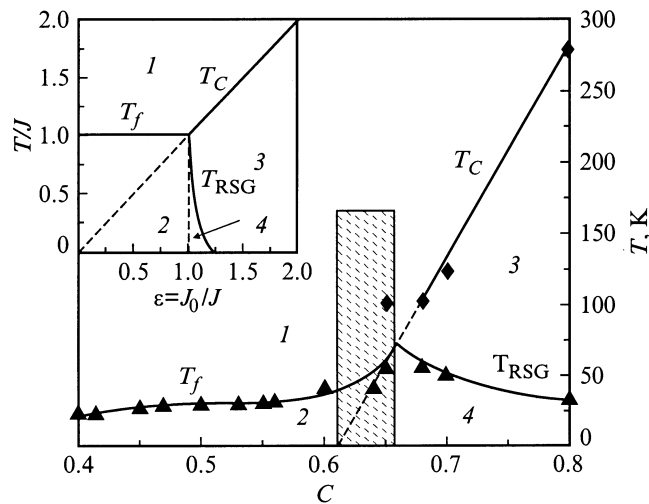
В настоящей работе на основании результатов исследования магнитных свойств массивных сплавов с преобладающим ФМ-обменом предпринята попытка экспериментальной оценки низшей критической размерности СС.

Для решения поставленной задачи, которая фактически совпадает с изучением проблемы разрушения топологических фазовых переходов, очень важно выбрать объекты исследования. Как показано далее, весьма удобными оказываются СС на основе аморфных сплавов  $(\text{Fe}_C\text{Ni}_{1-C})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  ( $C = 0.07$ ) и  $(\text{Fe}_C\text{Mn}_{1-C})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$  ( $C = 0.65$ ) вблизи критических концентраций возникновения дальнего ФМ-порядка. Отметим, что сплавы для исследований были выбраны с таким расчетом, чтобы низшая критическая размерность протекающего в них магнитного превращения была достаточно близкой к целочисленному значению  $D_E$ , обеспечивая справедливость неравенства  $(D_E - \Delta) = D \leq D_L < D_E$ . Следует

заметить, что магнитная структура аморфных СС весьма склонна к образованию ФМ-кластеров, экранированных от СС-матрицы немагнитной прослойкой [5,6]. Данная особенность превращает эти кластеры в естественные "поры", которые препятствуют протеканию фазового перехода в состояние СС.

Используя магнитную фазовую диаграмму (см. вставку на рис. 1) изинговских магнетиков с гауссовым распределением  $P(J_{ij}) \sim \exp[-(J_{ij} - J_0)^2/(2J^2)]$  обменных взаимодействий [1], нетрудно показать [7], что вдоль линии  $T_f = J$  ( $J$  — дисперсия энергии обменного взаимодействия,  $J_0$  — средний обмен) фазового перехода в состояние СС средний размер  $\xi_{FM}$  этих пор, подчиняясь соотношению  $\xi_{FM} \sim (T_f/J_0 - 1)^{-\nu} \sim [(1 - \varepsilon)/\varepsilon]^{-\nu}$ , где  $\varepsilon = J_0/J$  и  $\nu \approx 0.8$ , заметно изменяется. В точке  $\varepsilon = 0$ , соответствующей симметричному распределению обменных взаимодействий разных знаков, он пренебрежимо мал. В этом случае СС-фазе доступно все евклидово пространство  $D = D_E = 3$ . Гораздо более сложная ситуация возникает вблизи перколяционного порога  $\varepsilon_P = J_0/J = 1$ , где  $\xi_{FM}(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_P) \rightarrow \infty$ . Отметим, что решение  $D_P = 2.48 \pm 0.09$  задачи о фрактальной размерности  $D_P$  критического кластера для трехмерного случая ( $D_E = 3$ ) хорошо известно [4]. Поскольку это значение для СС меньше теоретических оценок  $D_L$  [7,8], можно ожидать, что переход от симметричных СС-систем ( $D \approx D_E = 3$ ,  $\beta \approx 1$ ,  $\delta^{-1} \approx 0.3$  [9]) к несимметричным ( $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_P$ ,  $D \rightarrow D_P$ ) действительно приведет к разрушению кооперативного фазового превращения в состояние СС ( $\beta = \delta^{-1} = 0$ ).

К сожалению, в реальных сплавах [10] (рис. 1) подобный сценарий разыгрывается в очень узком интервале концентраций, что не позволяет провести необходимые исследования в пределах одного квазибинарного разреза. По этой причине в настоящей работе проведена серия тестовых измерений, в ходе которой подбирались образцы аморфных сплавов с различной степенью асимметрии обменного взаимодействия  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ . Мерой его дисперсии  $J$  служила температура, соответствующая



**Рис. 1.** Магнитная фазовая диаграмма аморфных сплавов квазибинарного разреза  $(\text{Fe}_C\text{Mn}_{1-C})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$  [10] и изинговских магнетиков с гауссовым распределением обменных взаимодействий [1] (на вставке). Интервал концентраций  $0.62 \leq C \leq 0.66$ , соответствующий несимметричному СС ( $0 \leq \varepsilon \leq 1$ ), отмечен штриховкой. 1 — парамагнитное (ПМ), 2 — спин-стекловое (СС), 3 — ферромагнитное (ФМ) состояние, 4 — состояние возвратного СС.  $T_C$  — температура Кюри,  $T_f$  — температура фазового перехода ПМ–СС,  $T_{\text{RSG}}$  — температура возвратного фазового перехода ФМ–СС.

максимуму линейной части динамической магнитной восприимчивости  $\chi_0(T)$ . Величину среднего обмена  $J_0$  определяли по температуре  $\theta$  "потенциального" ФМ-упорядочения [5] (штриховая линия на рис. 1) путем обработки температурных зависимостей магнитной восприимчивости  $\chi_0(T) \sim (T - \theta)^{-\lambda}$  ( $T > T_f$ ) методом Кувела–Фишера в парамагнитной (ПМ) области, обеспечивающей корректные результаты для произвольных значений  $\lambda$  [5]. В результате проведенного отбора в данной работе отдано предпочтение массивным в виде лент ( $1 \times 1 \times 15$  mm) образцам двух аморфных сплавов  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Mn}_{0.35})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$  и  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , для которых величина  $\varepsilon$  составила соответственно  $\varepsilon = 0.49 \pm 0.08$  [1,7] и  $0.76 \pm 0.10$  [7,11].

Критические показатели фазового перехода ПМ–СС определялись по результатам изучения нелинейного отклика образца на малое синусоидальное возмущение магнитным полем с частотой  $f = 75$  Hz и амплитудой  $h_0 = 0.6$  mT в присутствии постоянного магнитного поля  $H \geq h_0$  [12]. Данный подход позволяет решить проблему выделения сингулярного вклада из магнитной восприимчивости

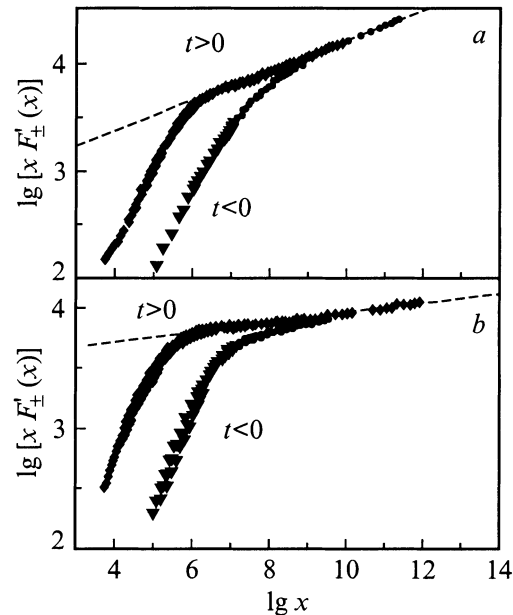
$$\chi(H, t) = \chi_0(0, t) - t^\beta F'(x) \quad (1)$$

наиболее естественным путем — разложением ее на спектральные составляющие. Здесь  $F'(x)$  — скейлинговая функция переменной  $x = H^2/t^{\beta\delta}$ , а  $t = |T - T_f|/T_f$  — приведенная температура. В рассматриваемом случае амплитуда сигнала, детектируемого на второй, третьей

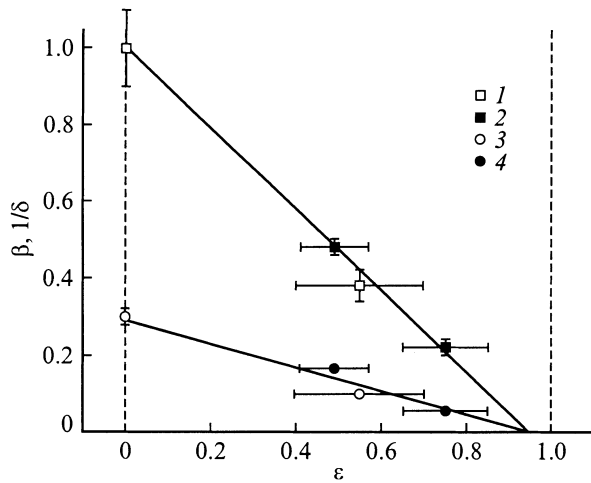
и т.д. гармониках частоты перемагничивающего магнитного поля, несет информацию о первой  $\chi_1$  [12], второй  $\chi_2$  и т.д. производных магнитной восприимчивости. Например,

$$\chi_1(H, t) \equiv \frac{d\chi(H, t)}{dH} = -2Ht^{\beta(1-\delta)} \frac{dF'(x)}{dx}. \quad (2)$$

Таким образом, задача определения  $\beta$ ,  $\delta$  и  $T_f$  сводится к стандартному методу их перебора до получения оптимального коллапса экспериментально полученной поверхности  $\chi_1(H, t)$  в скейлинговую функцию  $F'(x)$ . Поскольку подробное описание такой процедуры можно найти в [1], перейдем к обсуждению полученных результатов. Для наглядности они изображены на рис. 2, *a, b* в виде функций  $x F'(x)$ . При этом две ветви функции  $x F'(x)$  соответствуют температурам  $T > T_f$  и  $T < T_f$ . Это позволяет не только продемонстрировать качество аппроксимации нескольких сотен точек с помощью формулы (2), но и показать деструктивное влияние ФМ-обмена на критическое поведение аморфных СС. Действительно, как следует из приведенных результатов, усиление ФМ-обмена проявляется в уменьшении угла наклона штриховых прямых (рис. 2), который в силу степенной зависимости  $F'(x \rightarrow \infty) \sim x^{1/\delta}$  соответствует обратной величине показателя критической температуры. Указанное обстоятельство свидетельствует о тенденции к разрушению фазового перехода ПМ–СС при  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_P$  за счет увеличения концентрации и размеров ФМ-"пор".



**Рис. 2.** Скейлинговые функции  $x F'(x)$ , полученные для СС  $(\text{Fe}_C\text{Mn}_{1-C})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$  ( $C = 0.65$ ) ( $\varepsilon = 0.49$ ,  $1 < H < 10$  mT,  $-0.12 < t < 0.22$ ,  $T_f = 41.61$  K,  $1/\delta = 0.166$ ,  $\beta = 0.48$ ) (*a*) и  $(\text{Fe}_C\text{Ni}_{1-C})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  ( $C = 0.07$ ) ( $\varepsilon = 0.76$ ,  $1 < H < 10$  mT,  $-0.24 < t < 0.35$ ,  $T_f = 15.63$  K,  $1/\delta = 0.055$ ,  $\beta = 0.22$ ) (*b*) с разной степенью асимметрии  $\varepsilon$  распределения обменных взаимодействий. Углы наклона штриховых линий соответствуют величинам  $1/\delta$ .



**Рис. 3.** Зависимость критических показателей  $\beta$  (1, 2) и  $1/\delta$  (3, 4) фазового превращения ПМ–СС в массивных аморфных сплавах  $(\text{Fe}_c\text{Mn}_{1-c})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$  и  $(\text{Fe}_c\text{Ni}_{1-c})_{77}\text{V}_{13}\text{Si}_{10}$  от степени асимметрии  $\varepsilon$  распределения обменных взаимодействий. 1, 3 — результаты [9,13], 2, 4 — результаты настоящей работы.

Вместе с тем более веские аргументы в пользу гипотезы топологического разрушения фазового превращения ПМ–СС следуют из результатов, представленных на рис. 3. Помимо полученных в настоящей работе значений  $\beta$  и  $\delta^{-1}$  здесь приведены результаты исследования массивных образцов ( $D_E = 3$ ) симметричных СС-систем ( $\varepsilon = 0$ ) [9], а также сплава  $(\text{Fe}_{0.15}\text{Ni}_{0.85})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ , который до появления настоящей работы был практически единственным, детально изученным аморфным СС с асимметричным распределением обменных взаимодействий  $0.4 \leq \varepsilon \leq 0.7$  [13].

Существенно, что приведенные экспериментальные данные не только подтверждают фрактальное поведение аморфных СС, но и позволяют определить их низшую критическую размерность. Поскольку точка  $\varepsilon_L = 0.94 \pm 0.06$  пересечения приведенных на рис. 3 зависимостей друг с другом и с осью абсцисс почти совпадает с порогом  $\varepsilon_P = 1$  установления ФМ-порядка, величина  $D_L$  должна быть близка к фрактальной размерности  $D_P = 2.48 \pm 0.09$  [4] критического кластера. С учетом небольшой поправки, которая в линейном приближении равна  $(\varepsilon_L - \varepsilon_P) \approx (D_E - D_P)$ , получаем  $D_L = 2.51 \pm 0.12$ , что очень хорошо согласуется с оценкой  $D_L = 2.5 \pm 0.2$ , полученной для СС методом высокотемпературных разложений [8].

Отметим, что наряду с аморфными магнетиками, где области ФМ- и СС-порядка можно рассматривать как две независимые подсистемы [5,6] и применять для их описания теорию фракталов, существуют и такие СС, для которых этот подход заведомо неприемлем. Например, в некоторых сплавах благородных металлов с переходными ( $\text{AgMn}$  и  $\text{PdMn}$ ) [9] критические показатели остаются постоянными ( $\beta \approx 1$ ,  $\delta \approx 3$ ) в интервале  $0 \leq \varepsilon \leq 0.9$ . Из этого можно сделать вывод,

что поведение их ФМ-подсистемы полностью определяется поведением окружающей СС-матрицы, т.е. нет оснований обсуждать какое-либо снижение топологической размерности пространства. В то же время при отжиге сплавов  $\text{AuFe}$ , сопровождаемом увеличением размера ФМ-кластеров за счет диффузии атомов железа из приграничного слоя, образуется золотая прослойка, выполняющая для ФМ-кластеров роль изолирующего ПМ-экрана. Это должно приводить и действительно приводит к разрушению кооперативной природы замерзания СС [1]. Данный пример весьма важен. Если даже для магнетиков одного класса критические свойства могут отличаться столь радикально, то с учетом огромного разнообразия СС-систем считать полученное выше значение  $D_L$  универсальным пока явно преждевременно. Этот вопрос, безусловно, требует дополнительных исследований.

В заключение отметим, что ввиду несовершенства современной технологии синтеза многокомпонентных низкоразмерных структур будет уместным выразить некоторые сомнения в перспективности общепринятого подхода, связанного с искусственным утонением образцов. Так, например, для СС с ГЦК-структурой инварного разреза  $\text{Fe}_{65}(\text{Ni}_c\text{Mn}_{1-c})_{35}$  уменьшение их геометрического размера до величины  $\sim 5$  nm, необходимой для появления размерных эффектов [3], вызывает структурное превращение ГЦК  $\rightarrow$  ОЦК [14]. Ясно, что в таких условиях изучение магнитных фазовых переходов в состоянии СС не представляется возможным. При использовании же массивных образцов несимметричных СС, где размер ФМ-корреляций, определяющий их реальную размерность, варьируется за счет изменения атомного состава сплавов или их термической обработки, конкретные результаты можно получить уже в ближайшем будущем.

Благодарим Е.Д. Белоколоса и Л.П. Гуныко за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] K. Binder, A.P. Young. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
- [2] Д. Займан. Модели беспорядка. Мир, М. (1982). 386 с.
- [3] J. Bass, J.A. Cowen. In: *Recent progress in random magnets* / Ed. W. Ryan. World Scientific, Singapore (1992). 334 p.
- [4] T. Nakayama, K. Yakubo, R.L. Orbach. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 381 (1994).
- [5] В.Г. Барьяхтар, А.Б. Сурженко, Г.А. Такзей. *ЖЭТФ* **102**, 1674 (1992).
- [6] S.N. Kaul. *J. Magn. Magn. Mater.* **53**, 5 (1985).
- [7] R.R.P. Singh, M.E. Fisher. *J. Appl. Phys.* **63**, 8, 3994 (1988).
- [8] W.L. McMillan. *Phys. Rev.* **B30**, 476 (1984).
- [9] H. Bouchiat. *J. de Phys. (Paris)* **47**, 71 (1986).
- [10] K. Moorjani, J.M.C. Coey. *Magnetic glasses*. Elsevier, Amsterdam (1984). 525 p.
- [11] T. Miyazaki, J. Okamoto, Y. Ando, M. Takahaschi. *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, 1601 (1988).
- [12] А.Б. Сурженко. Письма в *ЖЭТФ* **57**, 690 (1993).
- [13] P. Svedlindh, L. Lundgren, P. Nordblad, H.S. Chen. *Europhys. Lett.* **2**, 805 (1986).
- [14] B.R. Coles, G. Williams. *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, 1279 (1988).