

УДК 532.782 : 538.221 : 536.46

АСПЕРОМАГНЕТИЗМ И ВОЗВРАТНОЕ СПИНОВОЕ СТЕКЛО В АМОРФНОМ СПЛАВЕ ЖЕЛЕЗО—МАРГАНЕЦ

Г. А. Такзей, М. В. Гавриленко, Ю. П. Гребенюк,
А. В. Кубышкин, И. И. Сым

Исследован аморфный сплав $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ ($x=0.30$). Показано, что при возвратном температурном переходе «ферромагнетик—спиновое стекло» происходит полное разрушение дальнего ферромагнитного порядка. При более высоких температурах для сплава характерно асперомагнитное состояние.

В гейзенберговской модели с бесконечным радиусом взаимодействия показано [1, 2], что при охлаждении сплавов с конкурирующими обменными взаимодействиями, в которых преобладает ферромагнитный (ФМ) обмен, возможно возникновение асперомагнитного (АСМ) состояния, сменяющегося при более низких температурах состоянием возвратного спинового стекла (СС). Существенно, что указанные работы предсказывают сосуществование в основном состоянии вырожденного СС и дальнего ФМ порядка.

В работах [3, 4] на примере разупорядоченных ГЦК-сплавов FeNiCr_{20} экспериментально показано, что по мере охлаждения в некоторых сплавах возникает следующая последовательность магнитных состояний: парамагнетик (ПМ) → коллинеарный ФМ → АСМ → СС, причем в состоянии возвратного СС ФМ порядок отсутствует.

Следует подчеркнуть, что изучение аморфных сплавов представляет особый интерес. Это связано с несколькими обстоятельствами. Во-первых, так же как и в кристаллических системах, возникновение в них конкуренции обменных взаимодействий связано с пространственной хаотичностью расположения магнитных атомов. Во-вторых, в отличие от кристаллических аморфные системы структурно более однородны, так как в них практически отсутствуют различные типы распада, атомного упорядочения, сегрегаций магнитных атомов и т. п. В-третьих, в них пренебрежимо мала магнитокристаллическая анизотропия, которая может существенно влиять на результаты магнитных измерений, в особенности в слабых магнитных полях. Из сказанного ясно, что аморфные системы являются идеальными объектами для изучения магнитных фазовых переходов в неупорядоченных системах и оказываются очень удобной моделью для проверки теоретических предсказаний [1, 2].

В настоящей работе изучена эволюция магнитных состояний при охлаждении аморфного сплава $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ ($x=0.30$), который, согласно [5, 6], испытывает двойной температурный переход ПМ—ФМ—СС.

1. Методика эксперимента

Аморфность образца сплава $(\text{Fe}_{0.7}\text{Mn}_{0.3})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ контролировали рентгенографически.

Температурные и полевые зависимости статической намагниченности в магнитных полях до 100 Э, создаваемых медным соленоидом, изучали

на магнитометре с вибрирующим образцом. Для нахождения спонтанной намагниченности использовали кинк-метод [7] и метод Арротта—Белова [8]. Результаты, полученные обоими методами, качественно не отличались друг от друга. Петли магнитного гистерезиса исследовали после охлаждения сплава до заданной температуры в магнитном поле 20 Э.

Динамическую магнитную восприимчивость (ДМВ) в перемагничивающих полях 0.3—10 Э измеряли на установке, описанной в [9]. Были проведены измерения как вещественной χ'_0 , так и мнимой χ''_0 составляющих линейной ДМВ, а также нелинейной восприимчивости χ_2 , получаемой на третьей гармонике частоты перемагничивающего поля.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости χ'_0 , χ''_0 и χ_2 исследуемого сплава. Видно, что вблизи температуры Кюри $T_C=114$ К, согласующейся со значением $T_C=107$ К, полученным в [5, 6], наблюдается резкий скачок $\chi'_0(T)$, величина которого ограничена размагничивающим факто-

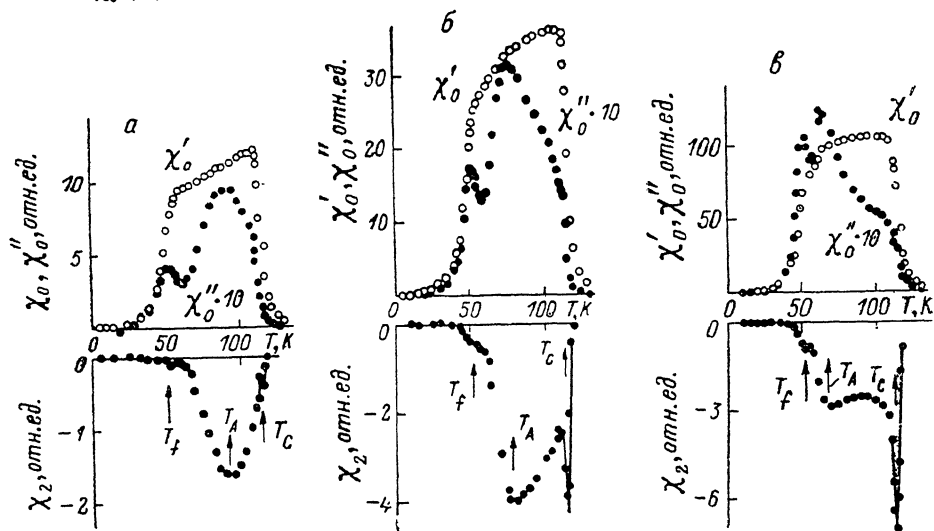


Рис. 1. Вещественная χ'_0 и мнимая $\chi''_0 \cdot 10$ составляющие динамической магнитной восприимчивости, нелинейная магнитная восприимчивость χ_2 аморфного сплава $(\text{Fe}_{0.7}\text{Mn}_{0.3})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, измеренные на частоте 60 Гц в перемагничивающем поле $h_0 = 0.3$ (а), 1.0 (б) и 3.0 Э (в).

ром образца. В малых измерительных полях при $T=T_C$ хорошо видны аномалии магнитной абсорбции $\chi''_0(T)$ и нелинейной восприимчивости $\chi_2(T)$, местоположение которых слабо зависит от напряженности h_0 перемагничивающего поля и совпадает с температурой перегиба $\chi'_0(T)$. Аномалии ДМВ вблизи T_C отражают возникновение в сплаве дальнего ФМ порядка. В самом деле, спонтанная намагниченность I_s (параметр порядка ФМ фазы) возникает в T_C и растет с понижением температуры по квазибриллюэновской зависимости (рис. 2).

В низкотемпературной области вблизи $T_f=50$ К $\chi'_0(T)$ с понижением температуры уменьшается до нуля (рис. 1). При этой же температуре наблюдаются аномалии $\chi''_0(T)$ и $\chi_2(T)$, причем, как следует из приведенных экспериментальных данных, T_f практически не зависит от h_0 . Наблюдаемые аномалии $\chi'_0(T)$, $\chi''_0(T)$ и $\chi_2(T)$ обычно связывают с переходом системы в фазу возвратного СС [4, 10]. Из рис. 2 следует, что при таком переходе при температуре T_f $I_s(T)$ скачкообразно уменьшается вплоть до нуля. Это позволяет заключить, что низкотемпературный переход в со-

стояние возвратного СС сопровождается полным разрушением дальнего ФМ порядка и имеет черты фазового перехода первого рода. Полученная температура $T_f = 50$ К совпадает с температурой, найденной в [6] для сплава того же состава по результатам исследования малоуглового рассеяния нейтронов, и оказывается приблизительно на 20 К выше ее значения, вычисленного в [5] из скейлинговой обработки данных по намагниченности. В связи с этим подчеркиваем, что по указанной выше причине вопрос о возможности скейлинговой обработки данных в районе температур возвратного перехода ФМ—СС, по-видимому, не следует считать решенным.

Помимо аномалий вблизи T_c и T_f при промежуточных температурах T_A на зависимостях $\chi''_0(T)$ и $\chi_2(T)$ отмечается еще одна аномалия (рис. 1), свидетельствующая об изменении магнитной структуры ФМ фазы. Отметим также, что T_A сильно зависит от напряженности h_0 перемагничивающего поля. Причины возникновения указанной аномалии и существенной зависимости $T_A(h_0)$ в кристаллических системах детально рассмотрены в [3, 4, 10] и связывались с установлением в температурном интервале $T_f < T < T_c$ АСМ состояния. Аналогичный вывод справедлив и для исследуемого аморфного сплава. Действительно, зарегистрировать

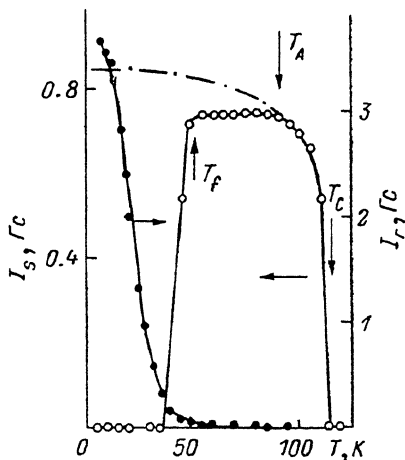


Рис. 2. Температурные зависимости спонтанной I_s и термоэстаточной I_r намагниченности аморфного сплава $(\text{Fe}_{0.7}\text{Mn}_{0.3})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$.

АСМ состояние можно по результатам исследований спонтанной намагниченности ФМ. Согласно [11], при понижении температуры ФМ с конкурирующим обменом после перехода через температуру T_A возникновения АСМ состояния должно происходить замедление роста $I_s(T)$, так как эффект температурного возрастания величины $I_s(T)$ начинает частично компенсироваться эффектом хаотического отклонения локальных магнитных моментов от направления вектора $I_s(T)$. Именно такая ситуация характерна для изучаемого сплава (рис. 2). Видно, что действительно при температурах $T < T_A$ $I_s(T)$ отклоняется от квазибриллюэновской зависимости в сторону меньших значений. Из рис. 2, на котором представлена также температурная зависимость термоэстаточной намагниченности $I_r(T)$, видно, что ниже T_f велики продольные необратимости, быстро растущие при охлаждении сплава. В то же время в АСМ состоянии такие необратимости существенно меньше. Такое поведение $I_r(T)$ находится в согласии с предсказаниями теории молекулярного поля [1], согласно которой на линии T_A в $X-T$ плоскости происходит спин-стекольное замораживание поперечных по отношению к направлению I_s компонент спинов. При этом возникает неэргодичное «поперечное» СС (т. е. АСМ состояние), характеризующееся наличием сильных поперечных необратимостей [2, 12]. При более низких температурах на линии $T_f(X)$ происходит замерзание продольных компонент спинов, что приводит уже к возникновению сильных продольных необратимостей [2].

Следует отметить, что из-за инвариантности обменного гамильтониана относительно вращений в изотропном гейзенберговском ФМ при измерении продольной намагниченности принципиально невозможно зарегистрировать поперечные необратимости. Более того, как указано в [13], в этом случае невозможно существование АСМ состояния. Однако наличие взаимодействий, нарушающих макроскопическую симметрию системы,

например наличие анизотропных взаимодействий, приводит к тому, что поперечные флуктуации момента не разрушают АСМ состояния [13]. Существование, например, хаотической анизотропии приводит к «взаимодействию» поперечного и продольного параметров порядка СС, откуда и появляется возможность зафиксировать слабую продольную необратимость намагниченности, обязанную своим происхождением сильным поперечным необратимостям. Таким образом, приведенные данные по температурной зависимости термоэстабильной намагниченности подтверждают вывод о возникновении в исследованном сплаве АСМ состояния в температурном интервале $T_f < T < T_c$ и состояния СС при $T < T_f$.

В металлических спин-стекольных системах возможно наличие своеобразного типа анизотропии, анизотропии Дзялошинского—Морри [14],

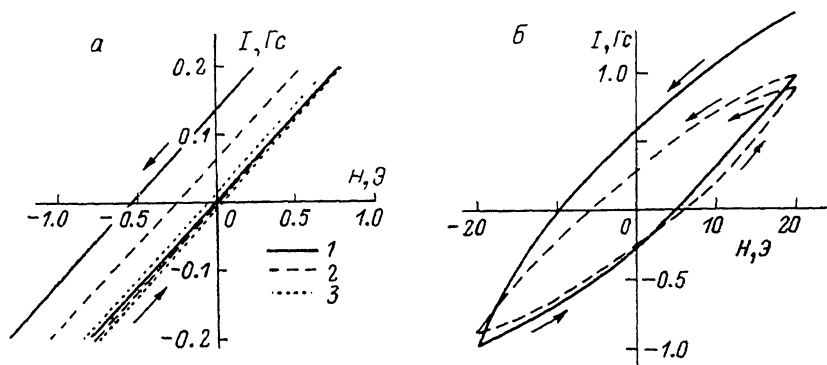


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса для аморфного сплава $(\text{Fe}_{0.7}\text{Mn}_{0.3})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ в ферромагнитном и асперомагнитном состоянии (а) и в состоянии возвратного спинового стекла (б).

обусловленной спин-орбитальным взаимодействием двух магнитных атомов через третий атом. Согласно [15], энергия H_{DM} такого анизотропного взаимодействия имеет вид

$$H_{DM} = -D(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2), \quad (1)$$

где $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$ — радиус-векторы, а $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$ — спины взаимодействующих атомов, $D(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ — постоянная. Наличие в последнем выражении векторного произведения $(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2)$ приводит к возникновению макроскопической анизотропии, носящей однонаправленный характер [15] и проявляющейся в смещении петли гистерезиса относительно начала координат в отрицательную область магнитных полей после охлаждения системы ниже температуры возникновения СС состояния в магнитном поле.

Из формулы (1) видно, что в коллинеарном ФМ, в котором все спины строго параллельны друг другу, анизотропия Дзялошинского—Морри не возникает, а проявляется лишь в системах, в которых спины развернуты относительно друг друга, т. е. в АСМ и СС состояниях. Следовательно, в указанных случаях должно наблюдаться смещение петли гистерезиса относительно начала координат при охлаждении рассматриваемого сплава в магнитном поле ниже температур T_A и T_f .

Эксперимент полностью подтверждает сделанный только что вывод. Из рис. 3, а, на котором представлены петли перемагничивания исследуемого аморфного сплава, полученные после его охлаждения до заданной температуры в магнитном поле 20 Э, видно, что при температуре 100 К петля симметрична относительно начала координат (кривая 3). В соответствии с вышесказанным это означает, что при $T \geq 100$ К магнитное состояние рассматриваемого сплава можно рассматривать как состояние коллинеарного ФМ. При более низких температурах (60 и 80 К) петля гистерезиса оказывается смещенной относительно начала координат (рис. 3, а, кривые 1 и 2). Это однозначно указывает на возникновение неколлинеар-

ного АСМ состояния ниже $T \leq 80$ К, что находится в согласии с данными по температурной зависимости ДМВ (рис. 1), спонтанной и термоостаточной намагниченности (рис. 2). Следует также подчеркнуть, что смещение петли гистерезиса относительно оси H возрастает с понижением температуры эксперимента (рис. 3, а). В соответствии с формулой (1) это означает, что угол разворота спинов относительно первоначального направления вектора спонтанной намагниченности возрастает по мере понижения температуры.

При $T < T_f = 50$ К петля гистерезиса сильно уширяется, а ее смещение относительно начала координат оказывается гораздо большим, чем в АСМ состоянии (рис. 3, б). Отсюда следует, что, во-первых, при $T < T_f$ наблюдаются сильные продольные необратимости и, во-вторых, сплав переходит в состояние изотропного СС, в котором отсутствует дальний ФМ порядок. Важно подчеркнуть, что именно для этого состояния характерно наличие вязкостных эффектов. По этой причине при температуре $T = 30$ К $< T_f$ петля перемангничивания оказывается незамкнутой и симметризуется при повторных циклах перемангничивания (рис. 3, б).

В заключение отметим, что описанные выше явления возникновения слабых продольных необратимостей в температурном интервале $T_f < T < T_c$ и сильных необратимостей при $T < T_f$, а также возникновение анизотропии Дзялошинского—Морри при $T_f < T < T_c$ были обнаружены в кристаллическом сплаве $Au_{82}Fe_{18}$, испытывающем двойной температурный переход ПМ—ФМ—СС [16, 17]. Отсюда следует, что как в аморфных, так и в кристаллических неупорядоченных ФМ сплавах с конкурирующим обменным взаимодействием, расположенных достаточно близко к критической концентрации возникновения дальнего ФМ порядка, при их охлаждении реализуется одна и та же последовательность магнитных состояний: ПМ—ФМ—АСМ—СС.

Благодарим Е. И. Мальцева за предоставленный образец для исследований.

Список литературы

- [1] Gabay M., Toulouse G. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. N 3. P. 201—204.
- [2] Cregg D. M., Sherrington D., Gabay M. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 2. P. 158—161.
- [3] Такзей Г. А., Костышин А. М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 7. С. 308—310.
- [4] Такзей Г. А., Костышин А. М., Гребенюк Ю. П., Сыч И. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 12. С. 2181—2187.
- [5] Yeshurun Y., Salamon M. B., Rao K. V., Chen H. S. // Phys. Rev. 1981. V. B24. N 3. P. 1536—1549.
- [6] Aerpli G., Shapiro S. M., Birgeneau R. I., Chen H. S. // Phys. Rev. 1983. V. B28. N 9. P. 5160—5172.
- [7] Abdul-Razaq W., Kouvel J. S., Claus H. // Phys. Rev. 1984. V. B30. N 11. P. 6480—6484.
- [8] Arrott A. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 6. P. 1394—1396; Белов К. П. Магнитные превращения. М.: Физматгиз, 1959. 259 с.
- [9] Костышин А. М., Такзей Г. А. // Препринт ИМФ АН УССР, № 4.85. Киев, 1985. 29 с.
- [10] Такзей Г. А., Гребенюк Ю. П., Костышин А. М., Сыч И. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 83—86.
- [11] Медведев М. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 11. С. 3356—3364.
- [12] Гинзбург С. Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 388—393.
- [13] Рунов В. В., Гинзбург С. Л., Топерверг Б. П., Третьяков А. Д., О कोरोков А. И., Мальцев Е. И., Костышин А. М., Такзей Г. А., Сыч И. И. // Препринт ЛИИФ АН СССР, № 1041. Л., 1985. 54 с.
- [14] Levy P. M., Fert A. // Phys. Rev. 1981. V. B23. N 9. P. 4667—4690.
- [15] Binder K., Young A. P. // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. N 4. P. 801—976.
- [16] Campbell I. A., Arvanitis D., Fert A. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 1. P. 57—60.
- [17] Cambell I. A., Hardequint H., Hippert F. // Phys. Rev. 1986. V. B33. N 5. P. 3540—3542.