

Неравновесные свойства возвратных спиновых стекол в магнитном поле

© Ю.П. Гребенюк, А.Б. Сурженко, Г.А. Такзей

Институт магнетизма Академии наук Украины,
252680 Киев, Украина

E-mail: gtakz@imag.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 12 марта 1999 г.)

Изучены процессы формирования состояния возвратного спинового стекла в разупорядоченных сплавах $Ni_{100-x}Mn_x$ ($x = 19, 21, 23$), а также их неравновесные магнитные свойства. Показано, что вблизи фазовой линии Габе–Тулуза времена достижения системой равновесия сравнимы с временами статического эксперимента ($10^1 - 10^4$ s), а при более глубоком охлаждении в районе кроссоверной линии де Алмейды–Таулесса возрастают до астрономических значений более 10^{16} s. Для систем данного типа предложена методика постоевания магнитных фазовых диаграмм в координатах ”магнитное поле–температура”.

Фундаментальными свойствами спиновых стекол (СС) являются необратимые явления, такие как термомагнитная предыстория, магнитное старение, долговременная релаксация намагниченности и корреляционной функции и т.п. Экспериментальные проявления этих свойств достаточно хорошо изучены для систем, в которых СС образуется непосредственно из парамагнитного (ПМ) состояния [1]. В то же время в целом ряде систем состояние типа СС возникает при охлаждении сильно фрустрированных ферромагнетиков (ФМ, FM). На такую возможность указывают расчеты [2,3], выполненные в приближении теории молекулярного поля для ФМ со случайным обменом. Согласно полученной в [2,3] магнитной фазовой диаграмме, при охлаждении таких систем на линии Габе–Тулуза (ГТ, GT) проявляются поперечные по отношению к вектору спонтанной намагниченности СС компоненты спинов. Более глубокое охлаждение приводит к возникновению на линии неустойчивости де Алмейды–Таулесса (АТ) продольных СС компонентов. Важно, что, согласно [2,3], дальний ФМ порядок сохраняется при всех температурах ниже температуры Кюри T_C .

В настоящей работе, используя терминологию [4], состояние, в котором сосуществуют дальний ФМ порядок и состояние СС, будем называть асперомагнитным (АСМ).

Приходится, однако, констатировать, что в экспериментальном изучении неравновесных магнитных свойств асперомагнетиков, особенно в магнитных полях, существует значительный пробел. Отчасти это объясняется неоднозначностью трактовки результатов исследований таких систем традиционными для СС макроскопическими методами из-за трудно разделимых вкладов ФМ и СС.

В настоящей работе исследованы процессы формирования и свойства АСМ состояния. Предложена методика построения магнитных фазовых диаграмм в координатах ”магнитное поле–температура”.

1. Методика эксперимента и образцы

В качестве объектов исследования выбраны разупорядоченные сплавы системы $Ni_{100-x}Mn_x$ ($x = 19, 21, 23$) с конкурирующими обменными взаимодействиями. Это связано с тем, что для некоторых ФМ сплавов других систем возникновение СС приводит к разрушению дальнего магнитного порядка [5,6], что не согласуется с результатами теории [2,3]. В то же время для ФМ сплавов $Ni_{100-x}Mn_x$, расположенных на магнитной фазовой диаграмме вблизи критической концентрации $x_{FM} \cong 24$ at.% возникновения дальнего порядка, различными методами установлено, что ФМ порядок сохраняется во всем температурном интервале $T < T_C$ [7]. Именно по этой причине данная система может быть использована для экспериментальной проверки результатов теории [2,3].

Следует отметить, что в ряде работ (см. обзор [8]) указывалось на склонность сплавов $Ni_{100-x}Mn_x$ ($x \approx 25\%$ Mn) к образованию ФМ областей ближнего атомного порядка типа Ni_3Mn при использовании обычных методов закалки. Поэтому для более полного разупорядочения сплавов в настоящей работе произведена их скоростная закалка методом спиннингования из расплава. Нейтронографический анализ показал, что для приготовленных таким способом образцов характерна ГЦК-структура. При этом сверхструктурных ядерных рефлексов (100) и (110), свидетельствующих о наличии атомноупорядоченных областей Ni_3Mn , на нейтронограммах не зарегистрировано.

Магнитные свойства исследовали при помощи стандартного моста взаимной индукции, позволяющего выделять вещественную χ' и мнимую χ'' компоненты продольной динамической магнитной восприимчивости (ДМВ) на возбуждающее синусоидальное магнитное поле с частотой 85 Hz и амплитудой 0.1 Oe. Статические поля напряженностью до 200 Oe создавали медным соленоидом.

На первый взгляд, из-за изотропности гамильтониана гейзенберговских систем относительно вращений [9] используемая методика не позволяет регистрировать

поперечные СС необратимости, возникающие на линии ГТ. Однако наличие в реальных магнетиках анизотропных взаимодействий, например, анизотропии Дзялошинского–Мории [10], весьма характерной для АСМ спиновой структуры [11], приводит к возможности экспериментального наблюдения продольных необратимостей магнитного отклика, обусловленных сильными поперечными СС необратимостями. Другой вероятный механизм влияния поперечных СС необратимостей на ДМВ может быть связан с процессами торможения доменных границ, вызванных вязкой переориентацией поперечной СС составляющей при перемагничивании реального образца [12]. Важно, что для любого из перечисленных случаев необратимости продольной ДМВ обусловлены неравновесной природой поперечного СС.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведенные исследования показали, что магнитные свойства всех изученных сплавов системы $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_x$ ($x = 19, 21, 23$) имеют сходный характер. Поэтому полученные результаты будут продемонстрированы на примере сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$, температурные зависимости вещественной χ' и мнимой χ'' составляющих ДМВ которого приведены на вставке к рис. 1. Подобные зависимости вполне типичны для фрустрированных ФМ [13]: наблюдающимся при охлаждении образца возрастанию χ' при температуре Кюри $T_C \approx 175$ К и последую-

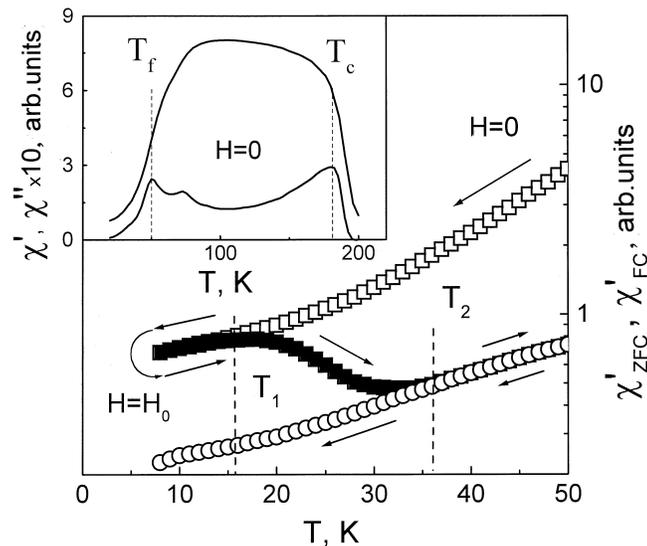


Рис. 1. Температурная зависимость вещественной χ' составляющей динамической магнитной восприимчивости разупорядоченного сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ при различных режимах термоциклирования. $H_0 = 140$ Ое. На вставке: температурная зависимость вещественной χ' и мнимой χ'' составляющих динамической магнитной восприимчивости сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ в нулевом магнитном поле. Частота перемагничивающего поля — 85 Гц, амплитуда — 0.1 Ое.

ющему ее уменьшению при температуре $T_f \approx 52$ К соответствуют максимумы χ'' . Поскольку обсуждение промежуточной аномалии χ'' , рассматриваемой в [14], а также других особенностей эргодичной фазы ($T > T_f$) в задачи настоящей работы не входит, все последующие экспериментальные результаты представлены в температурном интервале $T \leq T_f \approx 50$ К, в котором, собственно, и формируется АСМ состояние.

2.1. Эффекты термомагнитной предыстории. Обратимся к результатам исследования ДМВ в статическом магнитном поле. В качестве примера на рис. 1 представлена температурная зависимость ДМВ в поле $H_0 = 140$ Ое. Прежде всего, отметим, что при температурах $T < T_f$ обнаруживаются две различные ДМВ, которые также наблюдались авторами [15]. Одна из них, практически равновесная $\chi'_{FC}(H_0, T)$, соответствует охлаждению сплава от $T > T_f$ в статическом поле H_0 . Другая же, существенно неравновесная $\chi'_{ZFC}(H_0, T, t)$, была получена при охлаждении образца в отсутствие магнитного поля. Поскольку при температурах $T < T_f$ последняя непрерывно релаксировала к своему равновесному $\chi'_{FC}(H_0, T)$ значению, эксперимент проводился при единой скорости нагрева (≈ 2 К/60 с).

Из рис. 1 видно, что включение при 4.2 К магнитного поля H_0 практически не влияет на величину $\chi'_{ZFC}(0, T)$, полученную в процессе охлаждения. Повышение температуры приводит к отклонению кривых χ'_{FC} от температурной зависимости χ'_{ZFC} в сторону меньших значений. При дальнейшем нагревании величина $\chi'_{ZFC}(H_0, T)$, пройдя через максимум при $T = T_1$, уменьшается и становится равной $\chi'_{FC}(H_0, T)$ при $T = T_2$. Дополнительные исследования показали, что с ростом напряженности внешнего магнитного поля температуры T_1 и T_2 понижаются. Отметим, что указанные температуры авторами [15] отождествлялись с температурами T_{AT} и T_{TT} и связывались с возникновением соответственно продольных и поперечных СС компонентов спинов. Далее будет показано, что такое формальное определение критических температур недопустимо.

2.2. Эффекты магнитного старения. Известно, что различные физические величины (магнитный момент, восприимчивость, поляризация нейтронов и т.п.) в СС системах зависят от времени, подчиняясь закону, близкому к логарифмическому [16]. Следует полагать, что аналогичные процессы происходят и в асперомагнетиках.

Для изучения этого явления в настоящей работе проведен следующий цикл экспериментов. Образец охлаждался от температуры $T > T_f = 60$ К до температуры измерения $T < T_f = 16$ К в нулевом магнитном поле и выдерживался при этих условиях в течение различного времени ожидания $t_w = 900, 4200, 9000$ с. Затем включалось внешнее магнитное поле $H_0 = 140$ Ое и регистрировалась величина χ'_{ZFC} как функция времени t , отсчитываемого с этого момента. Полученные результаты приведены на вставке к рис. 2, из которого виден логарифмический характер изменения χ'_{ZFC} .

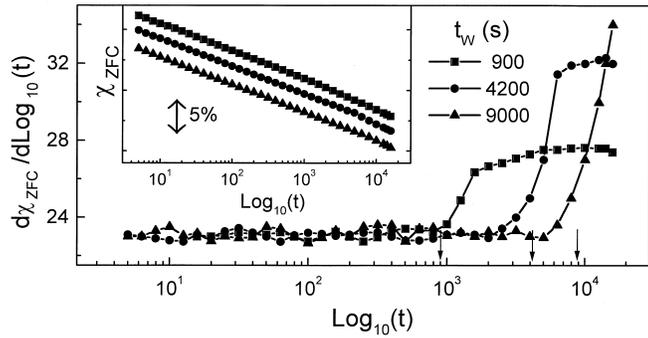


Рис. 2. Логарифмическая производная магнитной восприимчивости $d\chi'_{ZFC}/d\ln(t)$ сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ для различных времен ожидания $t_w(s)$. На вставке: временная зависимость релаксации вещества составляющей динамической магнитной восприимчивости χ'_{ZFC} . Условия эксперимента: $H_0 = 140$ Ое, $T = 16$ К.

Необходимо подчеркнуть, что логарифмический закон релаксации χ'_{ZFC} выполняется лишь при условии $t < t_w$. При больших временах наблюдения, т.е. начиная с указанных на рис. 2 стрелками времен t_w , регистрируется незначительное $\sim 30\%$ отклонение от логарифмической зависимости.

2.3. Магнитная вязкость. Переход в состояние СС принято описывать двумя параметрами: параметром порядка Эдвардса–Андерсона q_{EA} и параметром неэргичности Δ . Однако при упорядочении спинов магнитным полем, когда основной параметр $q_{EA} = \langle (S^2)_T \rangle_J$ отличен от нуля не только в СС, но и в ПМ фазе, величина Δ , отражающая фундаментальное свойство СС (магнитную вязкость), становится единственным критерием возникновения СС состояния. Особенно актуально это свойство при наличии спонтанного ($H = 0$) упорядочения, которое характерно для АСМ систем. Согласно работе [11], Δ соответствует разности между равновесной и неравновесной восприимчивостями

$$\Delta_s(t) = \chi'_{ZFC}(t) - \chi'_{FC} = \Delta_0[1 - s \log(t)]. \quad (1)$$

Здесь $\Delta_0 = \chi'_{ZFC}(t=0) - \chi'_{ZFC}(t=\infty)$, а s — коэффициент магнитного последствия СС. На практике же удобнее пользоваться нормированной функцией вида

$$\begin{aligned} \Delta(t) \Big|_{H,T} &= \frac{\chi'_{ZFC}(t) - \chi'_{ZFC}(t=\infty)}{\chi'_{ZFC}(t=0) - \chi'_{ZFC}(t=\infty)} \Big|_{H,T} \\ &= \frac{\chi'_{ZFC}(t) - \chi'_{ZFC}(t=\infty)}{\Delta_0} \Big|_{H,T}, \end{aligned} \quad (2)$$

которая сохраняя прежний физический смысл (1), приобретает более универсальный ($0 < \Delta < 1$) характер. Вычисление функции (2) производилось в приближении $\chi'_{ZFC}(t \rightarrow \infty) \Big|_{H,T} = \chi'_{FC} \Big|_{H,T}$ и $\chi'_{ZFC}(t=0) \Big|_{H,T} = \chi'_{FC} \Big|_{H=0,T}$. В дальнейшем величину Δ будем называть параметром неравновесности.

Ее экспериментальное определение требует измерения релаксационных зависимостей $\chi'_{ZFC}(t)$ при каждом фиксированном значении магнитного поля и температуры. Для соблюдения единой терромагнитной предыстории образец охлаждался от комнатной до температуры эксперимента в отсутствие магнитного поля, выдерживался при этих условиях (для устранения влияния различной скорости охлаждения) в течение 3600 s, затем в момент времени $t = 0$ вводилось магнитное поле $H = H_0$ и регистрировалась зависимость $\chi'_{ZFC}(t) \Big|_{H,T}$.

Обсудим результаты, представленные на рис. 3 в виде поверхности $\Delta(T, t)$ для одного из значений магнитного поля $H_0 = 140$ Ое. Вначале рассмотрим сечения поверхности плоскостями $T = \text{const}$. В общем случае их можно аппроксимировать формулой

$$\Delta(t) = 1 - S \log(t) / \log(t_{\max}) - F[1 - \exp(-t/t_0)], \quad (3)$$

где t_{\max} — время достижения системой равновесия, t_0 — характерное время динамики ФМ компоненты спинов, S и F соответствуют вкладам в динамику подсистем СС и ФМ. Используя граничное условие $\Delta(t = t_{\max}) = 0$, нетрудно показать, что $(S + F) = 1$. Расчетные зависимости $S(T)$ и $F(T)$ (см. вставку к рис. 4) подтверждают выводы теории молекулярного поля. В самом деле, по мере охлаждения сплава от T_C до температуры T_2 регистрируется лишь ФМ составляющая релаксации ($S = 0, F = 1$). При более глубоком охлаждении система переходит из состояния ФМ в АСМ. Об этом свидетельствует сосуществование в интервале температур $T_2 < T < T_1$ долговременного СС и ”быстрого” ФМ законов релаксации ($0 < S < 1, 0 < F < 1$). Полученные результаты дают основания для идентификации магнитного состояния в этой области температур с фазой Габе–Тулуза. По мере понижения температуры при $T < T_1$ система релаксирует по логарифмическому закону ($S = 1, F = 0$) вида (1). Равенство единице параметра S свидетельствует о том, что ее динамика полностью определяется динамикой компоненты СС, что характерно для фазы де Алмейды–Таулесса.

Введение закона релаксации в виде (3) позволяет, наряду с разделением вкладов ФМ и СС, исследовать не менее важную характеристику асперомагнетика — время t_{\max} достижения системой своего равновесного состояния. Поскольку эта величина обычно превышает длительность статического эксперимента ($t_{\text{obs}} \leq 10^4$ s), вычисление t_{\max} можно провести только путем экстраполяции экспериментальных данных $\Delta(T, t)$. При такой процедуре предполагается, что во всем временном интервале параметры S, F и t_0 являются константами. С физической точки зрения это означает, что реальный спектр времен релаксации аппроксимируется суммой двух слагаемых. Одно из них представляет собой ”дельта”-функцию, отвечающую за экспоненциальный член уравнения (3), другое — сплошная, непрерывная и равномерная вплоть до $t = t_{\max}$ составляющая, которая обеспечивает логарифмический закон релаксации с постоянным коэффициентом S .

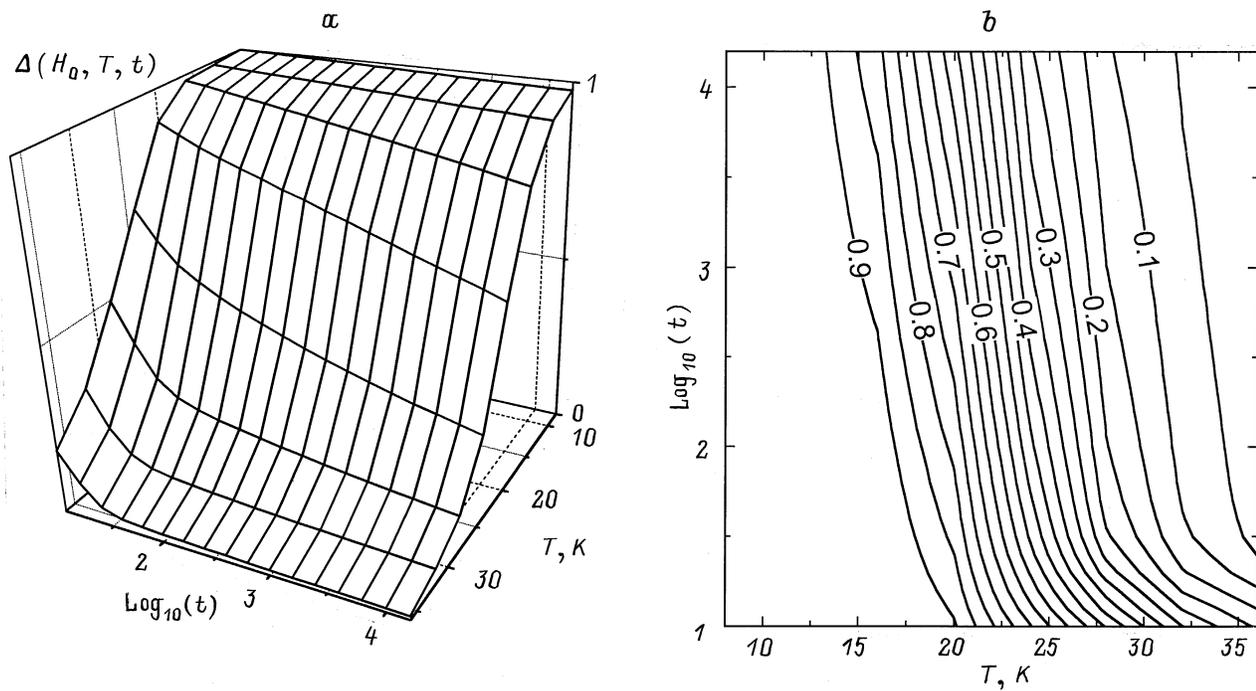


Рис. 3. Температурная и временная зависимость параметра неравновесия $\Delta(H_0, T, t)$ сплава $Ni_{77}Mn_{23}$ при фиксированном значении магнитного поля $H_0 = 140$ Ое. Данные представлены в виде поверхности (а) и изолиний (b).

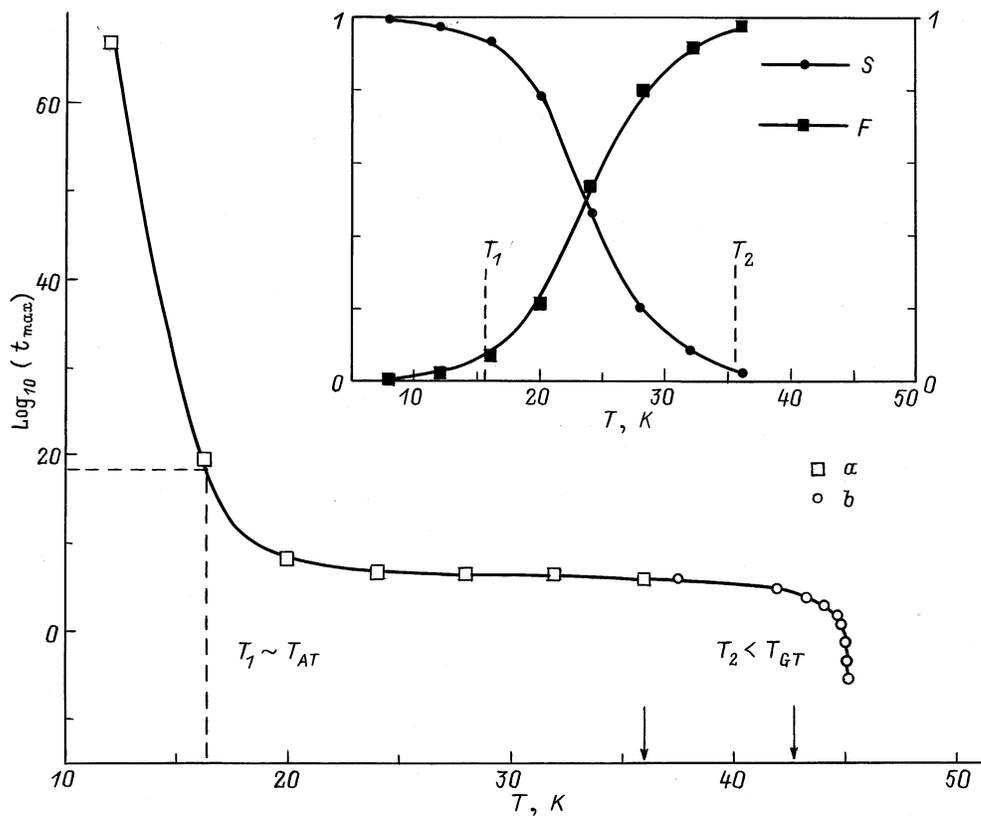


Рис. 4. Температурная зависимость времени $t_{max}(s)$ достижения сплавом $Ni_{77}Mn_{23}$ своего равновесного магнитного состояния. На вставке: температурная зависимость ферромагнитного (F) и спин-стекольного (S) вкладов в релаксацию величины $\Delta(H_0, T, t)$ для сплава $Ni_{77}Mn_{23}$.

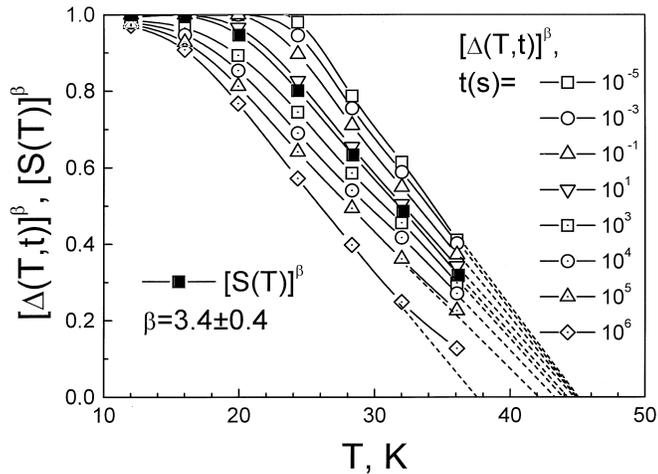


Рис. 5. Линейризованные температурные зависимости $\Delta(T)$, полученные путем сечения скорректированной поверхности $\Delta(H_0, T, t)$, где $H_0 = 140$ Ое, различными плоскостями $t = \text{const}(c)$, а также линейризованная зависимость спин-стеклольной составляющей S динамики (вставка на рис. 4).

При низких температурах $T < T_2$ экспериментальные значения $t_{\max}(T)$ вычислялись путем экстраполяции временных сечений поверхности $\Delta(T, t_{\max}) = 0$ (на рис. 4 отмечены символами a). В окрестности же фазовой ГТ-линии ($T \cong T_2$) применялась процедура, основанная на обработке ее температурных сечений плоскостями $t_{\text{obs}} = \text{const}$. Поскольку аналогичные зависимости в спиновых стеклах описываются степенным законом [17]

$$(T_E - T) \approx \Delta^{1/\beta}, \quad (4)$$

позволяющим при надлежащем выборе показателя $1/\beta$ провести линейную экстраполяцию и вычислить искомую температуру $T_E(t_{\text{obs}})$ достижения системой равновесия, следует ожидать, что при временах t_{obs} , заметно превышающих характерное время релаксации ФМ компоненты 10^{-8} с [18] (т.е. при условии $t_{\text{obs}} \geq 10^{-6}$ с), соотношение (4) должно выполняться и в АСМ. К сожалению, приходится констатировать, что при перематничивании образца на низких частотах, традиционно используемых для изучения СС систем, зафиксировать столь скоротечные процессы невозможно. Более того, для надежной регистрации полезного сигнала синхронного детектора постоянная интегрирования фильтра низких частот должна, по меньшей мере, на порядок превышать период перематничивания. Поскольку в нашем случае ($f = 85$ Hz) она составляла 2 с, именно это значение $t_0 \approx 2$ с (независимо от амплитуды магнитного поля и/или температуры) и определяло реальную область применимости $t_{\text{obs}} \geq 100 \times t_0 \approx 200$ с закона (4). Впрочем, эту область нетрудно восстановить до ее истинного размера $t_{\text{obs}} \leq 10^{-6}$ с путем искусственного вычитания вклада ФМ составляющей $F[1 - \exp(-t/t_0)]$, $t_0 \approx 2$ с. Некоторые из скорректированных таким образом температурных сечений (10^{-5} с $\leq t_{\text{obs}} \leq 10^7$ с)

поверхности $\Delta(T, t)$ после проведения соответствующей линейризации ($\beta = 3.4 \pm 0.4$) представлены на рис. 5. Эта процедура позволила заметно продлить линию равновесия $T_E(t_{\max})$ (точки b на рис. 4).

Приведенные на рис. 4 результаты дают все основания для сомнений в справедливости распространенного мнения о том, что при увеличении времени наблюдения t_{obs} температура замерзания СС понижается. В самом деле, достижение равновесного состояния $t_{\text{obs}} > t_{\max}(T)$ вовсе не означает исчезновения АСМ фазы как таковой. Тогда и температуру $T_E(t_{\text{obs}})$, полученная она статическими ($t_{\text{obs}} = 10^4 - 1$ с) [17], динамическими ($t_{\text{obs}} = 10^{-1} - 10^{-6}$ с) [1] или резонансными ($t_{\text{obs}} = 10^{-8} - 10^{-12}$ с) [4,18] методами, следует рассматривать не как температуру фазового перехода, а лишь как границу раздела равновесного $T > T_E(t_{\text{obs}})$ и неравновесного состояний $T < T_E(t_{\text{obs}})$. Последняя будет совпадать с температурой и/или T_{AT} только при надлежащем выборе порогового критерия $t = t_{\text{obs}}$ слабой/сильной неэргодичности.

2.4. Магнитная фазовая $H - T$ диаграмма. Таким образом, для получения точных значений $T_{JT}(H)$ и $T_{AT}(H)$, необходимых для построения магнитной $H - T$ диаграммы, следует предварительно определиться с критериями сильной и слабой неэргодичности. К сожалению, гейзенберговская модель [2,3] не дает для этого каких-либо конкретных оценок, а эксперименты, направленные на изучение спектра времен релаксации в СС фазе, крайне немногочисленны. По существу, единственные результаты относятся к разбавленному СС $\text{Cu}_{96}\text{Mn}_4$, к тому же эти исследования проводились в нулевом магнитном поле [19].

Впрочем, динамика асперомагнетика ниже линии АТ мало чем отличается от СС и слабо зависит от напряженности магнитного поля. Об этом свидетельствует близость характерного наклона

$$[dT/d \text{Log}(t_{\max})]/T_f = (-2.0 \pm 0.2)10^{-3}$$

изолиний (рис. 3, b , $H_0 = 140$ Ое, $16 < T < 8$ К) для исследованного выше сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ к "универсальному" при $H = 0$ значению -2.2×10^{-3} [20]. Воспользовавшись этим обстоятельством, а также зная, что при температуре $T = 0.9T_{AT}(H = 0)$ величина t_{\max} составляет $\approx 10^{20}$ с [19], по данным $t_{\max}(T)$ (рис. 4), нетрудно восстановить температуру $T_{AT}(H_0 = 140$ Ое) = 17.6 К и соответствующий ей критерий неэргодичности $t_{AT}(T_{AT}) \approx 10^{16}$ с. Как и следовало ожидать, благодаря долговременному характеру релаксации величина $T_1 = 18 \pm 1$ К (рис. 1) является довольно хорошей аппроксимацией T_{AT} .

Совершенно иная ситуация наблюдается в районе линии T_{JT} . Здесь наклон изолиний

$$[dT/d \text{Log}(t_{\max})]/T_f = (-2.4 \pm 0.2)10^{-2}$$

($H = 140$ Ое, $T_2 < 16 < T < 39$ К $< T_1$) приблизительно на порядок больше, а релаксационные процессы имеют значительно более скоротечный характер, сравнимый

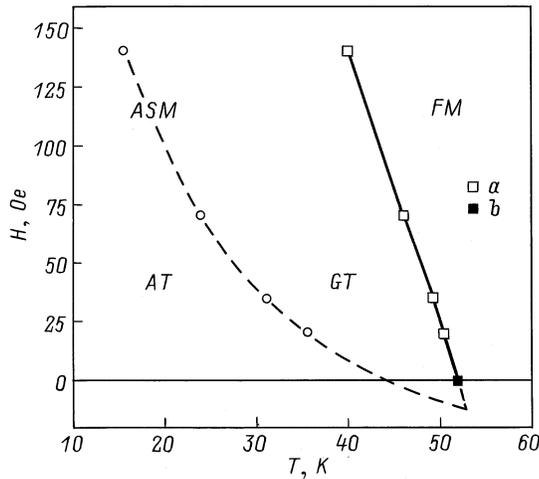


Рис. 6. Магнитная $H - T$ фазовая диаграмма разупорядоченного сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$. FM и ASM — ферромагнитная и асперомагнитная фазы, GT и AT — области Габе–Тулуза и де Алмейды–Таулесса.

с временами статических экспериментов. Как следствие, формальное восстановление линии Габе–Тулуза по результатам FC, ZFC экспериментов на магнитной фазовой диаграмме, как это предполагается авторами [15], недопустимо. Для определения критической температуры T_{JT} следует использовать критерий неэргодичности, который бы не зависел от времени наблюдения. Наряду с величиной t_{\max} достижения системой равновесия этим свойством обладает и спин-стекольная составляющая S релаксации χ'_{ZFC} . Линеаризация полученной выше температурной зависимости $S(T)$ (вставка на рис. 3) и позволила определить $T_{JT}(H = 140 \text{ Oe}) = 44.1 \pm 0.3 \text{ K}$, а также $t_{\max}(T_{JT}) \approx 10^2 \text{ s}$. Аналогичным способом были получены и остальные точки a $0 < H < 200 \text{ Oe}$, образующие на рис. 6 фазовую линию Габе–Тулуза. Точка же b соответствует максимуму температурной зависимости магнитного поглощения χ'' в нулевом магнитном поле (вставка на рис. 1). Строго говоря, характерное время наблюдения в этом случае $t_{\text{obs}} = 1/f \approx 10^{-2} \text{ s}$ где $f = 85 \text{ Hz}$ — частота перемагничивания, было заметно меньше $t_{\max}(T_{JT})$. Впрочем, во временном интервале $t_{\text{obs}} < 10^3 \text{ s}$ влияние этого фактора сказывается на критической температуре T_{JT} появления слабой неэргодичности весьма незначительно (рис. 4). Вместе с тем именно эта точка позволяет продемонстрировать главное отличие $H - T$ фазовой диаграммы АСМ систем (рис. 6) от фазовых диаграмм СС. В последнем случае именно здесь должны пересекаться линии Габе–Тулуза и де Алмейды–Таулесса [2,3]. Отсутствие же на рис. 6 такого пересечения объясняется тем, что магнитная индукция в асперомагнетиках $B = H \times [1 + 4\pi\chi] + B_s$, где χ вполне сравнимо с $(1/4\pi)$, и спонтанная индукция $B_s \neq 0$, уже не совпадает с внешним магнитным полем H (в отличие от СС, где $\chi \ll (1/4\pi)$ и $B_s = 0$). Таким образом, при условии $H = 0$ величина B в АСМ заведомо отлична от нуля, что наглядно поясняется на

рис. 6. Впрочем, для исследуемого сплава $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ она относительно невелика и в температурном интервале $T < 50 \text{ K}$ составляет $B_s = 10 - 12 \text{ G}$ [8].

Таким образом, в работе показано, что при охлаждении разупорядоченных сплавов $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_x$ ($x = 19, 21, 23$) осуществляется следующая последовательность магнитных фазовых превращений: ПМ–ФМ–АСМ. При изучении неравновесных свойств низкотемпературной, АСМ фазы обнаружены явления, весьма характерные для классических СС: явления термомагнитной предыстории, магнитного старения, долговременной релаксации восприимчивости и пр. Установлено, что вблизи фазовой линии Габе–Тулуза времена достижения системой равновесия вполне сравнимы с временами статического эксперимента ($10^1 - 10^4 \text{ s}$), а лишь при более глубоком охлаждении, в районе кроссоверной линии де Алмейды–Таулесса, возрастают до астрономических значений $> 10^{16} \text{ s}$. На основе полученных данных сделан вывод о том, что при построении на $H - T$ магнитных фазовых диаграммах линии Габе–Тулуза необходимо придерживаться физического критерия, не зависящего от времени наблюдения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины в рамках проекта № 2.4/348.

Список литературы

- [1] K. Binder, A.P. Young. Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
- [2] M. Gabay, G. Toulouse. Phys. Rev. Lett. **47**, 201 (1981).
- [3] D.M. Gregg, D. Sherrington, M. Gabay. Phys. Rev. Lett. **49**, 158 (1982).
- [4] J.M.C. Coey. J. Appl. Phys. **49**, 1646 (1978).
- [5] S.M. Shapiro. Spin Waves and Magnetic Excitations, **22.2**. Elsevier, Amsterdam (1988). P. 219.
- [6] Г.А. Такзей, Ю.П. Гребенюк, И.И. Сыч. ЖЭТФ **96**, 1022 (1990).
- [7] I. Mirebeau, M. Hennion, S. Mitsuda, Y. Endoh. Recent Progress in Random Magnets. World Scientific, Singapore (1992). P. 41.
- [8] Yu.P. Grebenyuk, G.A. Takzei. Phys. Metals **14**, 827 (1995).
- [9] H. Sompolinsky. Phil. Mag. **B51**, 543 (1985).
- [10] P.M. Levy, A. Fert. Phys. Rev. **B23**, 4667 (1981).
- [11] G. Kotliar, H. Sompolinsky. Phys. Rev. Lett. **53**, 1751 (1984).
- [12] Г.А. Такзей, Ю.П. Гребенюк, А.М. Костышин, И.И. Сыч. ФТТ **29**, 83 (1987).
- [13] Г.А. Такзей, А.М. Костышин, Ю.П. Гребенюк, И.И. Сыч. ЖЭТФ **89**, 2181 (1985).
- [14] Ю.П. Гребенюк, Г.А. Такзей, М.В. Гавриленко, А.М. Двоглазов. Металлофизика. **14**, 6 (1992).
- [15] H. Kunkel, R.M. Roshko, W. Ruan, G. Williams. J. Appl. Phys. **68**, 5060 (1991).
- [16] H. Sompolinsky. Phys. Rev. Lett. **47**, 951 (1981).
- [17] Y. Yeshurun. Phil. Mag. **B50**, 285 (1983).
- [18] G.A. Takzei, M.V. Gavrilenko, A.B. Surzhenko, S.V. Tarapov. J. Magn. Magn. Mater. **140-144**, 221 (1995).
- [19] L. Lundgren, P. Svedlindh, P. Norblad, O. Beckman. Phys. Rev. Lett. **51**, 911 (1983).
- [20] C.A.M. Mulder, A.J. van Duynveldt, J.A. Mydosh. Phys. Rev. **B23**, 1384 (1981).