

- [1] Белов К. П., Третьяков Ю. Д., Гордеев И. В., Королева Л. И., Кеслер Я. А., Магнитные п/п — халькогенидные шпинели. М.: Изд-во МГУ, 1981. 279 с.  
 [2] Selmi A., Mauger A., Heritier M. // J. MMM. 1987. V. 66. N 3. С. 295—316.  
 [3] Кремер А. А., Голик Л. Л. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 1. С. 224—226.  
 [4] Galdikas A., Grebinskii S., Mickevičius S. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 107. N 1. P. K53—K55.  
 [5] Китель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.  
 [6] Динамика решетки / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1968. 392 с.  
 [7] Batlogg B., Zvara M., Wachter P. // Sol. St. Comm. 1978. V. 28. N 7. P. 567—570.  
 [8] Srivastava V. C. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 3. P. 1017—1019.  
 [9] Иванов М. А., Коуров Н. И., Медве Х., Симонова М. И., Фальковская Л. Д., Фишман А. Я. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1585—1588.  
 [10] Маруя М. С., Борухович А. С., Лобачевская Н. И., Рокеах О. П., Гельд П. В. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 4. С. 1202—1204.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР  
 Вильнюс  
 ИОНХ АН СССР  
 Москва

Поступило в Редакцию  
 25 октября 1988 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989

Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

## РЕЛАКСАЦИЯ В СПИНОВЫХ СТЕКЛАХ: ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ, ЭПР

А. В. Ведяев, В. А. Черенков, А. И. Цапин, Т. А. Орлова

Спиновые стекла представляют собой яркий пример веществ, в которых, по-видимому, реализуется неравновесный фазовый переход [1, 2]. Одним из признаков неэргодичности систем и неравновесности фазового перехода является аномально большая магнитная вязкость и бесконечность спектра времен релаксации в спиновых стеклах.

Цель работы — изучение релаксации остаточной намагниченности и характеристик ЭПР спиновых стекол различных классов.

В большинстве спиновых стекол при температурах ниже температуры замерзания  $T_f$  процессы релаксации протекают крайне медленно, тепловое равновесие трудно достижимо. Наиболее распространенным методом изучения релаксации является измерение временной зависимости остаточной намагниченности.

На рис. 1 представлены временные зависимости остаточной намагниченности сплавов<sup>1</sup> медь+4.1 ат. % Mn (РККИ — спиновое стекло), медь+20 ат. % никеля+1 ат. % железа — кластерное стекло, железо+31 ат. % алюминия+6 ат. % хрома — спиновое стекло со смешанным обменным взаимодействием.

Во всех исследованных сплавах наблюдается аномально большая магнитная вязкость, что характерно для спиновых стекол [4-7]. Аналитически  $\sigma_r(t_c)$ , где  $t_c$  — время измерения, может быть представлена в виде суммы экспонент с характерными временами релаксации

$$\sigma_r(t_c) = \sum_{i=1}^n \sigma_{i-1} \exp(-a_i t_i), \quad \sum_{i=1}^n t_i = t_c. \quad (1)$$

<sup>1</sup> Технология изготовления сплавов и экспериментальные методики подробно описаны в [3, 4].

Представление (1) соответствует иерархической структуре кластерного спинового стекла [8]. В этом случае

$$\sigma_r(t) \propto \int_0^{\infty} dVP(V) \exp(-t/\tau_V), \quad (2)$$

где  $V$  — объем кластера;  $P(V)$  — вероятность существования кластера объема  $V$ ;  $\tau(V)$  — время релаксации кластера.

Спектр времен релаксации бесконечен. Характерные времена релаксации для сплавов Cu+4.1 ат. % и 14 ат. % Mn:  $\tau_1 \sim 30$  мин,  $\tau_2 \sim 1.5 \div 2$  ч,  $\tau_3 \sim 10 \div 15$  ч; Cu+20 ат. % Ni+1 ат. % Fe:  $\tau_1 \sim 30$  мин,  $\tau_2 \sim 2$  ч,  $\tau_3 \sim 50$  ч; Fe+31 ат. % Al+6 ат. % Cr:  $\tau_1 \sim 20$  мин,  $\tau_2 \sim 40$  мин,  $\tau_3 \sim 2$  ч,  $\tau_4 \sim 10$  сут.

В последнее время предпринимаются попытки нахождения универсальной формулы для описания временной зависимости остаточной намагниченности [5, 7, 9]. Так, в [7] для сплава Cu+4 ат. % Mn во времен-

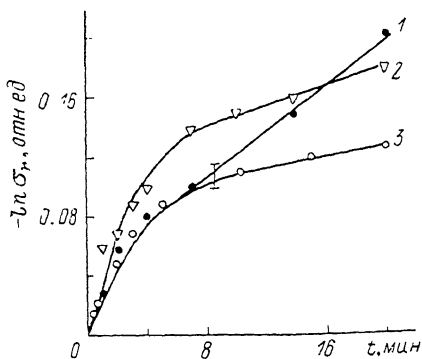


Рис. 1. Релаксация остаточной намагниченности сплавов.  $T=4.2$  К.

1 — Cu+4.1 ат. % Mn, отжиг при 800 °С, 1 ч; 2 — Cu+20 ат. % Ni+1 ат. % Fe, отжиг при 650 °С, 1 ч+400 °С, 4 ч; 3 — Fe+31 ат. % Al+6 ат. % Cr, отжиг при 800 °С, 1 ч+450 °С, 5 ч.

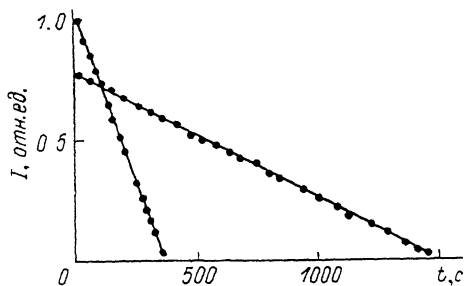


Рис. 2. Кинетика спада интенсивности сигнала ЭПР для сплава Cu+8 ат. % Mn, предварительно охлажденного в магнитном поле 0.8 Тл.

ном интервале от нескольких секунд до 1 ч предложена формула остаточной намагниченности

$$\sigma_r(t)/\sigma_0 = \exp[-t/\tau_p]^{1-n}, \quad (3)$$

где  $n \sim 0.65$ ,  $\tau_p = 4.5 \cdot 10^3$  с, причем  $1/\tau_p = A \exp(-\alpha T_f/T)$ ,  $A \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.5$ ,  $T_f = 22.9$  К. Полученные нами результаты для  $\sigma_r$  (4.2 К) при  $T=23$  К приводят к удовлетворительному описанию  $\sigma_r(t)$  при  $n \sim 0.65$  во временном интервале  $t \leq 10$  мин. При  $20 \text{ мин} > t > 10 \text{ мин}$   $n \sim 0.8$ . Аналогичная обработка результатов для  $\sigma_r(t)$  сплава Cu+14 ат. % Mn показывает, что закон типа (3) для  $n \sim 0.8$  удовлетворительно описывает эксперимент при  $t \leq 5$  мин. Для больших времен релаксации степенной закон типа (3) неприемлем. Степенной закон не удовлетворяет временным зависимостям остаточной намагниченности сплавов Cu+20 ат. % Ni+1 ат. % Fe и Fe+31 ат. % Al+6 ат. % Cr. Заметим, что приближение характерного времени релаксации [9] справедливо при  $n \rightarrow 0$ , когда из (3) следует  $-\ln \sigma_r/\sigma_0 = -t/\tau_p$ . Такое приближение не учитывает иерархическую структуру времен релаксации, когда  $\sigma_0 = \sigma(\omega)$  и  $\tau = \tau(\omega)$ , где  $\omega$  — частота релаксации.

В последнее время для описания частотных зависимостей характеристик спиновых стекол в широком интервале времен от  $10^{-8}$  (эксперименты по нейтронному рассеянию) до  $10^4$  с (измерения на постоянном токе) предложен степенной закон скейлинга [10, 11]

$$\tau = \tau^* [T/(T - T^*)]^{\omega} = \tau^* \xi^{\omega}, \quad (4)$$

где  $z$  — динамическая экспонента. Степенной закон (4) удовлетворительно описывает экспериментальную ситуацию в сплаве  $\text{Cu}+4.6 \text{ ат. \% Mn}$  в интервале  $t=10^{-8} \div 10^4 \text{ с}$  [11], в то время как закон Фульчера для того же сплава справедлив лишь в интервале  $t=10^{-5} \div 10^4 \text{ с}$ . С другой стороны, степенной закон соответствует поведению соединения  $\text{Eu}_4\text{SrS}$  только в узком интервале времен — от  $10^{-5}$  до  $10^{-1} \text{ с}$ ; для систем же, описываемых моделью Изинга, только для  $10^{-1} \text{ с} \leq t \leq 10^6 \text{ с}$  [11].

Из аналитической связи законов Аррениуса, Фульчера и степенного [11], а также из удовлетворительного описания явлений релаксации каждым из законов в определенных временных интервалах для определенного типа спиновых стекол следует неправомерность универсальности степенного закона релаксации.

Диапазон малых времен релаксации  $\tau \sim 10 \div 250 \text{ с}$  исследован в сплаве медь+8 ат. % марганца методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

В этом случае был проделан следующий эксперимент. Образец охлаждали от 250 до 6 К ниже температуры замерзания спинового стекла  $T_f$ , затем при минимальном значении поля развертки радиоспектрометра  $\sim 0.005 \text{ Тл}$  записывали спектр, доводя постоянное поле спектрометра до 0.8 Тл, — операция предварительного замораживания в магнитном поле (FC). Затем с максимально возможной скоростью устанавливали значение магнитного поля, соответствующее максимуму сигнала, и регистрировали кинетику спада интенсивности сигнала ЭПР (рис. 2). Кинетическая кривая может быть представлена в виде суммы экспонент с характерными временами релаксации  $\tau_1 \sim 70$  и  $\tau_2 \sim 250 \text{ с}$ . «Мертвое время» эксперимента составляет 10 с.

Таким образом, в настоящей работе кинетика остаточной намагниченности и интенсивности сигнала ЭПР в спиновых стеклах различного типа (РККИ системах, кластерных и со смешанным обменным взаимодействием) представлена в виде суммы экспонент. Показано отсутствие универсального закона для частотных зависимостей характеристик спинового стекла для полного спектра времен релаксации.

#### Список литературы

- [1] Николис Т., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 385 с.
- [2] Гинзбург С. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 6 (2). С. 2171—2189.
- [3] Цапин А. И., Черенков В. А. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 1. С. 69—72.
- [4] Ведяев А. В., Черенков В. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 6 (2). С. 2110—2119.
- [5] Wolsky S. P., Cranderna A. W. Methods and phenomena. Magnetic glasses, Elsevier, Amsterdam—Oxford—N. Y.—Tokyo, 1984. P. 321.
- [6] Mydosh J. A. // Hyperfine Interactions. 1986. V. 31. N 1. P. 347—362.
- [7] Hoogerbeet R., Wei-Li Luo, Orbach R. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 3. P. 1719—1727.
- [8] Hoogerbeet R., Wei-Li Luo, Orbach R. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 1. P. 111—113.
- [9] Hemmen J. L. // Z. für Physik B. 1985. V. 61. N. 1. P. 263—266.
- [10] Binder K., Young A. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 7. P. 2864—2867.
- [11] Souletie J., Thoulence J. L. // J. Magn. Magn. Mater. 1986. V. 54—57. P. 175—176.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
1 декабря 1988 г.