

- [6] Lakshmikumar S. T. // J. Non-Cryst. Sol. 1986. V. 88. P. 196—205.
 [7] Kluge G. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 101. P. 105—114.
 [8] Rennie J. H. S., Elliott S. R. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97—98. P. 1239—1242.
 [9] Колобов А. В., Любин В. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2522—2524.
 [10] Бедельбаева Г. Е., Колобов А. В., Любин В. М. // ЖНПФФК. 1987. Т. 32. С. 208.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
 АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 5 сентября 1989 г.

УДК 538.22 : 669.794

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

ЗАТУХАНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В СПИНОВОМ СТЕКЛЕ $Y_{19}Fe_{81}$ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 70—300 К

И. В. Золотухин, С. Ю. Балалаев

Известно, что структурное состояние спиновых стекол (СС) вызывает всеобщий интерес как экспериментаторов, так и теоретиков. Наибольшее число вопросов связано с переходом из ферро- или парамагнитного состояния в состояние СС. В частности, высказывается мнение, что переход в состояние СС является фазовым переходом второго рода. Несомненно, однако, одно, что процесс перехода занимает некоторое конечное время, т. е. он может быть релаксационным. Учитывая высокую структурную чувствительность метода внутреннего трения (ВТ), мы сделали попытку использовать его для изучения релаксационных свойств спинового стекла $Y_{19}Fe_{81}$.

Исследуемый сплав $Y_{19}Fe_{81}$ был получен закалкой из газовой фазы ионно-плазменным распылением составной мишени в атмосфере аргона на охлаждаемую водой алюминиевую подложку. Состав полученных образцов контролировался методом рентгеновского электронно-зондового микроанализа с дисперсией по энергии и погрешностью измерения 1 ат%. Аморфность сплавов контролировалась рентгеновским методом на дифрактометре ДРОН-2. Из полученной фольги на алюминиевой подложке вырезались образцы размером $1-2 \times 10$ мм, после чего подложка стравиливалась в растворе КОН. Толщина полученных образцов 20—30 мкм. Измерения ВТ проводились в интервале 70—300 К в консольно закрепленных образцах, совершающих свободные затухающие колебания на частотах 10^2-10^3 Гц. Амплитуда деформаций образца не превышала 10^{-5} . Экспериментальная установка описана в [1]. Погрешность определения ВТ составляла 3 %, а относительного модуля упругости 1 %. Магнитная восприимчивость (МВ) измерялась методом взаимной индукции в процессе нагрева образца в нулевом магнитном поле. Частота измерительного магнитного поля 200 Гц, амплитуда 1 Э.

На рис. 1 представлена температурная зависимость реальной χ' и мнимой χ'' части МВ сплава $Y_{19}Fe_{81}$. На кривых $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ имеются максимумы с температурами 157 и 145 К соответственно, причем имеет место необратимость хода $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ при охлаждении в магнитном поле и охлаждении без поля (на рисунке не показано). Такое поведение МВ характерно для СС. Эти результаты согласуются с [2], где показано, что в аморфных сплавах Y—Fe при содержании железа более 32 ат. % возможно возникновение состояния СС. Конкуренция обменных взаимодействий обоих знаков, которая стабилизирует гелимагнитную структуру в некото-

рых кристаллических сплавах типа R_2Fe_{17} , приводит в аморфном состоянии к спин-стекольному поведению и асперомагнитному порядку. С понижением температуры постепенно увеличивается число кластеров с замерзающими спинами, что приводит к росту МВ, достигающей максимума при температуре замерзания T_f . При дальнейшем понижении температуры магнитные моменты кластеров восстанавливаются все более жесткими, что приводит к уменьшению магнитной восприимчивости.

На рис. 2 представлены результаты измерения температурных зависимостей ВТ $Q^{-1}(T)$ и приведенного модуля упругости $E(T)/E(300\text{ К})$ в СС $Y_{19}Fe_{81}$. В области температур 70—110 К отсутствуют какие-либо аномалии ВТ. В интервале температур 110—140 К имеет место рост ВТ, а в диапазоне 140—170 К $Q^{-1}(T)$ выходит на плато. При этих же температурах происходит замерзание спинов и наблюдаются максимумы реальной и мнимой частей МВ, что позволяет говорить о магнитной природе этой неупругой аномалии и связать ее с переходом в состояние СС. Анало-

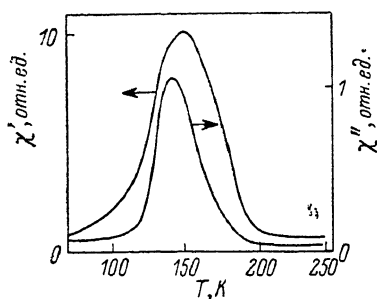


Рис. 1. Температурная зависимость реальной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ части магнитной восприимчивости в аморфном сплаве $Y_{19}Fe_{81}$.

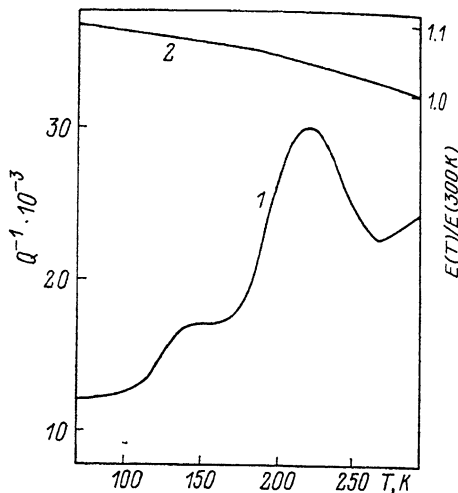


Рис. 2. Температурная зависимость внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ (1) и приведенного модуля упругости $E(T)/E(300\text{ К})$ (2) в аморфном сплаве $Y_{19}Fe_{81}$.

гичные результаты получены для СС $Ho-Fe$, где также наблюдается корреляция между максимумами МВ и плато ВТ. Действие знакопеременных механических напряжений, по-видимому, подобно действию переменного магнитного поля в экспериментах по измерению МВ.

По полувысоте максимума ВТ, полученного после вычитания фона из кривой $Q^{-1}(T)$ в интервале температур 110—170 К, была определена энергия активации релаксационного процесса, обусловленного переходом в состояние СС. Она оказалась равной 0.11 ± 0.06 эВ.

Выше 170 К начинается рост затухания, достигающий максимального значения при 215 К. Максимум при 215 К с увеличением частоты смещается в область высоких температур. Энергия активации, рассчитанная по частотному сдвигу кривых $Q^{-1}(T)$, оказалась равной 0.31 ± 0.05 эВ. По своим энергетическим характеристикам этот максимум релаксационного происхождения аналогичен пикам Хасигути, характерным для деформированных кристаллических металлов. Кривая 2, представляющая температурную зависимость приведенного модуля упругости $E(T)/E(300\text{ К})$, имеет излом при 185 К, который связан с наличием пика $Q^{-1}(T)$ при 215 К.

Таким образом, на частотах звукового диапазона в аморфном сплаве $Y_{19}Fe_{81}$ обнаружен релаксационный процесс, связанный с переходом в состояние СС. Из измерений ВТ и МВ следует, что релаксация некоторой части магнитных моментов кластеров находится в пределах 10^{-5} — 10^{-3} с, с энергией активации 0.11 ± 0.06 эВ. Следует отметить, что метод ВТ позволяет получать информацию о температуре перехода в состояние СС и является еще одним методом изучения состояния спинового стекла.

- [1] Белоногов В. К., Золотухин И. В., Иевлев В. М., Постников В. С. // ФХОМ. 1968. № 5. С. 163—165.
 [2] Coey J. M. D., Givord D., Lienard A., Rebouillat J. P. // J. Phys. F: Metal. Phys. 1981. V. 11. N 11. P. 2707—2725.

Воронежский политехнический институт

Поступило в Редакцию
21 сентября 1989 г.

УДК 537.226.8 : 537.632.01

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ЭКСИТОНОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

С. И. Иванов, Е. В. Синуцын

Как было показано ранее [1], при определенных условиях в магнитных диэлектриках энергетически выгодными являются связанные состояния электронных возбуждений (экситонов) с окружающей их деформацией магнитной структуры кристалла. В [1] такие состояния считались неподвижными. Действительно, подобно поляронам [2] они могут перемещаться в кристалле как единое целое. Важной характеристикой такого движения экситонов является их эффективная масса M^* . Последняя существенно определяет особенности процессов переноса энергии электронных возбуждений в диэлектриках и прежде всего величину коэффициента диффузии экситонов [3].

Рассчитаем здесь эффективную массу экситона, локализованного в магнитном диэлектрике. Начнем с одномерного случая. Следуя [1], предположим, что магнитная неоднородность вблизи экситона создается отклонением намагниченности $S(x)$ от оси Z в плоскости $\{yz\}$. Кроме того, будем считать скорость v поступательного движения экситона малой

$$v \ll \Omega \delta, \quad (1)$$

а сам экситон — стационарным возбуждением

$$\Omega^{-1} \ll \tau. \quad (2)$$

Здесь Ω — характерная частота колебаний намагниченности $S(x, t)$; $\delta = [Ia^2/(\beta + h)]^{1/2}$ — размер неоднородности $S(x, t)$; I, β — постоянные гейзенберговского обмена и магнитной анизотропии; h пропорционально магнитному полю H [1]; a — параметр решетки; τ — время жизни экситона.

Условия (1), (2) позволяют записать волновую функцию экситона $\varphi(x, t)$ в виде $\varphi(x, t) = \varphi(x - vt)$, а для $S(x, t)$ использовать уравнение Ландау—Лифшица

$$\dot{S} = -\gamma [S \times H_{\text{eff}}], \quad (3)$$

где $H_{\text{eff}} = Ia^2 S_x'' + \beta S_x Z + h S_0 Z$; γ — гирромагнитное отношение; $S_0 = |S(x, t)|$; $Z = (0, 0, 1)$. Решение (3) будем искать в виде

$$S = \{S_x, S_0 \sin(\delta\theta + \delta\psi), S_0 \cos(\delta\theta + \delta\psi)\}, \quad \delta\psi \ll \delta\theta, \quad (4)$$

где

$$\delta\theta(x - vt) = \frac{I_1}{Ia^2} \int g(x - \xi) \varphi^2(\xi - vt) d\xi, \quad (5)$$

$$g(x - \xi) = \frac{\delta}{2} e^{-|x - \xi| \delta^{-1}}, \quad (6)$$