

НЕЭРГОДИЧНОСТЬ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ СВОЙСТВА АСПЕРОМАГНЕТИКОВ

А.Б.Сурженко, Ю.П.Гребенюк

Институт магнетизма НАН Украины
252142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 18 июня 1997 г.

На примере сплава Ni-23 ат.% Mn изучены неравновесные свойства асперомагнитных систем. Показано, что возникновению фазы де Алмейды-Таулесса, характеризующейся астрономическими временами $t_{max} \gg 10^{15}$ с достижения равновесия, предшествует образование фазы Габэ-Тулуза, для которой величина t_{max} вполне сравнима с временами эксперимента.

PACS: 75.30.-m

Эргодическая гипотеза, то есть предположение об эквивалентности гиббсовского усреднения $\langle \dots \rangle_T$ усреднения по времени $\langle \dots \rangle_t$, является одним из базовых постулатов статистической физики. Поэтому не удивительно, что неэргодичные системы $\langle \dots \rangle_T \neq \langle \dots \rangle_t$ вызывали и продолжают вызывать особый интерес исследователей [1]. Накопленный ими материал позволяет утверждать, что подобные свойства присущи лишь макроскопически вырожденным системам, причем степень их неэргодичности Δ_S определяется временем наблюдения t_{obs} , точнее его соотношением с максимальным временем t_{max} перехода из одного вырожденного состояния в другое. В частности, спиновые стекла (СС), в которых значения t_{max} достигают астрономических величин $t_{max} \sim 10^{40}$ (с) $\gg t_{obs}$ [2, 3], заведомо неэргодичны. Это свойство широко используется при определении температуры их замерзания в магнитном поле $H > 0$ [4], когда основной параметр порядка Эдвардса-Андерсона $q_{ea} = \langle S^2 \rangle$ отличен от нуля не только в фазе СС-, но и в парамагнитной (ПМ) [2, 3]. Однако наиболее актуальна задача нахождения температуры замерзания для асперомагнитных (АСМ) систем, в которых поведение СС- в XY-плоскости даже в отсутствие внешнего поля сопровождается спонтанным упорядочением ($m_s \neq 0, q_{ea} \neq 0$) спинов в ортогональном, Z-направлении [2]. Ее решение обычно сводили к получению температурной зависимости параметра $\Delta_s(H, T, t)$ по результатам исследования FC, ZFC-кривых [4]. При этом считалось, что ошибка, связанная с увеличением при нагреве эффективного времени наблюдения t_{obs} , достаточно мала в силу $t_{max} \gg t_{obs}$. Ниже кроссоверной линии де Алмейды-Таулесса $T < T_{AT}(H)$ [2], где возникают сильные необратимости вдоль оси Z, справедливость данного неравенства не вызывает сомнений. Вблизи же фазовой линии Габэ-Тулуза (GT) замерзания XY-компоненты $T_{GT}(H) \geq T_{AT}(H)$, которую собственно и необходимо определить, t_{max} катастрофически уменьшается вплоть до ФМР-частот [5]. Это может радикально изменить результаты FC, ZFC-эксперимента ($t_{obs} \geq 1$ с). Во избежание такой погрешности, для изучения неравновесных свойств АСМ авторами использован подход, удовлетворяющий требованию $t_{obs} = \text{const}$, проведен его сравнительный анализ с традиционными методами [2, 4] и обсуждены альтернативные варианты описания неэргодичных систем.

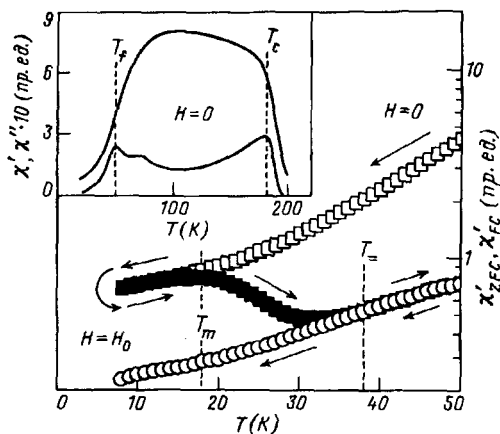


Рис.1. Терромагнитный цикл сплавов Ni-23 ат.% Mn: охлаждение в нулевом магнитном поле - $\chi'_{FC-ZFC}(H=0, T)$ (\square), включение поля H_0 и нагрев - $\chi'_{ZFC}(H_0, T)$ (\square), охлаждение в поле - $\chi'_{FC}(H_0, T)$ (\circ). Условия эксперимента: $H_0 = 140$ Э, частота и амплитуда перемагничивания $f = 85$ Гц и $h = 0.1$ Э, скорость нагрева ≈ 2 К/мин. На вставке: вещественная $\chi'(0, T)$ и мнимая $\chi''(0, T)$ составляющие АС-восприимчивости ($f = 85$ Гц, $h = 0.1$ Э)

Задача решалась на примере быстрозакаленного сплава Ni-23 ат.% Mn, в низкотемпературной ($T < T_1 = 51.2$ K, вставка на рис.1) фазе которого сосуществуют дальний ферромагнитный (ФМ) порядок и СС [6], что позволяет отождествить ее с АСМ. Последнее делает систему сплавов Ni-Mn классическим объектом для проверки теоретических представлений [2]. Немаловажным аргументом послужил и тот факт, что явления терромагнитной предыстории в близком по составу образце, помимо ставших уже привычными ДС-экспериментов, были изучены с помощью АС-методов [7]. Величина $\chi'_{ZFC}(H_0, T)$ (см. рис.1, кривая) в процессе нагревания монотонно релаксировала от одного равновесного значения $\chi'_{FC}(0, T)$ (\square) к другому $\chi'_{FC}(H_0, T)$ (\circ). При достаточно больших значениях измерительного поля H_0 это приводило к появлению дополнительных максимумов. Таким образом, на кривой $\chi'_{ZFC}(H_0, T)$ можно выделить две характерные точки $T = T_m$, соответствующие максимуму $\chi'_{ZFC}(H_0, T)$, и $T = T_+$, выше которой $\chi'_{ZFC} = \chi'_{FC}$. Принимая во внимание сильную зависимость любой ZFC-кривой, а следовательно и $T_m(t)$, $T_+(t)$ (рис.1), от скорости нагрева dT/dt [2, 3] можно утверждать, что формальное отождествление последних с температурами T_{AT} и T_{GT} , как это предлагается авторами [7], недопустимо. Для объективной оценки следует использовать критерий неэргодичности, который бы не зависел от времени наблюдения. Этим достоинством обладает величина t_{max} достижения системой своего равновесного $\Delta_S(H, T, t_{max}) = 0$ состояния. Для ее экспериментального вычисления удобнее ввести нормированную функцию вида

$$\Delta(t)|_{H, T = \text{const}} = [\chi'_{ZFC}(t) - \chi'_{ZFC}(\infty)] / [\chi'_{ZFC}(0) - \chi'_{ZFC}(\infty)]|_{H, T = \text{const}}, \quad (1)$$

которая сохраняя физический смысл классического определения Δ_S [4], приобретает более универсальный ($0 \leq \Delta \leq 1$) характер.

Поскольку задача мгновенной ($t = \text{const}$) регистрации температурных $\Delta(H_0, T, t)$ зависимостей прямыми методами неразрешима, мы использовали методику, в ходе которой величину t можно строго контролировать, - изучение релаксационных кривых с последующей обработкой температурных $\Delta(H_0, T, t = \text{const})$ сечений. Для удобства величина $H_0 = 140$ Э была выбрана таким образом, чтобы области сильной ($T < T_m$) и слабой ($T_m < T < T_+$) необратимостей продольного отклика АСМ были приблизительно равны. Кор-

ректность эксперимента обеспечивалась путем соблюдения единой термомагнитной предыстории: образец охлаждался от комнатных температур до требуемого значения T в нулевом магнитном поле и выдерживался при этих условиях (для устранения влияния разной скорости охлаждения) в течение 1 ч. После этого магнитное поле $H_0 = 140 \text{ Э}$ включали и фиксировали величину $\chi'_{ZFC}(t)$. Так как за конечное время эксперимента ($\sim 4 \text{ ч}$) равновесное состояние обычно не достигалось, вычисление функции (1) производилось в приближении $\chi'_{ZFC}(H_0, T, t \rightarrow \infty) = \chi'_{FC}(H_0, T)$ (рис.1).

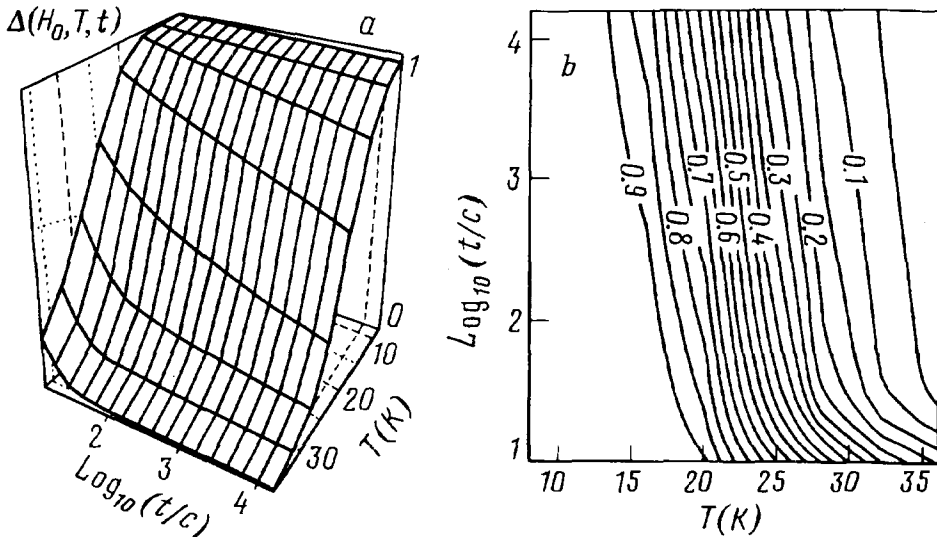


Рис.2. Параметр неравновесности $\Delta(H_0 = 140 \text{ Э}, T, t)$ сплава Ni-23 ат. % Mn, представленный в виде поверхности (a) и ее топографической проекции (b)

Рассмотрим представленную на рис.2 поверхность $\Delta(H_0, T, t)$ (a) и ее топографическую проекцию (b). Незначительные искажения, наблюдающиеся при малых временах $\text{Log}(t/c) < 1.5$ и обусловленные постоянной интегрирования $\approx 1 \text{ с}$ выходного каскада установки, в целом не могут изменить общий вывод о логарифмическом законе релаксационных кривых. Логарифмическая метрика времени связана с ультраметрической топологией фазового пространства $\mathbb{C}\mathbb{S}$ и является следствием аномально широкого и практически равномерного спектрального распределения их времен релаксации [3]. Очевидно, что искомая величина t_{max} является верхним пределом, ограничивающим ширину этого спектра. Для его вычисления были использованы как временные $\Delta(t)$, так и температурные $\Delta(T) \sim \tau^\beta$ [4] сечения поверхности $\Delta(H_0, T, t)$. Если нуль-экстраполяция линейных зависимостей $\Delta[\text{Log}(t_{max})]$ не вызвала сложностей, то во втором случае потребовалось проведение дополнительной процедуры – подбора показателя β , обеспечивающего оптимальную линейризацию кривых $[\Delta(T)]^{1/\beta}$. Важно, что полученная при этом ($\beta = 3.4 \pm 0.4$) система параллельных прямых (сверху вниз $t = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ с}$ / o /, вставка рис.3) пересекается кривой $[\Delta(T)]^{1/\beta}$ / • /, которая построена по результатам χ'_{FC}, χ'_{ZFC} (рис.1) в стандартном приближении $\chi'_{ZFC}(t=0) = \chi'_{FC}(H=0, T)$, $\chi'_{ZFC}(t \rightarrow \infty) = \chi'_{FC}(H_0, T)$ [2, 3]. Последнее наглядно отражает процесс увеличения эффективного времени

наблюдения при нагреве образца в ходе традиционного FC , ZFC -эксперимента и связанную с этим неизбежную ошибку определения температуры T_{GT} [4]. Наконец, помимо описанных выше методов, дающих информацию преимущественно о макроскопических временах t_{max} , о появлении слабой необратимости можно судить по температуре максимума мнимой части $\chi''(H_0, T)$. Из рис.3 хорошо видно, что соответствующие перемагничивающим частотам $f = 85$ и 850 Гц точки (\square) разумно вписываются и полезно дополняют общую картину эволюции АСМ.

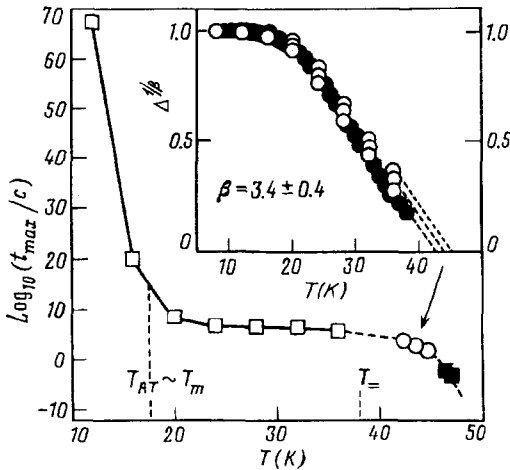


Рис.3. Температурная зависимость времени $t_{max}(H_0 = 140 \text{ Э, } T)$ достижения равновесного состояния. Точки получены экстраполяцией временных (\square) и температурных (\circ) кривых $\Delta(H_0, T, t_0)$, (\square) - соответствуют температуре максимумов $\chi''_{FC}(H_0, T)$, наблюдающихся при различных частотах перемагничивания $f = 85$ и 850 Гц. На вставке: линеаризованные зависимости $\Delta(H_0 = 140 \text{ Э, } T, t_0 = \text{const})$ (сверху вниз $\text{Log}(t_0/c = 2, 3, 4 / \circ /)$), полученные сечением поверхности на рис.2, и величины $\Delta(H_0 = 140 \text{ Э, } T, t \neq \text{const})$ (\bullet), вычисленной по результатам χ'_{ZFC} , χ'_{FC} терромагнитного цикла на рис.1

Полученные результаты дают все основания для сомнений в справедливости бытующего мнения о том, что при увеличении времени наблюдения t_{obs} температура замерзания СС понижается. В самом деле, достижение равновесного состояния $t_{obs} \geq t_{max}(T)$ вовсе не означает исчезновение GT -фазы как таковой. Тогда, и температуру $T_{=}(t_{obs})$, получена ли она в ходе ZFC , FC -измерений ($t_{obs} = 1 - 10^4$ с) [4], с помощью АС-методик ($t_{obs} = 10^{-6} - 10^{-1}$ с) [2] или же резонансными методами ($t_{obs} = 10^{-12} - 10^{-8}$ с) [2, 5], следует рассматривать не как температуру фазового перехода, а лишь как границу раздела равновесного $T > T_{=}(t_{obs})$ и неравновесного $T < T_{=}(t_{obs})$ состояния. Последняя будет совпадать с температурой T_{GT} и/или T_{AT} только при надлежащем выборе порогового критерия $T_{GT/AT}(T_{=})$ слабой/сильной неэргодичности. К сожалению, m -векторная модель СС [2] не дает для этого каких-либо оценок, а эксперименты по изучению распределения времен релаксации в СС-фазе крайне немногочисленны. По существу, единственные результаты [8] получены при исследовании разбавленного СС $\text{Cu}_{96}\text{Mn}_4$ в нулевом поле. Тем не менее, их использование при $H \neq 0$, $T < T_{AT}$ вполне обоснованно, поскольку ниже AT -линии динамика СС мало зависит от величины магнитного поля. Об этом свидетельствует разумное согласие между "универсальным" значением $d\text{Log}(T_1)/d\text{Log}(\omega) = 2.2 \cdot 10^{-3}$, полученным при изучении частотной зависимости ($2.6 \text{ Гц} < \omega < 1.33 \text{ КГц}$) максимума $\chi'(H = 0, T_1)$ сплавов $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($0.0094 < x < 0.064$) [9], и нашей оценкой $[dT_{=}/d\text{Log}(t_{max})]/T_f \approx (-2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ ($H_0 = 140 \text{ Э, } 16 > T > 8 \text{ К, } 10^{20} < t_{max}(c) < 10^{110}$). Согласно [8] при $T = 0.9T_{AT}$ $t_{max} \approx 10^{20}$ с, откуда можно восстановить температуру $T_{AT} 17.6 \text{ К}$ и соответствующий ей критерий сильной

неэргодичности $t_{AT}(T_{AT}) \approx 10^{16}$ с. Как и ожидалось, благодаря медленной релаксации $\chi'_{ZFC}(H_0, T \leq T_{GT})$ (см. рис.1) $T_m = 18 \pm 1$ К является довольно хорошей аппроксимацией T_{AT} . В случае же $T_{AT} < T < T_{GT}$ релаксационные процессы носят значительно более скоротечный характер. Так, при $10^2 < t(c) < 10^4$ характерная величина наклона изолиний $[dT/d\text{Log}(t)] \approx 1.2 \text{ K} \approx -0.024T_f$ (см. рис.2b) практически постоянна и приблизительно на порядок превышает аналогичный показатель при $T < T_{AT}$. Это делает температуру T_{GT} крайне чувствительной к выбору порога $t_{GT}(T_-)$. Однако так как абсолютные значения $t_{max}(T_{AT} < T < T_{GT})$ зависят от анизотропии исследуемого объекта и от образца к образцу могут меняться [2], универсального значения $t_{GT}(T_-)$, по-видимому, не существует. Тем не менее, при построении $H - T$ фазовых диаграмм во избежание ошибки, обусловленной разными временами наблюдения, необходимо придерживаться единого, отдельно оговариваемого критерия – для нашего случая разумно выбрать $t_{GT}(T_-) = 1$ с.

В заключение отметим, что приведенные результаты исследования АСМ не следует считать чем-то изолированным и единичным. Они несомненно могут быть полезны для понимания сложных процессов эволюции классических СС в магнитном поле, а также широкого класса других неэргодичных систем (структурных, дипольных, вихревых стекол и пр.).

Авторы выражают благодарность Г.А.Такзею за полезные дискуссии.

-
1. R.G.Palmer, Adv. Phys **31**, 669 (1982).
 2. K.Binder and A.P.Young, Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
 3. С.Л.Гинзбург, *Необратимые явления в спиновых стеклах*, М.: Наука, 1989.
 4. Y.Yeshurun, Phil. Mag. **В 50**, 285 (1983).
 5. Г.А.Такзей, М.В.Гавриленко, А.В.Сурзhenko, and С.В.Тарапов, JMMM **140-144**, 221 (1995).
 6. Ю.П.Гребенюк, Г.А.Такзей, Металлофизика и новейшие технологии **16**, N8, с.3 (1994).
 7. H.Kunkel, R.M.Roshko, W.Ruan, and G.Williams, J. Appl. Phys. **69**, 5060 (1991).
 8. L.Lundgren, P.Svedlindh, P.Nordblad, and O.Beckman, Phys. Rev. Lett. **51**, 911 (1983).
 9. С.А.М.Мulder, A.J. van Duynveldt, and J.A.Mydosh, Phys. Rev. **В 23**, 1384 (1981).