

Аномальный сдвиг поля магнитного резонанса в неупорядоченных и неколлинеарных магнетиках

Лесных Ю.И. (lyis@yandex.ru)

Тольяттинский государственный университет

Монокристаллы системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$ являются кубическими спиральными антиферромагнетиками (АФМ) с $x \geq 0,46$, ферромагнетиками (FM) с $x \leq 0,35$ и спиновыми стеклами (СС) $x \approx 0,4$. Для спиновых стекол температура перехода в спин-стекольное состояние $T_g \approx 20$ К. Спиновые стекла – это системы с кубической магнито-кристаллической анизотропией. Энергия E_a анизотропии может плавно меняться от 10^3 до 10^5 эрг·см⁻³ в результате легирования небольшим количеством серебра. Образцы с $x \approx 0,46$, легированные серебром с концентрацией $y=2$ и $y=5$ молярных процента (мол.%), являются спиновыми стеклами с температурами перехода $T_g=30$ К и $T_g=37$ К и имеет энергию кубической анизотропии 104 и 105 эрг·см-3 соответственно.

Ранее [1] было показано, что для различных спиновых стекол при низких температурах наблюдается экспоненциальный рост ширины линии электронного парамагнитного резонанса так, что

$$\Gamma - \Gamma_0 = \Gamma_1 \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \quad (1)$$

где Γ_0 – ширина линии при высокой температуре, Γ_1 и T_0 – эмпирические параметры, $\tilde{A}_1 \gg \tilde{A}_0$. Аномалия $\Gamma(T)$ при низких температурах интерпретировалась как результат распределения локальных полей, связанных со случайным замерзанием спинов спинового стекла. Однако не существует никакой микроскопической модели, объясняющей наблюдаемые значения T_0 и \tilde{A}_1 . Было обнаружено, что резонансное поле H_R смещается при низких температурах на величину внутреннего

поля H_i , зависящего от температуры так, что $H_R = \frac{\nu}{\gamma} - H_i$, где ν и γ – частота СВЧ излучения и

гиромагнитное отношение соответственно. Внутреннее поле H_i – не зависит от ориентации кристалла. Оно неизменно положительно, как будто бы направление приложенного поля в любом случае является легкой осью. Этот важный результат не понятен, попытки объяснить это явление были сделаны в [1]. Было предположено, что однонаправленная анизотропия, наведенная в спиновом стекле внешним полем, приводит к возникновению H_i . Что касается спиновых стекол системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$ то в них не наблюдается однонаправленной анизотропии при исследовании с помощью магнитометра с вращающимся образцом. В этой системе нет, ни взаимодействия Дзялошинского-Мория (спин-спинового), ни значительного диполь-дипольного взаимодействия, так как кристаллы имеют кубическую симметрию. Магнито-кристаллическая энергия анизотропии не велика и она может меняться путем легирования, поэтому изучение спиновых стекол системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$ представляет интерес.

Эксперименты проводились с помощью ЭПР спектрометра "X" диапазона. Образцы представляли собой полированные пластинки размером $2 \times 2 \times 0,1$ мм³ и $2 \times 2 \times 0,2$ мм³. Зависимость ширины линии от пика до пика для спиновых стекол показана на рисунке 1.

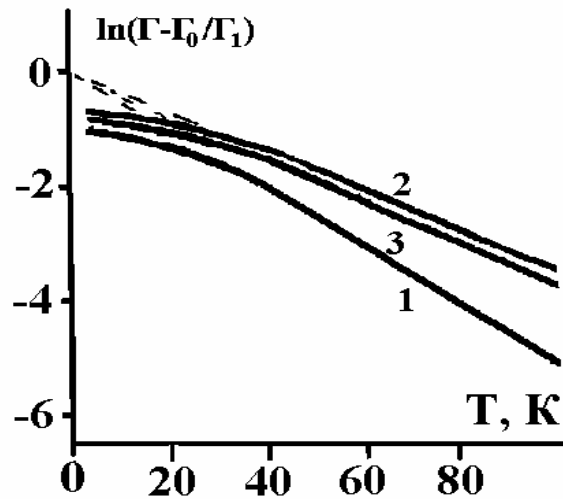


Рис.1 Зависимость ширины резонансной линии от температуры "1" – кривая $x = 0,43$, $E_a \sim 10^3$ эрг·см⁻³ и $T_g = 20$ К; "2" – кривая $x = 0,43$, легированная $y = 2$ мол.% серебра, $E_a \sim 10^4$ эрг·см⁻³ и $T_g = 30$ К; "3" – кривая $x = 0,46$, $y = 5$ мол.% серебра, $E_a \sim 10^5$ эрг·см⁻³ и $T_g = 37$ К.

Во всех экспериментах $\nu = 9,1$ ГГц. Зависимости $\Gamma(T)$ удовлетворяют соотношению (1) при $T \geq T_g$ и испытывают излом при $T \approx T_g$. Заметим, что значения Γ_1 примерно равны для разных образцов: $\Gamma_1 \approx 10$ кЭ для образцов с $x = 0,43$ и $\Gamma_1 \approx 8$ кЭ для образцов с $x = 0,46$, то есть Γ_1 не зависит от анизотропии. Для всех образцов $T_0 \leq T_g$: "1" – кривая $T_0 \approx 19$ К; "2" – кривая $T_0 \approx 27$ К; "3" – кривая $T_0 \approx 26$ К. Аналогичные зависимости $\Gamma(T)$ для неоднородных антиферромагнетиков системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$ при $T \geq T_N$, но с меньшими значениями Γ_1 и T_0 , где T_N – Неелевское время релаксации. Таким образом, Γ_1 зависит от неупорядоченности и не зависит от анизотропии.

Интенсивность резонансной линии падает с уменьшением температуры. Она обращается в нуль при T^* . Значения $T^* < 0$ для спиновых стекол и $T^* \approx T_N$ для антиферромагнетиков. Антиферромагнитный резонанс не наблюдается на низких частотах в "X" диапазоне из-за наличия щели в спектре возбуждения, в то время как в спиновых стеклах щели нет. Этот факт может быть использован для построения фазовой диаграммы.

Температурная зависимость амплитуды A производной резонансной линии показана на рисунке 2 для спиновых стекол.

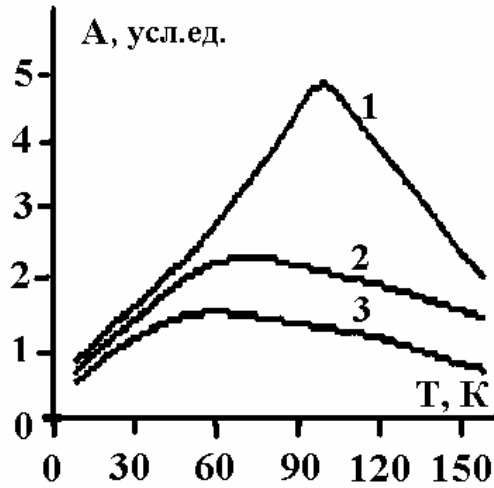


Рис.2 Температурная зависимость интенсивности резонансной линии для спиновых стекол. "1" – кривая $x = 0,43$; "2" – кривая $x = 0,46$, $y = 2$ мол.% серебра; "3" – кривая $x = 0,5$, $y = 2$ мол.% серебра. На рисунке 3 представлена такая же зависимость для антиферромагнетиков.

На рисунке 3 представлена такая же зависимость для антиферромагнетиков.

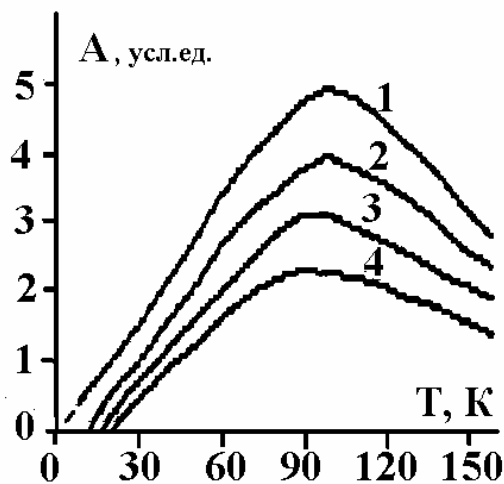


Рис.3. Температурная зависимость интенсивности резонансной линии для антиферромагнетиков "1" – кривая $x = 0,46$; "2" – кривая $x = 0,5$, $y = 0,5$ мол.% серебра; "3" – кривая $x = 0,52$; "4" – кривая $x = 0,8$. Зависимость $T^*(x)$ показана на рисунке 4.

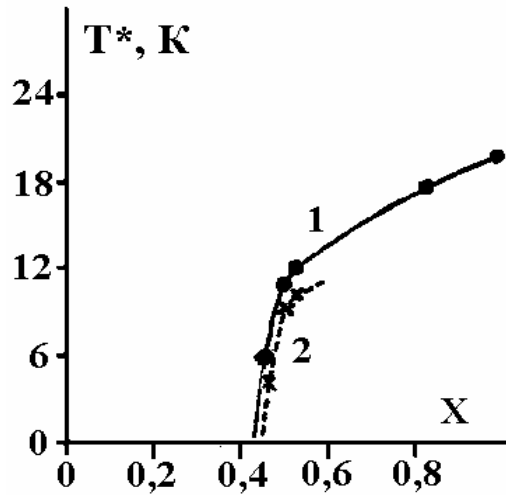


Рис.4. Зависимость T^* от концентрации "1" – кривая для нелегированных и "2" – кривая для легированных серебром антиферромагнетиков.

Температурная зависимость H_R для спиновых стекол [2] с $x = 0,46$ и $y = 2$ мол.% серебра показана на рисунке 5.

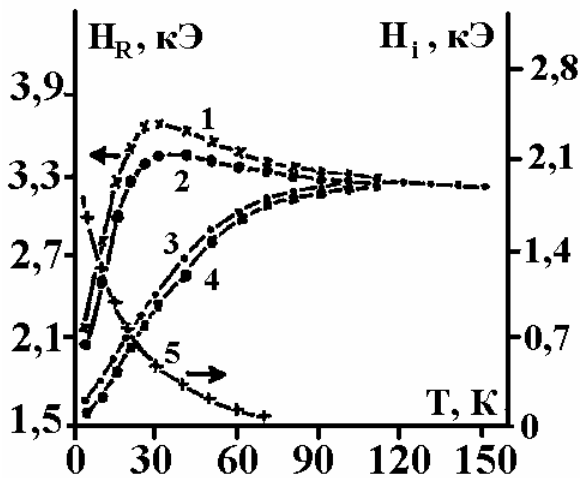


Рис.5. Температурные зависимости резонансного H_R и внутреннего H_i полей. "1" кривая – поле приложено параллельно кристаллографической оси [100]; "2" кривая – вдоль [111] и перпендикулярно плоскости пластинки (H_{\perp}); "3" кривая – вдоль [100]; "4" кривая – поле приложено вдоль [110], и приложенное поле параллельно плоскости пластинки (H_{\parallel}).

В соответствии с уравнениями Киттеля для плоского образца можно записать выражения (2):

$$\left(\frac{\nu}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel}(H_{\parallel} + 4\pi M)$$

$$\frac{\nu}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M \tag{2}$$

Из этих можно видеть, чем выше намагниченность при понижении температуры, тем больше H_{\perp} и меньше H_{\parallel} . Это верно при достаточно высоких температурах, но можно видеть аномальное падение обеих полей H_{\parallel} и H_{\perp} при низких температурах, как будто бы дополнительное H_i добавляется к внешнему полю. Внутреннее поле H_i почти не зависит от ориентации кристалла и экспериментально зависит от температуры, как показано на рисунке 5 кривая "5". Тот же результат был получен для неоднородных антиферромагнетиков системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$. Величина H_i увеличивается при $x \rightarrow x_c$. Единственное объяснение, которое мы можем предложить для низкотемпературного сдвига резонансного поля H_R – это позитивная изотропная объемная стрикция парапроцесса, изученная для системы $Cd_{1-x}Zn_xCr_2Se_4$ в работах [3; 4]. Стрикция $\frac{\Delta V}{V}$ при $H \approx H_R$ и $T = 10$ К в спиновых стеклах равна 10^{-4} и сопровождается увеличением ферромагнитного обмена J на величину

$$\Delta J = \left[\frac{3k}{S(S+1)} \right] \cdot \left(-\frac{\partial T_c}{\partial p} \right) \cdot K \left(\frac{\Delta V}{V} \right) \approx 1,5 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}, \quad (3)$$

где k – постоянная Больцмана, спин $S = \frac{3}{2}$ для иона Cr^{3+} , p – давление, T_c – температура Кюри,

$\frac{\partial T_c}{\partial p} = -0,82 \text{ К/кбар}$ для $CdCr_2Se_4$ [5], $\frac{1}{K} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$ ее сжимаемость [5], тогда

$$H_i = \Delta H_{eff} = \frac{M \Delta J}{n(g\mu_{\beta})^2} \approx 1 \text{ кЭ},$$

где n – концентрация ионов Cr^{3+} . Мы используем тот факт, что позитивная объемная изотропная стрикция парапроцесса $CdCr_2Se_4$ вблизи T_c такая же, как и для спиновых стекол этой системы вблизи T_g [4].

Литература

1. Е.М. Jeckson, S.B. Liao, S.M. Bhagat, J. Mag. Mag. Materials. 80(1989) 229.
2. Ю.И. Лесных, РАО ИОСО – М.:2000. с. 150-156
3. А.А. Минаков, И.В. Швец, В.Г. Веселаго, J. Mag. Mag. Materials. 87(1990) 159.
4. А.А. Минаков, И.В. Швец, INTERMAG'90, Brighton, UK, (1990) AD-01.
5. V.C. Srivastava, J. Appl. Phys. 40 (1969) 1017.