Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. И. Лесных, Высокочастотные магнитные свойства неупорядоченных магнетиков системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2006, выпуск 42, 103–108

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu419>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.85.7.115

26 апреля 2023 г., 10:17:00

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКОВ СИСТЕМЫ $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$

Для множества спиновых стекол установлено, что при понижении температуры наблюдается аномальное уменьшение величины поля магнитного резонанса при постоянной частоте микроволнового излучения. Было обнаружено, что при достаточно низких температурах наблюдается резкое уменьшение величины поля магнитного резонанса. В результате изучения неупорядоченных магнетиков системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ удалось показать, что рост ширины линии магнитного резонанса в спиновом стекле не связан с флуктуациями полей магнитокристаллической анизотропии и обусловлен флуктуациями обменного взаимодействия, а аномальный сдвиг резонансного поля обусловлен увеличением ферромагнитного обмена, связанным со стрикцией при намагничивании.

Спиновые стекла являются объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Состояние спинового стекла возникает в магнитных системах с хаотическим распределением ферро- и антиферромагнитных взаимодействий. В работе исследовались монокристаллические системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$, в которых магнитные ионы одного типа расположены строго периодически в узлах кристаллической решетки, а величина и знак обменного взаимодействия между ними заданы случайным образом. Монокристаллы этой системы являются уникальным объектом для исследования. При замещении кадмия Cd на цинк Zn они могут быть антиферромагнитны, ферромагнитны и при промежуточных концентрациях являются спиновыми стеклами (СС).

Спиновые стекла системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ обладают кубической магнитокристаллической анизотропией, величину которой можно плавно изменять 10^3 до 10^5 при легировании небольшим количеством серебра Ag. Так легирование всего 5 молярными % серебра Ag позволяет изменять энергию кубической магнитокристаллической анизотропии на два порядка, а так же изменять и температуру перехода T_g из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла. Исследуя образцы с разной концентрацией примеси серебра можно экспериментально проследить влияние магнитокристаллической анизотропии на свойства спиновых стекол.

Магнитный резонанс в спиновых стеклах исследовался авторами многих работ [1–8]. Для множества СС различных классов было установлено, что при понижении температуры в СС наблюдается аномальное уменьшение величины поля H_R магнитного резонанса при постоянной частоте ω микроволнового излучения [1–8]. Было обнаружено, что при достаточно низких температурах наблюдается резкое уменьшение величины поля H_R магнитного резонанса. Классический электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) наблюдается в СС при температурах T достаточно высоких по сравнению с температурой T_g перехода в состояние спинового стекла. При этом, величина $H_R = \omega/\gamma$, где γ – гиромагнитное отношение, которое обычно соответствует g -фактору близкому к двум. Такое поведение наблюдается в широком диапазоне температур $T \gg T_g$. При достаточно низких температурах $T < 3T_g$ наблюдается значительный сдвиг резонансного поля на величину, которую можно обозначить H_i , где H_i – внутреннее эффективное поле. Таким образом, в СС магнитный резонанс наблюдается при

$$H_R = \frac{\omega}{g} - H_i. \quad (1)$$

Величина H_i является монотонно убывающей функцией температуры, а при температурах ~ 10 К эта величина составляет ~ 1 кЭ. Интересно, что порядок величины H_i не зависит от различных параметров СС, т.е. одинаков для всех СС, принадлежащих к различным классам. Оказалось, что величина H_i всегда положительна и не зависит от ориентации кристалла по отношению к внешнему магнитному полю. Другими словами, в СС направление внешнего магнитного поля всегда как бы является направлением легкого намагничивания. Такое рассмотрение зависимости (1) возникло в связи с тем, что в классических парамагнетиках, с достаточно большой величиной энергии E_a магнитокристаллической анизотропии, можно наблюдать сдвиг H_R на величину поля анизотропии H_a . Однако, в этом случае знак и величина сдвига зависят от ориентации кристалла по отношению к внешнему магнитному полю H . Значения H_a обычно значительно меньше 1 кЭ. Известно, что такой аномальный сдвиг резонансного поля наблюдался как в аморфных [1], так и в кристаллических [2,3] спиновых стеклах. До настоящего времени не существует удовлетворительного объяснения природы

этого явления. Можно было бы предположить, что внешнее магнитное поле индуцирует в СС однонаправленную анизотропию. Это было бы возможно при достаточно больших значениях параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория. Например, в СС на основе сплавов переходных металлов. Такое объяснение приводилось во многих работах, например, в [1, 4]. Действительно, в СС с заметными величинами этого параметра, ниже температуры перехода T_g , наблюдается однонаправленная анизотропия, а также смещенные петли гистерезиса после охлаждения СС во внешнем магнитном поле. Однако эти эффекты отсутствуют при температурах выше температуры перехода T_g и не во всех СС взаимодействие Дзялошинского-Мория достаточно велико.

В спиновых стеклах сдвиг резонансного поля сопровождается значительным уширением линии поглощения [1–8]. Ширина Γ линии поглощения микроволнового излучения экспоненциально возрастает при понижении температуры. Температурная зависимость ширины линии описывается формулой

$$\tilde{A} - \tilde{A}_0 = \tilde{A}_1 \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad (2)$$

где Γ_0 – ширина линии поглощения при высоких температурах, соответствующая обычному ЭПР, Γ_1 и T_0 – эмпирические параметры. Причем, $\Gamma_1 \neq \Gamma_0$ и $T_0 \sim T_g$. В работе [1] высказано предположение о том, что такое anomalous уширение линии магнитного резонанса в неупорядоченных магнетиках может быть связано с хаотическим распределением локальных обменных полей в этих магнетиках, а в работе [4] рассматривалось уширение, связанное с дипольными взаимодействиями. В работе [4] показано, что уширение линии магнитного резонанса может приводить к заметному сдвигу этой линии. Такой сдвиг H_R называется динамическим сдвигом. Динамический сдвиг H_R , связанный с дипольным уширением линии поглощения, обычно заметно меньше величины H_i в СС и составляет ~ 100 Э при $\omega/2\pi \sim 10$ ГГц и $T \sim T_g$ [3]. Величина динамического сдвига резонансного поля, согласно расчетам [5], должна была бы степенным образом зависеть от параметра $\epsilon = (T - T_g)/T_g$ при $T \rightarrow T_g$ и отношение ширины линии к величине сдвига резко уменьшалось бы пропорционально $1/\tau$, где $\tau \sim \epsilon^{-zv}$ – характерное время релаксации спиновой подсистемы, z и p – критические индексы, а также величина H_i изменялась бы $\sim \omega^{-1}$ при $\omega\tau \geq 1$, что не наблюдалось в работах [6–8] при изменении частоты ω в диапазоне 2–35 ГГц.

При исследовании спиновых стекол системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ мы тоже наблюдали экспоненциальный рост ширины линии электронного парамагнитного резонанса и смещение резонансного поля при низких температурах. Однако в спиновых стеклах системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ не обнаружено заметного взаимодействия Дзялошинского-Мория, нет заметной однонаправленной анизотропии, и поэтому объяснения не являются удовлетворительными. Нет так же в этой системе и значительного диполь-дипольного взаимодействия, так как кристаллы имеют кубическую симметрию, что касается энергии магнитокристаллической анизотропии, то она может меняться при легировании и не оказывает заметного влияния на сдвиг резонансного поля H_R и anomalous характер ширины резонансной линии при низких температурах.

Эксперименты проводились при помощи ЭПР спектрометра "X" диапазона. Образцы представляли собой полированные пластинки. На рис. 1 представлена температурная зависимость логарифма ширины резонансной линии для спиновых стекол с разной энергией анизотропии и температурами перехода.

Можно видеть, что температурные зависимости ширины резонансной линии удовлетворяют выражению (2) при температурах, выше температуры перехода в спин-стеклольное состояние, то есть $T \geq T_g$. Зависимости $\ln(\Gamma - \Gamma_0)$ испытывают излом при температурах близких к температурам перехода в спин-стеклольное состояние, то есть $T \geq T_g$. Следует также отметить, что все линии пересекаются в одной точке, следовательно, параметр Γ_1 примерно одинаков для разных образцов, то есть для образцов с разной энергией анизотропии, отсюда следует, что параметр Γ_1 не зависит от анизотропии. Аналогичные зависимости ширины резонансной линии от температуры были получены и для антиферромагнетиков системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при температурах чуть больших температур T_N Неелевской релаксации, то есть $T \geq T_N$, но с меньшими значениями Γ_1 и T_0 , чем для спинового стекла. Таким образом, параметр Γ_1 зависит от степени неупорядоченности и не зависит от анизотропии. Интенсивность резонансной линии падает с уменьшением температуры и стремится к нулю при некоторой температуре T^* , температура $T^* < 0$ для спиновых стекол и $T^* \gg T_N$ для антиферромагнетиков. Это видно из рис. 2.

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

Рис. 2. Зависимость T^* от концентрации:

1 – кривая для нелегированных и 2 – кривая для легированных серебром антиферромагнетиков

Антиферромагнитный резонанс не наблюдается на низких частотах "X" диапазона из-за наличия щели в спектре возбуждения, в то время как в спиновом стекле щели нет. Отметим также, что нам не удалось обнаружить возвратных антиферромагнетиков даже при $x \rightarrow x_c$ (где x_c – концентрация перехода в СС) вблизи перехода антиферромагнетиков в спиновое стекло, хотя были поставлены эксперименты и с этой целью.

Тот факт, что мы не наблюдаем антиферромагнитного резонанса на низких частотах "X" диапазона, может быть использован для построения фазовой диаграммы для антиферромагнетиков. Даже на стыке антиферромагнетик–спиновое стекло, то есть при температуре $T = 4,2$ К нет возвратного перехода из антиферромагнитного состояния в состояние спинового стекла.

В спиновых стеклах системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ наблюдается аномальное падение резонансного поля при низких температурах, эта зависимость представлена на рис. 3 кривыми 1 – 4.

В соответствии с уравнениями Киттеля для тонкой пластинки можно записать

$$\left(\frac{n}{g}\right)^2 = H_{\parallel} (H_{\parallel} + 4\pi M), \quad \frac{n}{g} = H_{\perp} - 4\pi M. \quad (3)$$

Из этих выражений можно видеть: чем больше намагниченность при понижении температуры, тем больше $H_{\perp}$ и меньше $H_{\parallel}$, но для спиновых стекол системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ это выполняется при высоких температурах. При низких температурах можно видеть аномальное падение $H_{\perp}$ и $H_{\parallel}$ (как будто бы дополнительное внутреннее поле H_i добавляется к внешнему полю). Поле H_i (с учетом поля анизотропии) не зависит от кристаллографической ориентации кристалла и экспоненциально зависит от температуры (кривая 5 на рис. 3). Аналогичный результат получен и для антиферромагнетиков системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Величина внутреннего поля H_i увеличивается при $x \rightarrow x_c$. Объяснение, которое мы можем предложить для низкотемпературного сдвига резонансного

Рис. 3. Температурные зависимости резонансного H_R и внутреннего H_i полей:

1 – поле приложено параллельно кристаллографической оси [100]; 2 – вдоль [111] и перпендикулярно плоскости пластинки ($H_{\perp}$); 3 – вдоль [100]; 4 – поле приложено вдоль [110]; 5 – приложенное поле параллельно плоскости пластинки ($H_{\parallel}$)

поля, это положительная изотропная стрикция парапроцесса.

Для изотропного магнетика с точностью до коэффициента ~ 1 величина объемной изотропной магнитострикции парапроцесса определяется соотношением

$$\Delta V/V \approx \sum_{i,j} F_{ij} K^{-1} \partial J_{ij} / \partial V, \quad (4)$$

где F_{ij} – корреляционная функция; K – модуль всестороннего сжатия; J_{ij} – обменное взаимодействие между спинами на узлах i и j . В работе [9] показано, что с величиной F_{ij} связана величина $\Delta V/V$ объемной изотропной магнитострикции парапроцесса. Эта стрикция пропорциональна произведению F_{ij} на объемную производную $\partial J_{ij} / \partial V$ параметра. В сумме по i и j обычно бывает достаточно учесть взаимодействие ближайших и следующих за ближайшими соседей. Поэтому изотропная объемная стрикция парапроцесса определяется локальной намагниченностью в области размером в несколько постоянных решетки.

По методике, описанной в работах [10], была измерена изотропная объемная магнитострикция парапроцесса в неупорядоченных магнетиках системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Оказалось, что изотропная объемная магнитострикция парапроцесса в этих магнетиках положительна, почти не зависит от концентрации x и составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ при $H \sim 3$ кЭ. Это согласуется с результатами работ [10,11]. При намагничивании кристалла его объем V возрастает, что приводит к увеличению энергии ферромагнитного обменного взаимодействия. Можно предположить, что спиновые стекла системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при их намагничивании подвергаются локальным деформациям, так, чтобы в результате локальных изменений обменных взаимодействий произошло увеличение составляющих локальных намагниченностей, параллельных внешнему магнитному полю. В среднем кристалл испытывает объемное изотропное растяжение. Для приближенной оценки изменения среднего обменного взаимодействия, индуцированного внешним полем, воспользуемся следующими результатами. Из работы [12] известно, что температура T_c перехода образцов CdCr_2Se_4 в ферромагнитное состояние уменьшается при изотропном объемном сжатии пропорционально приложенному давлению p . При этом, производная $\partial T_c / \partial p = -0,82 \text{ К} \cdot \text{кбар}^{-1}$, а модуль всестороннего сжатия $K \sim (1/2) \cdot 10^6$ бар. Оценим среднее изменение энергии обменного взаимодействия при среднем изменении объема $\Delta V/V \sim 3 \cdot 10^{-4}$ в полях ~ 3 кЭ, при которых наблюдался магнитный резонанс. В приближении среднего поля можно показать, что

$$z \Delta J = 3k^* (-\partial T_c / \partial p) K (\Delta V/V) / S(S+1), \quad (5)$$

где z – число эффективно взаимодействующих соседей, $S = 3/2$ – спин ионов Cr^{3+} , k^* – постоянная Больцмана. Из соотношения (5) получим оценку $z \Delta J \approx 1,3 \cdot 10^{-17}$ эрг. Такое изменение обменного взаимодействия соответствует изменению эффективного обменного поля H_{eff} на величину $\Delta H_{\text{eff}} = M z \Delta J / n (g m_B)^2 \approx 0,5$ кЭ, где $n \approx 10^{22}$ – концентрация ионов Cr^{3+} в системе, m_B – магнетон Бора, а намагниченность равна $M \approx 150$ Гс при $H \approx 3$ кЭ. Таким образом, получается правильный порядок для величины $H_i \approx \Delta H_{\text{eff}}$ [13, 14]. Хотя при более точном вычислении необходимо рассматривать неоднородные деформации кристалла, возникающие в областях с ближним магнитным порядком. Эти локальные деформации зависят от направления внешнего поля. В среднем кристалл подвергается изотропной стрикции, величина которой не зависит от направления поля.

Остается вопрос: почему значения H_i по порядку величины одинаковы у различных спиновых стекол? Для ответа на этот вопрос воспользуемся результатами гидродинамической теории спиновых волн в неупорядоченных магнетиках [15, 16]. Согласно этой теории закон дисперсии спиновых волн в изотропном Гейзенберговском СС следующий:

$$(\omega/\gamma)^2 = k^2 p_s / \chi, \quad (6)$$

где k – волновой вектор спиновой волны, p_s – спиновая жесткость магнетика, χ – его магнитная восприимчивость. Спиновую жесткость p_s в СС можно оценить по формуле, приведенной в работе [15]:

$$p_s \leq v^{-1} \sum_{i,j} r_{ij}^2 J_{ij} \langle \hat{S}_i, \hat{S}_j \rangle, \quad (7)$$

где r_{ij} – расстояние между узлами i и j решетки. Из соотношения (7) следует, что изменение обменных взаимодействий из-за магнитострикционных деформаций вызывает изменение p_s . Возможно, что в недеформированном спиновом стекле (при $H = 0$) величина $p_s = 0$, когда среднее по объему $\langle J_{ij} \rangle = 0$. Об этом свидетельствуют результаты теоретических работ,

приведенные в обзоре [6]. Для оценки величины k в спиновых стеклах при $H = 0$ можно воспользоваться формулой из работы [15]:

$$\langle W_k^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w c_{(k,w)}^{\sim} dw / \int_{-\infty}^{\infty} w^{-1} c_{(k,w)}^{\sim} dw, \quad (8)$$

где $c^{\sim}$ – мнимая часть динамической магнитной восприимчивости. Известно, что в СС при $T \leq T_g$ величина $c^{\sim}(\omega)$ не стремится к нулю при $\omega \rightarrow 0$, а остается практически постоянной при низких частотах [17]. Следовательно, интеграл в знаменателе соотношения (8) логарифмически расходится в нуле. Из соотношений (6) и (7) следует, что $k^2 p_s = c \langle W_k^2 \rangle / \gamma^2 = 0$, т.е. равна нулю щель в спектре возбуждений СС даже при $k \neq 0$. При наблюдении магнитного резонанса в магнитном поле $H = H_R$ спиновое стекло подвергается изотропной объемной стрикции $\Delta V/V$. Это приводит к изменению обменных взаимодействий на величину $\Delta V(\partial J_{ij}/\partial V)$. В системе возникает конечная жесткость $p_s \neq 0$. В работах [15,16] получен закон дисперсии для спин-волновых мод с поляризацией перпендикулярной к вектору намагниченности M :

$$\omega/\gamma = p_{s\perp} k^2 / M, \quad (9)$$

где $p_{s\perp}$ – спиновая жесткость для спин-волновых мод с поляризацией перпендикулярной к вектору намагниченности. Если при включении магнитного поля H_R спиновая жесткость изменяется от нуля до Δp_s , тогда магнитный резонанс для излучения с частотой ω будет наблюдаться при $H_R = \omega/\gamma - \Delta\omega/\gamma$, где $\Delta\omega/\gamma = \langle k^2 \Delta p_s / M \rangle_k$ – среднее по всем k , при которых спин-волновые моды эффективно взаимодействуют с микроволновым излучением. Например, в спиральном АФМ с вектором распространения спирали $\hat{q}$, микроволновое излучение возбуждает спиновые волны с $k = \pm q$, как это показано в работе [18]. В спиновом стекле направления спинов изменяются хаотично от узла к узлу в кристалле. Обозначим L – среднее расстояние, на котором направление локальной намагниченности изменяется на противоположное. В концентрированных и достаточно гомогенных СС величина L будет порядка параметра a решетки. Микроволновое излучение в СС возбуждает широкий спин-волновой пакет с различными k , причем среднее значение $\langle k \rangle \sim L^{-1}$. Используя соотношения (7) и (9), получим оценку для $H_i = \Delta\omega/\gamma$:

$$H_i \sim \left\langle M^{-1} K^2 \sum_{i,j} r_{ij}^2 \left\langle \hat{S}_i, \hat{S}_j \right\rangle \left(\partial J_{ij} / \partial V \right) \Delta V / V \right\rangle_k. \quad (10)$$

Из соотношений (4) и (10) при $\langle k \rangle \sim L^{-1}$ можно показать, что

$$H_i \sim b M^{-1} k (\Delta V/V)^2, \quad (11)$$

где b – параметр, характеризующий степень неколлинеарности спинов в магнетике. При $L \sim a$ эффективно возбуждаются спиновые волны с длиной волны порядка межатомных расстояний. Обычно суммирование в (10) достаточно проводить по первой и второй координационным сферам. Поэтому после суммирования и усреднения по векторам k из формулы (10) получим соотношение (11) с коэффициентом $b \sim 1$. Если же $L \gg a$, тогда $b \ll 1$. Такой случай может реализоваться в негомогенных, кластерных спиновых стеклах. Заметим, что величина $K(\Delta V/V)^2$ есть удвоенная плотность упругой энергии спинового стекла, связанная с магнитоэластическими деформациями, возникающими при включении поля H_R . Если плотность этой энергии порядка $M H_R$, тогда из соотношения (11) получим

$$H_R \sim b H_R. \quad (12)$$

По-видимому, это справедливо для неупорядоченных магнетиков с конкурирующими ферро- и антиферромагнитными взаимодействиями, когда среднее по объему $\langle J_{ij} \rangle = 0$ при $H = 0$. Действительно, если число фрустрированных спинов порядка полного числа спинов в системе, то достаточно относительно небольших деформаций для создания заметного ФМ спаривания этих фрустрированных спинов с соседними спинами. Поэтому, можно ожидать, что соответствующее увеличение намагниченности ΔM из-за магнитоэластической стрикции будет $\sim M(H)$. Таким образом, можно объяснить, почему в различных СС сдвиг резонансного поля сравним с величиной самого резонансного поля H_R и не существенно зависит от параметров спиновых стекол.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Jackson E. M., S.B. Liao, Bhagat S. M.* Field-induced parameters of reentrant magnets and concentrated spin glasses. // J. Magn. and Magn. Mater. 1989. Vol. 80. P. 229-240.
2. *Dillon J. F., Rupp. L. W., Batlogg J. et al.* Spin resonance in $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ with $x=0.4, 0.5$, and 0.54 . // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 3488-3490.
3. *Deville A., Arzoumanian C., Gaillard B. et al.* Electron resonance in the insulating spin glass $\text{Eu}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{S}$. // J. Physique. 1981. Vol. 42. P. 1641-1646.
4. *Mahdjour H.* Study of temperature dependence in the electron-spin resonance on spin glass AgMn below T_g . // J. Magn. and Magn. Mater. 1990. Vol. 84. P. 175-182.
5. *Mojumder M. A.* EPR linewidth ($T \geq T_g$) in amorphous transition-metal-metalloid spin glasses: Theory. // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 34. P. 7880-7885.
6. *Bhagat S.M., Sayadian H. A.* Magnetic resonance in random spin systems: diluted magnetic semiconductors, universal temperature dependence // J. Magn. and Magn. Mater. 1986. Vol. 61. P. 151-161.
7. *Park M. J., Bhagat S. M., Manheimer M.A. et al.* Frequency dependence of magnetic resonance in concentrated metallic spin glasses. // J. Magn. and Magn. Mater. 1986. Vol. 59. P. 287-300.
8. *Manheimer M. A., Bhagat S. M., Webb D. J.* Two-level systems and FMR near the ferromagnet spin-glass transition // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 3476-3478.
9. *Callen E.R., Callen H.B.* Magnetostriction, forced magnetostriction and anomalous thermal expansion in ferromagnets // Phys. Rev. A. 1965. Vol. 139. № 2. P. 455-471.
10. *Швец И.В., Минаков А.А., Веселаго В.Г.* Динамика антиферромагнитных доменов и стрикция в спиральных антиферромагнетиках. М.: Препринт ИОФАН. 1989. № 31. 43 с.
11. *Minakov A.A., Shvets I.V.* Determination of the local magnetization caused by short-range order from the paraprocess magnetostriction dependences of a ferromagnet. // IEEE transactions on magnetics. 1990. Vol. 26. № 5. P. 2840-2842.
12. *Srivastava V. G.* Pressure dependence of ferromagnetic phase transitions of chromium chalcogenide spinels // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. № 3. P. 1017-1019.
13. *Лесных Ю.И., Минаков А.А., Веселаго В.В.* Магнитный резонанс в неупорядоченных магнетиках системы $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$. // ЖЭТФ. 1991. Т.100. Вып.2(8). С. 662 - 677.
14. *Lesnih Yu.I., Poznihova Z.I.* The relaxation processes in spin glasses $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ and their simulation by magnetic fluids. // Тезисы докладов 8 Международной конф. по тройным и многокомпонентным соединениям. Кишинев. 1990. С.175.
15. *Halperin B.I., Saslow W.M.* Hydrodynamic theory of spin glasses and other systems with noncollinear spin orientations. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 16. № 5. P. 2154-2162.
16. *Андреев А.Ф.* Магнитные свойства неупорядоченных сред. // ЖЭТФ. 1978. Т.74. В.2. С. 786-797.
17. *Binder K., Young A. P.* Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58. № 4. P. 801-976.
18. *Siratori K.* Magnetic Resonance of ZnCr_2Se_4 with Screw Spin Structure // J. Phys. Soc. Jap. 1971. Vol. 30. № 3. P. 709-719.

Поступила 22.11.2005 г.