

- С. 732. [38] Белов К. П., Горяга А. Н. и др.//ФТТ. 1969. 11. С. 191. [39] Новогрудский В. Н., Факидов И. Г.//ЖЭТФ. 1964. 47. № 1. С. 40. [40] Туров Е. А., Шавров В. Г.//ЖЭТФ. 1962. 43, № 6. С. 2273. [41] Власов К. Б., Розенберг Е. А. и др.//Динамические и кинетические свойства магнетиков. М., 1986. С. 37. [42] Горяга А. Н., Королева Л. И.//Вестн. Моск. ун-та. 1959. № 3. С. 97. [43] Белов К. П., Талалаева Е. В. и др.//ЖЭТФ. 1957. 33. С. 1517.. [44] Королева Л. И.//ФММ. 1966. 22, № 4. С. 574. [45] Белов К. П., Левитин Р. З.//ЖЭТФ. 1959. 37, № 2(8). С. 565. [46] Галкин В. Ю. Автореф. дис. ... канд. физ-мат. наук. М. (МГУ). 1975. [47] Новогрудский В. Н., Факидов И. Г.//ФТТ. 1965. 7, № 4. С. 1095. [48] Abramovich A. I., Virovets T. V. et al.//Phys. Lett. 1991. 153A, № 4/5. P. 248. [49] Седов В. Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М., 1987. [50] Меньшиков А. З., Юрчинов Ю. Ю.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1972. 36. С. 1972. [51] Захаров А. И. Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. М., 1986. [52] Кондорский Е. И., Ведяев А. В.//Письма в ЖЭТФ. 1973. 18, № 5. С. 326. [53] Карр В.//Магнитные свойства металлов и сплавов. М., 1961. С. 267. [54] Nigoyava S., Nakatiga Y.//J. Magn. and Magn. Mat. 1982. 25. P. 284. [55] Левитин А. С., Маркосян А. С.//УФН. 1988. 155, № 4. С. 623. [56] Белов К. П., Борамбиев М. К. и др.//ФММ. 1984. 57. С. 50. [57] Снегирев В. В. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1984. [58] Wohlfarth E. P.//J. Phys. C: Solid St. Phys. 1969. 2, N 1. P. 68. [59] Белов К. П.//ФММ. 1956. 2, № 3. С. 447. [60] Фишер М. Природа критического состояния. М., 1968. [61] Стенли Б. Фазовые переходы и критические явления. М., 1975. [62] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., 1982. [63] Камиллов И. К.//Магнитные фазовые переходы и критические явления. Махачкала, 1983. С. 3. [64] Белов К. П., Горяга А. Н.//ФММ. 1956. 2, № 3. С. 441. [65] Белов К. П., Большова К. М. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1957. 21, № 8. С. 1047. [66] Lee E. W.//IEEE Trans. Magn. 1979. 15, N 5. P. 1299. [67] Белов К. П., Горяга А. Н. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 6. С. 48. [68] Белов К. П., Горяга А. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. 21, № 5. С. 69. [69] Verbeek V. H.//J. de Physique. 1978. 39. P. 916. [70] Jong J. W., Smit J.//J. Appl. Phys. 1971. 42. P. 2344.

УДК 538.214; 537.248

СОСТОЯНИЕ СПИНОВОГО СТЕКЛА В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ШПИНЕЛИДАХ

Л. И. Королева, Т. В. Вировец, Я. А. Кеслер

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Показано, что составы $Ga_{2/3}Cr_2S_4$, $Cu_{1/2}Me_{1/2}Cr_2Se_4$ [Me=In, Ga], $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$, а также твердые растворы $xCuCr_2S_4-(1-x)Ga_{2/3}Cr_2S_4$ с $0 \leq x \leq 0,4$ и $xCuCr_2S_4-(1-x)Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ с $0 \leq x \leq 0,1$ обладают магнитными свойствами, характерными для спиновых стекол, а именно максимумом начальной восприимчивости при некоторой температуре T_f' , зависимостью низкотемпературных магнитных свойств от термомангнитной истории образца и от времени и отсутствием спонтанной намагниченности, установленным по методу Белова—Горяги—Аррота. Следующие опытные факты указывают на существование в них фазового перехода спиновое стекло—парамагнетик: выполнение ряда соотношений статического и динамического скейлинга и соотношения Алмейды—Таулесса, а также наличие гигантского максимума отрицательного магнетосопротивления.

1. Введение

Состояние спинового стекла открыто в конце 1960-х гг. в разбавленных сплавах переходных металлов с благородными (AuFe, AgMn, CuFe и CuMn), когда в них концентрация переходных металлов состав-

ляет $\sim 0,2-10$ ат.%. Магнитные моменты атомов переходных элементов здесь взаимодействуют друг с другом посредством косвенного обмена через электроны проводимости. Это взаимодействие Рудермана—Киттеля—Касуи—Иосиды (РККИ) имеет вид

$$\mathcal{H} = J \frac{\cos(2k_F r)}{(2k_F r)^3} S_1 S_2, \quad (1)$$

где k_F — импульс Ферми, J — величина с размерностью энергии, а r — расстояние между узлами 1 и 2, в которых расположены атомы со спинами S_1 и S_2 . В сильно разбавленных сплавах r велико от сравнению с постоянной решетки, поэтому $k_F r \gg 1$. В этом случае взаимодействие РККИ (1) является осциллирующим и убывающим, как r^{-3} . Это означает, что разные спины с равной вероятностью могут взаимодействовать друг с другом как ферромагнитным (ФМ), так и антиферромагнитным (АФМ) образом.

Так как атомы переходных металлов распределены в металлической матрице случайно, и взаимодействие РККИ в зависимости от межатомного расстояния имеет разный знак, состояние с дальним магнитным порядком не может образоваться. Ниже некоторой характеристической температуры, называемой температурой замораживания T_f , устанавливается относительно стабильное во времени расположение спинов со случайной ориентацией (подобно тому, как в ферромагнетике ниже точки Кюри устанавливается ФМ-упорядочение). Произвольность ориентаций магнитных моментов напоминает произвольность положений атомов в обычном стекле, отсюда и происходит название «спиновое стекло». В таком сплаве осуществляются конфликтные ситуации в микроскопическом масштабе, когда моменты пытаются ответить на антагонистические связи, при этом часть связей оказывается неудовлетворенной, или фрустрированной. Фрустрация приводит к очень важному явлению — вырождению основного состояния. В результате фрустрированная магнитная система обладает метастабильностью, проявляющейся в зависимости магнитных свойств ниже T_f от времени и термомагнитной истории образца.

Для исследования фазового перехода спиновое стекло (СС)—парамагнетик (ПМ) в настоящее время широко применяется приближенное молекулярного (среднего) поля. Эти работы описаны в обзорах [1—8] и монографиях [9, 10]. Такое приближение впервые было использовано Эдвардом и Андерсоном [11]. Ими предполагалось, что между ближайшими соседями существуют знакопеременные обменные взаимодействия; взаимодействиями с более удаленными соседями они пренебрегали.

В металлических спиновых стеклах обменные взаимодействия РККИ — дальнедействующие, что делает их малоудобным объектом для проверки выводов указанных выше теоретических работ по СС. Кроме того, в них, наряду с РККИ-взаимодействием, существует прямой $d-d$ -обмен из-за больших размеров d -орбиталей, а при низких концентрациях имеет место эффект Кондо. В металлических СС также наблюдается склонность к химическому кластерированию примесей.

В этом смысле более удобны СС-диэлектрики, в которых обменные взаимодействия, как правило, короткодействующие и нет нижнего концентрационного предела для существования СС. Состояние СС в непроводящих системах было впервые обнаружено при разбавлении ферромагнетика EuS изоструктурным диамагнетиком SrS [12, 13], а также в аморфном алюмосиликате марганца [14]. Затем состояние СС

было обнаружено нами в полупроводниковом халькошпинелиде $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ [15] и его твердых растворах с CuCr_2S_4 [16, 17].

В настоящее время к СС относят те вещества, у которых наблюдаются максимум начальной восприимчивости при некоторой температуре T_f' , зависимость магнитных свойств при температурах ниже T_f' от термомагнитной истории образца и от времени и отсутствие дальнего магнитного порядка, что устанавливается из данных нейтронной дифракции [3]. Однако такими же свойствами могут обладать, кроме истинных СС, и суперпарамагнетики (системы невзаимодействующих магнитных кластеров) и микромагнетики (системы взаимодействующих магнитных кластеров и отдельных атомов, обладающих спинами). В отличие от истинных СС и микромагнетиков, у суперпарамагнетиков отсутствует фазовый переход; в точке T_f' происходит лишь термическое блокирование кластерных моментов, и их «замораживание» является динамическим неравновесным явлением [18]. В суперпарамагнетиках T_f' , температура максимума начальной восприимчивости, измеренной в переменном магнитном поле частоты ω , зависит от ω по закону Аррениуса:

$$\frac{1}{\omega} = \frac{1}{\omega_0} \exp \left\{ \frac{E}{kT_f'} \right\}, \quad (2)$$

где $\omega_0 \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$ — частотный фактор, равный обратному минимальному времени релаксации, E — величина энергии, необходимой для того, чтобы перебросить магнитный момент кластера в противоположное направление (например, под действием термического возбуждения). Оказалось, что практически во всех известных в настоящее время СС-материалах, за исключением разбавленного сплава AgMn [19], наблюдается частотная зависимость T_f' , в большинстве случаев несколько отличающаяся от закона Аррениуса.

В настоящее время вопрос о существовании фазового перехода СС—ПМ в реальных материалах, отнесенных к СС, широко обсуждается в литературе. При этом применяются различные методы исследования: эффект Мёссбауэра, рассеяние нейтронов, деполяризация положительных мюонов, ЯМР, ЭПР и др. Однако ни один из этих методов не позволяет однозначно установить наличие фазового перехода СС—ПМ [1—10]. В 1980-х гг. появились экспериментальные работы по определению критических индексов в СС, часть из которых перечислена в [20]. При этом согласие между экспериментом и предсказаниями теории скейлинга рассматривалось как доказательство существования фазового перехода. (Следует заметить, что в обычных магнетиках это согласие обычно рассматривается как тест на правильность скейлинговых предположений.) Критическое поведение СС оказалось более сложным, чем у обычных магнетиков. Известно, что при температуре магнитного упорядочения имеет место расходимость линейной магнитной восприимчивости. В модели СС Эдвардса—Андерсона при температуре фазового перехода T_f расходится $\chi_{\text{ЭА}}$ — восприимчивость параметра порядка Эдвардса—Андерсона $q_{\text{ЭА}}$, для которой роль внешнего поля играет среднее квадратичное поле \hbar^2 . Однако $\chi_{\text{ЭА}}$ трудно определить на опыте. Как показали Чалупа [21] и Сузуки [22], значение $\chi_{\text{ЭА}}$ пропорционально нелинейной статической восприимчивости χ_{nl} , и критическое поведение $\chi_{\text{ЭА}}$ может быть изучено путем анализа измеренных значений χ_{nl} . Кацура [23] впервые показал, используя аппроксимацию Бете для модели Изинга со случайными связями, что χ_{nl} в точке фазового перехода расходится в области отрицательных значений.

В теории молекулярного поля СС было показано, что на плоскости (H, T) существует линия, ниже которой параметр $q_{ЭД}$ нестабилен [3]. Это так называемая линия Алмейды—Таулесса в модели Изинга:

$$1 - \frac{T_f(H)}{T_f(0)} \sim H^{2/3}. \quad (3)$$

Оказалось, что в ряде реальных СС $T_f'(H)$ подчиняется данному соотношению [3]. Эти эксперименты рассматривались как доказательства справедливости теории среднего поля для СС и существования соответствующего ей фазового перехода в T_f .

В настоящей работе описываются исследования обнаруженных нами полупроводниковых СС—халькошпинелидов следующего состава: $Ga_{2/3}Cr_2S_4$, $Cu_{1/2}Me_{1/2}Cr_2Se_4$ ($Me = In, Ga$) и $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$, а также их твердых растворов с металлическими ФМ $CuCr_2S_4$ и $CuCr_2Se_4$: $xCuCr_2S_4 - (1-x)Ga_{2/3}Cr_2S_4$ ($0 \leq x \leq 0,4$) и $xCuCr_2Se_4 - (1-x)Cu_{1/2}Me_{1/2}Cr_2Se_4$ ($0 \leq x \leq 0,1$) [15—17, 20, 24—30]. В отличие от других известных СС, магнитные ионы Cr^{3+} здесь расположены регулярно в решетке, а концентрация их аномально высокая.

2. Экспериментальные доказательства существования СС-образного состояния в $Ga_{2/3}Cr_2S_4$, $Cu_{1/2}Me_{1/2}Cr_2Se_4$ ($Me = In, Ga$), $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$, $xCuCr_2S_4 - (1-x)Ga_{2/3}Cr_2S_4$ ($0 \leq x \leq 0,4$) и $xCuCr_2Se_4 - (1-x)Cu_{1/2}Me_{1/2}Cr_2Se_4$ ($Me = In, Ga; 0 \leq x \leq 0,1$)

Перечисленные в заголовке соединения обладают магнитными свойствами, характерными для СС, а именно максимумом начальной восприимчивости χ при некоторой температуре T_f' , который быстро подавляется небольшим постоянным магнитным полем (рис. 1), и зависи-

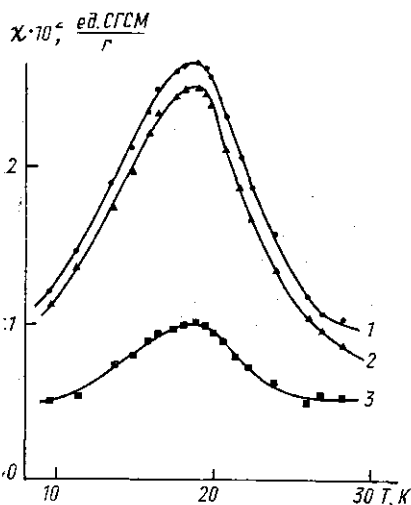


Рис. 1

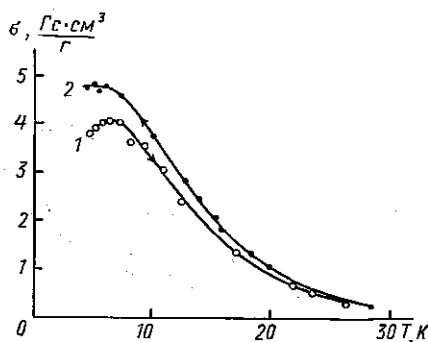


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости χ (1), действительной χ' (2) и мнимой χ'' (3) частей комплексной магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле $H \sim 3,2$ Э с частотой $\omega = 800$ Гц для состава $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$

Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности σ в поле 50 Э для состава $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$, полученная при разных условиях охлаждения: образец охлажден без поля (1) и в присутствии постоянного магнитного поля (2)

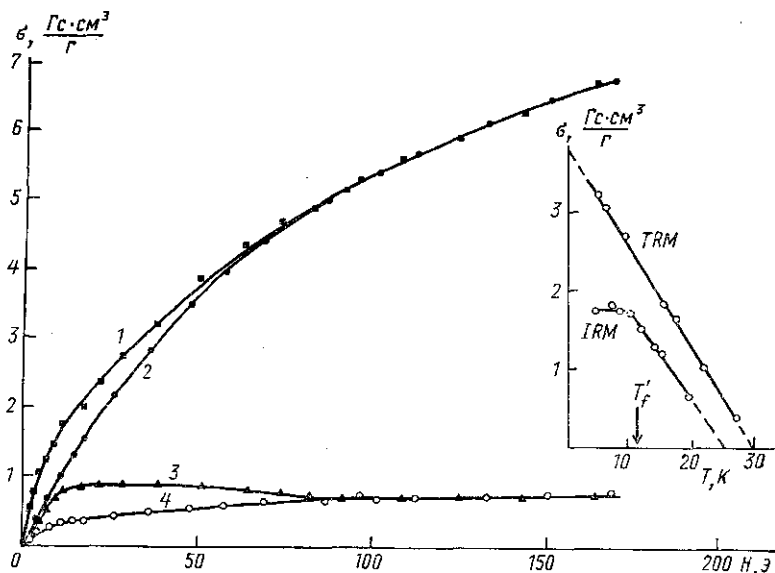


Рис. 3. Полевая зависимость намагниченности σ при $T=4,2$ К образца состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, охлажденного от $T > T_f'$ до $T=4,2$ К (ниже T_f') в поле 35 Э (1) и охлажденного без поля (2), термоостаточной намагниченности TRM (3) и изотермической намагниченности IRM (4). На вставке — температурная зависимость остаточных намагниченностей IRM и TRM, измеренных после выключения поля $H=200$ Э для образца состава $0,05 \text{ CuCr}_2\text{Se}_4 - 0,95 \text{ Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$

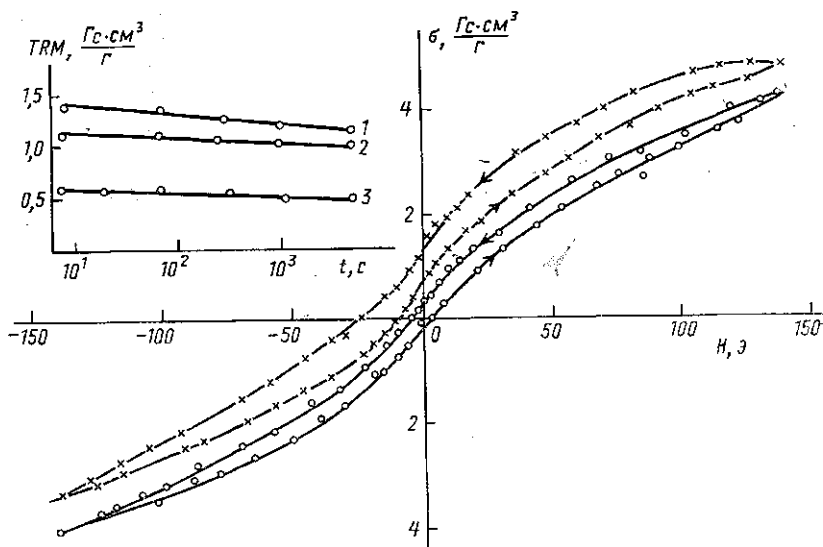


Рис. 4. Смещенная по оси H петля гистерезиса, полученная после охлаждения образца состава $0,03 \text{ CuCr}_2\text{Se}_4 - 0,97 \text{ Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в поле 138 Э от $T > T_f'$ до $4,2 \text{ K} < T_f'$ (крестики), и симметричная петля гистерезиса того же образца, полученная после его охлаждения до 4,2 К в отсутствие поля (кружки). На вставке — временная зависимость термоостаточной намагниченности TRM при 4,2 К для образца состава $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, полученная после выключения поля $H=560$ (1) и 115 Э (3), и для образца состава $0,03 \text{ CuCr}_2\text{Se}_4 - 0,97 \text{ Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ после выключения поля $H=138$ Э (2)

мостью низкотемпературных магнитных свойств от термомагнитной истории образца и от времени (рис. 2—4). Отсутствие спонтанной намагниченности ниже T_f' в этих составах было установлено с помощью метода Белова—Горяги—Аррота [31]. Как известно, для получения спонтанной намагниченности ферро- и ферримагнетиков в районе температуры фазового перехода часто используют кривые Белова—Горяги—Аррота $\sigma^2(H/\sigma)$ (здесь σ — удельная намагниченность). Прямолинейные участки этих кривых экстраполируют до пересечения с осью σ^2 , отсекаемый на этой оси отрезок численно равен квадрату спонтанной намагниченности. В качестве примера на рис. 5 приводятся кривые Белова—Горяги—Аррота для состава $0,03\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - 0,97\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в полях до 50 кЭ как выше, так и ниже T_f' . Как видно из этого рисунка, экстраполяция прямолинейных участков кривых на ось ординат не отсекает положительных отрезков на оси σ^2 , что свидетельствует об отсутствии в образце спонтанной намагниченности ниже температуры T_f' .

Отсутствие дальнего магнитного порядка для состава $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при 4,2 К, что ниже их T_f' , было установлено с помощью нейтродифракционных данных [15, 32—34]. Нейтрограммы соединения $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ при 4,2 и 78 К, полученные в нашей работе [15] и приведенные на рис. 6, показывают, что высоко- и низкотемпературная картины нейтронной дифракции состоят только из брэгговских отражений [220], [311], [400], [422], соответствующих кристаллической структуре шпинели, а также отражений [200] и [420], запрещенных в пространственной группе шпинели $Fd\bar{3}m$ и свидетельствующих о катионном упорядочении (ионов Ga^{3+} и структурных вакансий \square) в А-подрешетке. Такое упорядочение было установлено и на основе данных рентгеновской дифракции. Как видно из рис. 6, магнитные вклады в ядерные отражения и дополнительные когерентные магнитные максимумы отсутствуют, что доказывает отсутствие дальнего магнитного порядка в образце. Однако при 4,2 К на нейтрограмме видны широкие максимумы диффузного типа, что свидетельствует о наличии в материале ближнего магнитного порядка. Ближний магнитный порядок при $1,5 \leq T \leq 78$ К в $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ был обнаружен также Плюмье с сотр. [34].

3. Статические магнитные свойства, свидетельствующие о критическом поведении

Как говорилось во введении, в работах Сузуки, Кацуры и Чалупы было показано, что $\chi_{\text{ЭА}} \sim \chi_{\text{nl}}$ и критическое поведение $\chi_{\text{ЭА}}$ может быть изучено с помощью измеренных значений χ_{nl} .

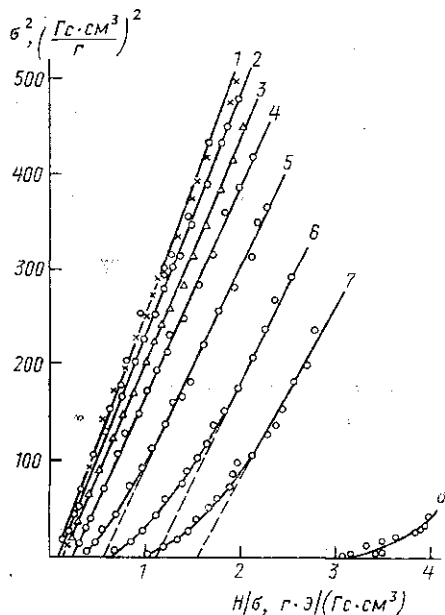


Рис. 5. Кривые Белова—Горяги—Аррота $\sigma^2(H/\sigma)$ в области полей $1 \leq H \leq 50$ кЭ для образца состава $0,03\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - 0,97\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$; $T = 4,2$ (1); 7 (2); 9,4 (3); 12,1 (4); 17 (5); 22,5 (6); 28,2 (7) и 93 К (8)

Указанная связь между $q_{ЭА}$ и χ_{nl} позволила получить следующие скейлинговые соотношения для $T \gg T_f$ [22, 35, 36]:

$$\chi_{nl} = \chi_0 - \chi = t^\beta g(H^2/t^{\beta+\gamma}) = t^\beta g(X), \quad (4)$$

$$n_l = H^{2/\delta} f(t/H^{2/\Phi}) = H^{2/\delta} f(Y). \quad (5)$$

Здесь t — приведенная температура, равная

$$t = (T - T_f)/T_f,$$

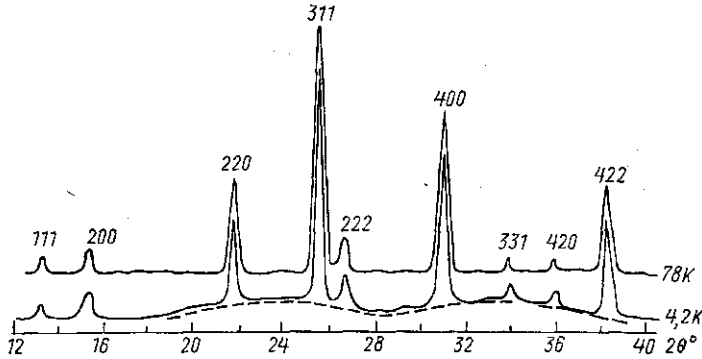


Рис. 6. Нейтронограммы соединения $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$.

H — постоянное магнитное поле, а β , δ и Φ — следующие критические индексы: β — индекс параметра порядка q :

$$q \sim (T_f - T)^\beta \text{ при } H=0 \text{ и } T \leq T_f, \quad (6)$$

δ — полевой индекс χ_{nl} при температуре фазового перехода T_f ; Φ — индекс температурно-полевого кроссовера ($\Phi = \beta + \gamma$). Скейлинговые функции $g(X)$ и $f(Y)$ удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} g(X) &\rightarrow g_0 - g_1 X \text{ при } X \rightarrow 0; f(Y) \rightarrow g_3 \text{ при } Y \rightarrow 0, \\ g(X) &\rightarrow g_2 X^{1/\delta} \text{ при } X \rightarrow \infty; f(Y) \rightarrow g_4 Y^{-\gamma} \text{ при } Y \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (7)$$

где g_0 , g_1 , g_2 , g_3 и g_4 — постоянные.

Разложение (4) вблизи T_f по степеням H дает

$$\chi_{nl} = a_2 t^{-\gamma} H^2 + a_4 t^{-(2\gamma+\beta)} H^4 + \dots \quad (8)$$

и позволяет прямо определить значения критических индексов γ и β . На опыте обычно точно определяют намагниченность M в районе T_f в слабых полях, затем кривые $M(H)$ дифференцируют по H и получают семейство кривых, описываемых уравнением

$$\chi = \chi_0 - \chi_{nl}. \quad (9)$$

В данной работе исследовано критическое поведение указанных полупроводниковых СС на примере твердых растворов состава $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($\text{Me} = \text{In, Ga}$; $0 \leq x < 0,1$) и соединения $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Для этого в районе температуры замораживания, определенной по максимуму начальной магнитной восприимчивости в постоянном поле, была измерена намагниченность образцов СС в полях от 10 до 400 Э. Измерения намагниченности проводились баллистическим методом. Во время измерения образец выдергивался из си-

стеми двух намотанных навстречу друг другу измерительных катушек, имеющих разные диаметры. Разность числа витков в катушках была равна $1 \cdot 10^3$, что обеспечивало высокую чувствительность (точность измерения намагниченности в слабых полях не хуже 5%, в более высоких полях не хуже 2,5%). Постоянное магнитное поле создавалось однослойным сверхпроводящим соленоидом. Магнитное поле Земли было скомпенсировано. При отсутствии тока через соленоид охлажденный без поля образец не обнаруживал магнитного момента, что свидетельствовало об отсутствии влияния на измерения остаточного магнитного поля соленоида ввиду его малости. Для получения зависимости $\chi(H)$ измеренные кривые $M(H)$ дифференцировались по полю.

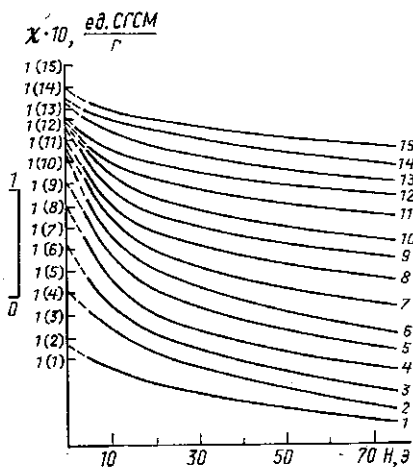


Рис. 7

Рис. 7. Полевая зависимость магнитной восприимчивости χ в районе T_f образца состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ (штриховыми линиями показана экстраполяция кривых $\chi(T)$ по полю $H=0$). Масштаб на всех кривых одинаков, температура $T=4,2$ (1); 4,6 (2); 5,2 (3); 5,6 (4); 6 (5); 6,3 (6); 6,6 (7); 7 (8); 7,3 (9); 7,4 (10); 8 (11); 8,5 (12); 8,8 (13); 9,6 (14); 10,9 К (15)

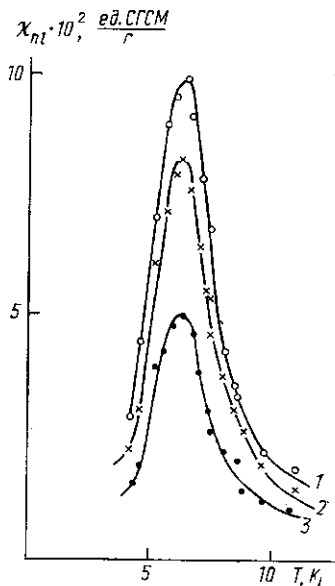


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость нелинейной магнитной восприимчивости χ_{nl} от температуры в разных магнитных полях: $H=15$ (1), 10 (2) и 5 Э (3) для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$

На рис. 7 в качестве примера представлены зависимости $\chi(H)$ для образца состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ в районе температуры замораживания, определенной по максимуму начальной магнитной восприимчивости в постоянном магнитном поле χ_n . Экстраполяцией этих кривых к нулевому полю было определено χ_0 при разных температурах, что позволило выделить χ_{nl} , пользуясь соотношением (9). На рис. 8 для того же состава представлена зависимость χ_{nl} от температуры в разных магнитных полях. Видно, что на всех кривых наблюдается максимум при $T_f = 6,3\text{K}$. В соответствии с теорией, развитой в работах [21—23], именно эту температуру следует считать температурой фазового перехода СС—ПМ. Критический индекс γ был определен следующим образом. Строились кривые $\chi_{nl}(H^2)$ при $T > T_f$. Очевидно, что наклон начального

прямолинейного участка этих кривых в соответствии с выражением (8) дает величину $a = a_2 t^{-\gamma}$. Затем в двойном логарифмическом масштабе строилась зависимость $a(t)$. Оказалось, что в области температур $t \leq 0,4$ для составов $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x=0; 0,01; 0,03$) и $t \leq 0,5$ для $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ эта зависимость представляет собой прямую линию, наклон которой дает величину γ . Значения γ (с точностью до $\pm 0,1$) исследованных составов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Критические индексы спиновых стекол

Состав СС	γ	β	δ	Метод исследования	Ссылка
	1	1	2	Теория среднего поля	[22, 37—41]
				Монте-Карло-моделирование изинговской трехмерной системы	[42]
	$2,9 \pm 0,3$	0,5		($\pm J$ -модель)	
	3	0,45		($\pm J$ -модель)	[43, 44]
	3,12	0,4		(гауссово распределение)	[43, 44]
Аморфный $\text{Al}_2\text{O}_3\text{MnOSiO}_2$ (40, 10, 50 мол. % Mn)	$3,8 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$4,5 \pm 0,5$	Измерения нелинейной восприимчивости	[45]
AgMn (10,6% Mn)	1	2		то же	[46]
AuFe (1,5% Fe)	$1,0 \pm 0,2$	0,9	$2,0 \pm 0,2$	»	[47]
$x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x) \times$ $\times \text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$	$\left\{ \begin{array}{l} x=0 \\ x=0,01 \\ x=0,03 \end{array} \right.$	$1,2 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,1$	»
$1,2 \pm 0,1$		$1,2 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,1$	[20, 27]	
$1,1 \pm 0,1$		$1,1 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,1$		
$\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$	$3,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	$4,8 \pm 0,1$	»	[30]
Другие соединения — СС	$2,1 \div 4,6$	$0,38 \div 1,4$	$2 \div 10$	»	[20]

Критический индекс δ был определен из полевой зависимости нелинейной восприимчивости при $T = T_f$. Действительно, как следует из скейлинговых соотношений (5) и (7), при $t=0$ имеем

$$\chi_{nl} = g_3 H^{2/\delta} \quad (10)$$

На рис. 9 зависимость χ_{nl}/χ_0 от H в двойном логарифмическом масштабе представлена для составов $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с $x=0; 0,01; 0,03$; видно, что графики имеют начальные прямолинейные участки, переходящие затем в кривые. Очевидно, правильные значения $2/\delta$ получаются для более низких полей. Как видно из рис. 9, переход к нелинейной зависимости $\lg(\chi_{nl}/\chi_0)$ от $\lg H$ происходит в полях от 30 Э (состав с $x=0$) до 35 Э (составы с $x=0,01$ и $0,03$), т. е. скейлинговые соотношения выполняются в области полей, где наблюдается линейная зависимость. Для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ указанный переход происходит в полях, превышающих 50 Э. В критических полях изменение нелинейной восприимчивости изученных составов составляет $\sim 0,5\chi_0$, т. е. примерно столько же, сколько в магнитноконцентрированном СС CsNiFeF_6 [48]. Критический индекс δ , определенный по наклону

начального участка зависимостей $\lg(\chi_{nl}/\chi_0)$ от $\lg(H)$, с точностью не хуже $\pm 0,1$ для указанных выше составов представлен в табл. 1. Критический индекс β был определен для них из скейлингового соотношения

$$\beta = \frac{\gamma}{\delta - 1}. \quad (11)$$

Его значения также приводятся в табл. 1. В качестве примера на рис. 10 для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ в двойном логарифмическом масштабе представлена скейлинговая функция $g(X)$ из соотношения (4). Экспериментальные точки в области температур $t < 0,5$ и полей до 50 Э удовлетворительно ложатся на одну кривую. При построении графика

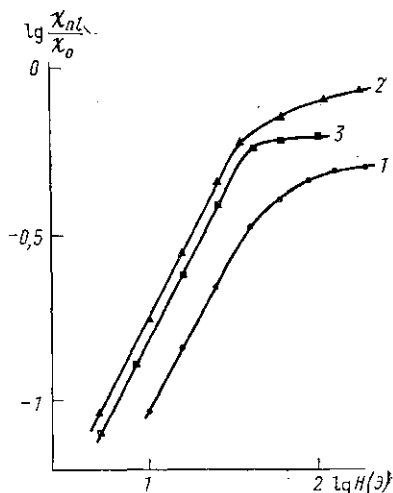


Рис. 9. Полевая зависимость χ_{nl}/χ_0 в двойном логарифмическом масштабе при температуре замораживания T_f , определенной по максимуму χ_{nl} для составов $x\text{Cu}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с $x=0$ (1); 0,01 (2) и 0,03 (3)

ка $g(X)$ взяты следующие значения: $T_f = 6,3$ К, $\beta = 1$ и $\gamma = 3,9$. При больших значениях X скейлинговая функция должна стремиться к пределу $X^{1/\delta}$ (см. (7)); как видно из рис. 10, $1/\delta \approx 1/5$, т. е. $\delta \approx 5$, что хорошо согласуется с приведенным в табл. 1 значением 4,8, полученным из соотношения (10).

В табл. 1 также приводятся значения критических индексов, полученных по теории среднего поля [22, 37—41] и из численного моделирования трехмерной изинговской системы по методике Монте-Карло [42—44]. Здесь же приводятся экспериментально полученные значения критических индексов для ряда СС. Видно, что экспериментальные значения критических индексов лежат в следующих пределах: $2,1 \leq \gamma \leq 4,6$; $0,38 \leq \beta \leq 1,4$; $2 \leq \delta \leq 10$. Полученные нами значения критических индексов для составов системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, как видно из табл. 1, близки к полученным в теории среднего поля и в СС AgMn по данным работы [46] и AuFe по данным [47]. В то же время они значительно отличаются от величин, полученных для ряда других СС, в том числе и для AgMn , по данным [49—52] и из численного моделирования трехмерной изинговской системы по методике Монте-Карло.

В отличие от материалов с дальним магнитным порядком, например ФМ, в СС значения критических индексов изменяются при переходе от соединения к соединению. Одной из возможных причин расхождения полученных значений является различие областей температур и полей, использованных в экспериментах. Например, Барбара и Малоземов [53] использовали при вычислении критических индексов экспериментальные точки вплоть до $t=2$. Бушиат [49] приводит значения γ для $10^{-2} \leq t \leq 10^{-1}$ и указывает, что при больших значениях t величина γ изменяется. По мнению Барбары и Малоземова, отличие экспериментально определенных критических индексов от предсказываемых теорией среднего поля вызвано тем, что в спиновых стеклах нельзя пренебрегать флуктуациями локальных полей, так как их сред-

ние значения малы из-за конкуренции между обменными взаимодействиями. Другая причина, по их мнению, — это большой размер критической области, в особенности в перколяционной модели СС [3].

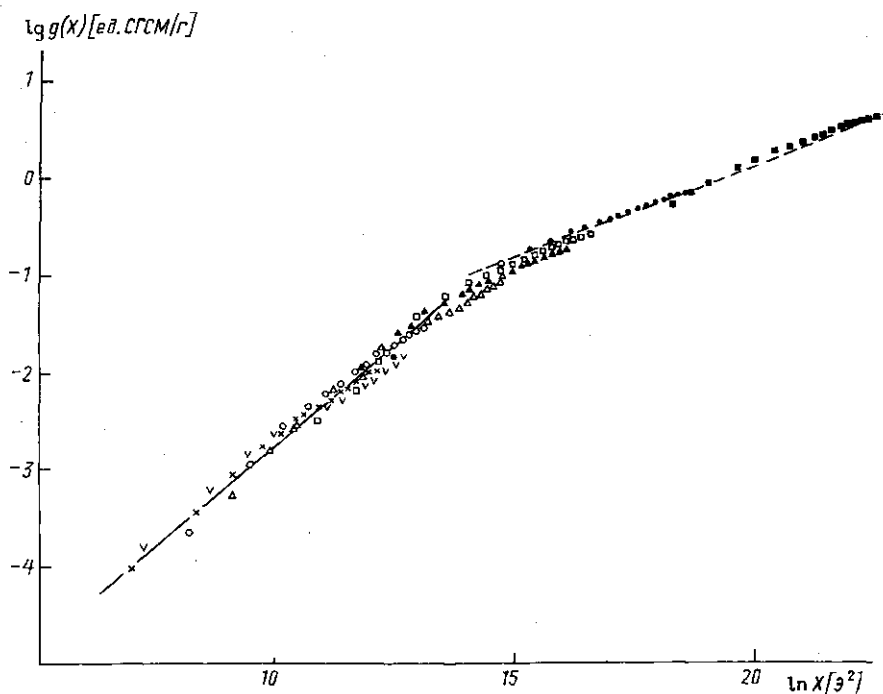


Рис. 10. Скейлинговая функция $g(X) = \chi_{nl}/t^\beta$ для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ в зависимости от $X = H^2/t^{\beta+\gamma}$ в двойном логарифмическом масштабе для значений $T_f = 6,3$ К; $\beta = 1$; $\gamma = 3,9$; $\delta = 4,8$. Сплошная прямая указывает начальный наклон графика функции $g(X)$, равный 0,4; штриховая прямая соответствует асимптотике этой функции при $X \rightarrow \infty$, тангенс угла наклона которой равен 1/5

По нашему мнению, при определении критических индексов очень важно правильно определить температуру фазового перехода. Известно, что в СС температура замораживания зависит от частоты, на которой проводятся измерения, и до сих пор не существует единого мнения о наличии самого фазового перехода в СС [3]. В то же время значение T_f в работах, перечисленных выше, определялось различными методами в присутствии магнитного поля и время измерения было конечным.

В нашей работе в отличие от перечисленных выше работ температура замораживания определялась по максимуму χ_{nl} , как рекомендуется делать в теории среднего поля [21—23]. Кроме того, мы работали в очень узкой критической области $t \leq 0,4$ и $H \leq 35$ Э. По-видимому, это и позволило нам получить значения критических индексов γ , δ , β и скейлинговую функцию $g(X)$, близкие к предсказанным в теории среднего поля, что можно рассматривать как подтверждение существования фазового перехода в составах СС системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

Однако для СС $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ величины критических индексов γ , β и δ отличаются от рассчитанных по теории среднего поля и при

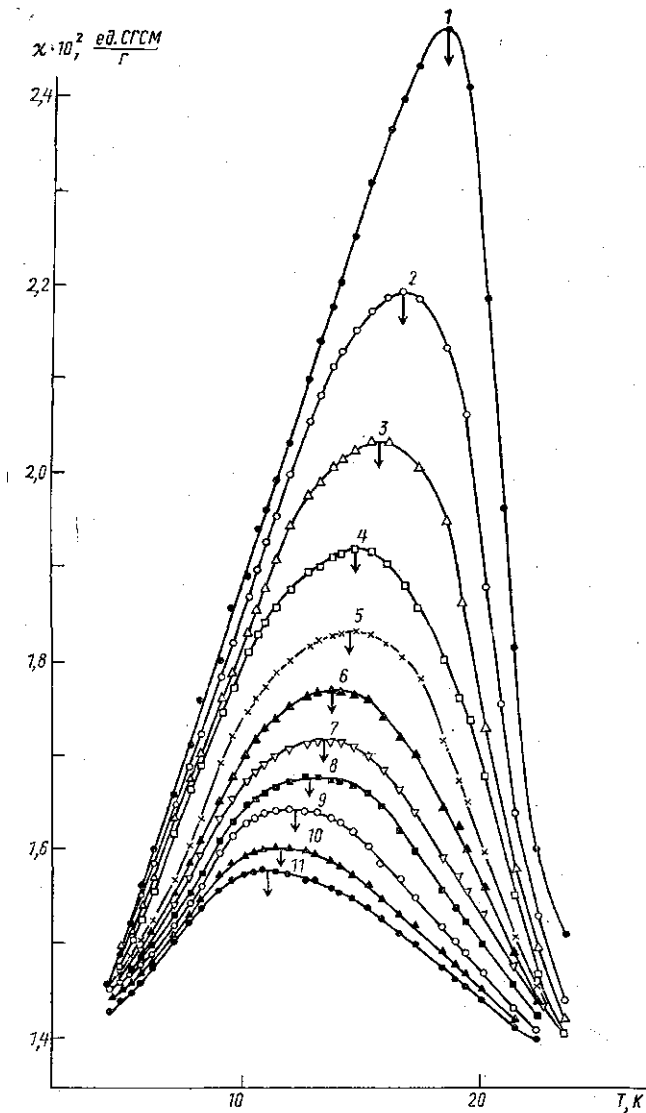


Рис. 11. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ в переменном магнитном поле $H \sim 2,5$ Э частоты 380 Гц и влияние на нее постоянного магнитного поля: $H = 0$ (1); 4,6 (2); 9,2 (3); 13,8 (4); 18,4 (5); 23 (6); 27,6 (7); 32,2 (8); 36,8 (9); 41,4 (10) и 46 Э (11). Стрелками показана температура T_f

указанном выше численном моделировании. В то же время они лежат в пределах критических индексов для других СС и наиболее близки к полученным для аморфного алюмосиликата марганца (см. табл. 1). Отличие критических индексов в данном СС от предсказываемых теорией среднего поля и полученных для составов $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, возможно, связано с большим размером критической области ($t \leq 0,5$, $H \leq 50$ Э), чем в $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Возможно также, что в этом соединении имеются большие флуктуации локальных полей, чем в составах СС системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

Нами также исследовано влияние постоянного магнитного поля на температуру замораживания T_f' , определенную по максимуму начальной восприимчивости, измеренной в переменном магнитном поле. На рис. 11 в качестве примера представлена зависимость $\chi(T)$ и действие на нее постоянного магнитного поля H , приложенного параллельно переменному для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Показанное на рис. 11 поведение $\chi(T, H)$ характерно и для других исследованных составов. Из рис. 11 видно, что при возрастании величины постоянного поля χ_{max} уменьшается, а сам максимум смещается в сторону более низких температур. На рис. 12 в двойном логарифмическом масштабе представ-

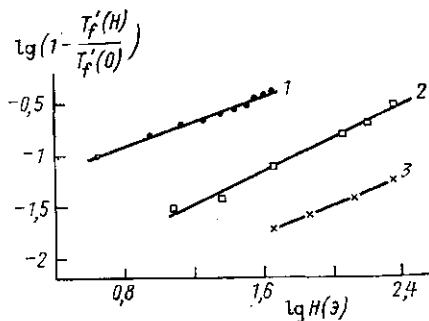


Рис. 12

Рис. 12. Зависимость $\{1 - T_f'(H)/T_f'(0)\}$ от H в двойном логарифмическом масштабе для соединений $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ (1), $\text{Cu}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (2) и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (3)

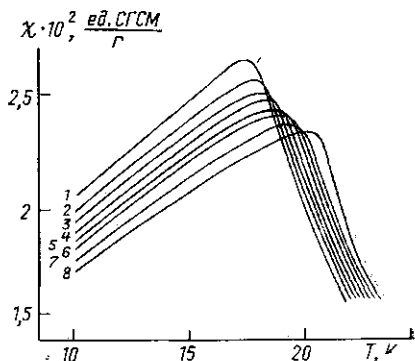


Рис. 13

Рис. 13. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, полученная при разных частотах переменного поля: $\omega = 70$ (1), 130 (2), 210 (3), 380 (4), 800 (5), 1000 (6), 3000 (7) и 8000 Гц (8)

лена зависимость $\{1 - [T_f'(H)/T_f'(0)]\}$ от H для ряда изученных составов. Видно, что для каждого состава точки удовлетворительно ложатся на прямые линии, при этом тангенс угла наклона равен 0,66 для $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, 0,79 для $\text{Cu}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и 0,61 для $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, что очень близко к показателю степени $2/3$ в соотношении Алмейды—Таулесса (3). Таким образом, нами получено еще одно доказательство существования фазового перехода СС—ПМ в изучаемых СС.

4. Динамика СС-замораживания

Во всех исследованных нами СС температура замораживания T_f' , определенная по максимуму начальной восприимчивости в переменном магнитном поле, зависит от частоты ω этого поля (рис. 13). Измерения T_f' проводились в области частот до 8 кГц. Оказалось, что величины T_f' изученных составов СС обладают довольно высокой частотной чувствительностью; например, в системе $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ для составов с $0 \leq x \leq 0,05$ величина $G = (\Delta T_f') / (T_f' \Delta \lg \omega) \approx 0,05 - 0,08$, а для составов с $x = 0,1$ она равна 0,16; для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ $G = 0,07$. Известно, что величины G сильно различаются для разных СС: так в типичных СС CuMn и AgMn $G \approx 6 \cdot 10^{-3}$; для AuFe $G \approx 0,010 - 0,015$ [54, 55] и для PdMn $G \approx 0,015$ [56]. В то

же время наблюдалась и очень высокая величина G , например в $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Al}_2$ $G \approx 10^{-1}$ [57]. Частотная чувствительность T_f' составов с $x=0 \div 0,05$ системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{1/2}\text{Me}_{1/2}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ примерно на порядок выше, чем в СС CuMn и AgMn , и в несколько раз больше, чем у СС AuFe и PdMn ; она примерно такая же, как у СС $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ [58], хотя и меньше, чем у СС $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Al}_2$. Для составов с $x=0,1$ рассматриваемой системы она выше и близка к величине G для $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Al}_2$. Таким образом, в изученных нами СС наблюдается довольно высокая частотная чувствительность величины T_f' , что по упрощенной суперпарамагнитной модели СС свидетельствует о ФМ-взаимодействии внутри кластеров [59, 60].

Как говорилось во введении, во всех известных в настоящее время СС, за исключением AgMn [19], наблюдается частотная зависимость T_f' . Однако оказалось, что в реальных СС время релаксации τ в районе температуры замораживания возрастает быстрее, чем по закону Аррениуса (2), и в ряде случаев подчиняется эмпирическому закону Вогеля—Фульчера [61]:

$$\tau = \frac{1}{\omega} = \tau_0 \exp \left\{ \frac{E}{k(T_f' - T_0)} \right\}. \quad (12)$$

Существует мнение, что величина T_0 в этом законе свидетельствует о кооперативности спинов ниже T_0 [62]. Поскольку время релаксации τ расходится при $T=T_0$, в ряде работ на основании этого полагалось, что T_0 — точка фазового перехода СС—ПМ. Однако если при некоторой температуре T^* наблюдается фазовый переход, то время релаксации флуктуаций намагниченности испытывает в T^* критическое замедление. Эта величина связана с корреляционной длиной Эдварда—Андерсона $\xi_{\text{ЭА}}$ соотношением [63]

$$\frac{\tau}{\tau_0} \propto \xi_{\text{ЭА}}^z, \quad (13)$$

где z — динамический индекс.

Известно, что при $H=0$ и $T \geq T^*$

$$\xi_{\text{ЭА}} \propto \left(\frac{T - T^*}{T} \right)^{-\nu}, \quad (14)$$

где ν — критический индекс $\xi_{\text{ЭА}}$. Подставляя (14) в (13), получаем степенной закон для τ :

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{T}{T - T^*} \right)^{z\nu}. \quad (15)$$

Здесь τ_0 — характеристическое время релаксации, т. е. самое короткое среднее время релаксации системы, равное

$$\tau_0 \approx \frac{\hbar}{kT^*}. \quad (16)$$

Для реальных СС с температурой замораживания 1—10 К эта величина порядка $\sim 10^{-12}$ с. Предпринятое Огиевским [42] численное моделирование по методу Монте-Карло изинговского СС с $T^* \neq 0$ ($\pm J$ -модель, трехмерный случай) дало значение $z\nu = 7,2 \pm 1$.

Биндер и Янг [64] предложили альтернативную гипотезу, в которой температура фазового перехода СС—ПМ полагалась равной нулю. Они постулировали, что в этом случае

$$\ln(\tau/\tau_0) \propto \xi_{3A}, \quad (17)$$

и получили при $H=0$

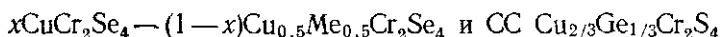
$$\ln(\tau/\tau_0) = T^{-zv}. \quad (18)$$

Соотношение (18) называют обобщенным законом Аррениуса.

Предпринятое авторами [64] численное моделирование по методу Монте-Карло изинговской системы ($\pm J$ -модель) дало значения $zv=2$ для двумерного случая и $zv=4$ — для трехмерного.

В последнее время появился ряд работ, в которых зависимость $T_f'(\omega)$ реальных СС сравнивается с тремя законами: Вогеля—Фульчера (12), степенным законом (15) и обобщенным законом Аррениуса (18). Например, в СС $\text{Eu}_{0,4}\text{Sr}_{0,6}\text{S}$ по данным [65] для τ удовлетворительно выполняется как степенной закон при $T^*=1,5$ К ($\tau_0=2 \cdot 10^{-7}$ с, $zv=7,2$), так и логарифмический при $T^*=0$ К ($\tau_0=10^{-5}$ с, $zv=8$). Еще меньшая величина $\tau_0=2 \cdot 10^{-8}$ с ($zv=10,6$) получена в [66] из аппроксимации зависимости $T_f'(\omega)$ степенным законом при $T^*=1,54$ К. Подобные исследования проведены, например, для СС $\text{CdCr}_{1,7}\text{In}_{0,3}\text{S}_4$ [67, 68], $\text{Cd}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Te}$ [69], аморфных сплавов $(\text{Fe}_{0,15}\text{Ni}_{0,85})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ [70] и $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{SiO}_{12}$ [71], для которых справедливы степенной закон, и FeTiO_5 [72], для которого оказались справедливыми все три закона.

В данной работе проведено сравнение данных по частотной зависимости T_f' для СС-составов



с описанными выше законами. Результаты этой подгонки представлены в табл. 2. Там же приводятся значения температуры замораживания, определенной по максимумам χ_{nl} и начальной восприимчивости, измеренной в постоянном магнитном поле (χ_n). Подгонка производилась следующим образом. Для каждого состава строились в логарифмическом масштабе экспериментальные зависимости (2), (12), (15), (18), причем в (15) и (18) подставлялись значения $T=T_f'$. Для степенного закона и закона Вогеля—Фульчера в качестве T_0 и T^* подставлялись температуры замораживания, определенные по максимуму χ_{nl} и по максимуму χ_n , а также еще несколько произвольно выбранных температур, лежащих вблизи двух указанных. Из построенных зависимостей отбирались те прямые, на которые удовлетворительно ложатся экспериментальные точки, затем из этих зависимостей определялись величины τ_0 , zv и E_a . В случае обобщенного закона Аррениуса подгоночной величиной было τ_0 . В табл. 2 представлены значения τ_0 , zv , E и E_a , определенные из самых удачных подгоночных прямых для каждого закона, а на рис. 14 — наиболее удачные подгоночные прямые для состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$.

Как видно из табл. 2, для большинства исследованных составов хорошо выполняется закон Вогеля—Фульчера, причем у составов, для которых исследовано χ_{nl} , в качестве T_0 выступает либо температура T_f , определенная по максимуму χ_{nl} (составы $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с $x=0,01$ и $0,03$), либо величина, близкая к ней, но меньшая, чем T_f' , определенная по максимуму χ_n ($\text{Me}=\text{In}$, $x=0$). Для составов с $x=0,05$ ($\text{Me}=\text{In}$, Ga) величина T_0 меньше T_f' ,

Подгонка зависимости $T_f'(\omega)$ под разные законы*

Состав	Температура замораживания, определенная по максимуму		Закон Аррениуса		Обобщенный закон Аррениуса		Степенной закон			Закон Вогеля—Фульчера		
	χ_{n1}, K	χ_n, K	τ_0, c	$E, \text{мэВ}$	τ_0, c	zv	τ_0, c	zv	T^*, K	τ_0, c	$E_d, \text{мэВ}$	T_0, K
$x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$												
Me = In $x = 0$	5	5,8	$6,6 \cdot 10^{-11}$	13	10^{-12}	2,0	$5,4 \cdot 10^{-11}$	46,6	5	<u>$4,64 \cdot 10^{-13}$</u>	<u>8,36</u>	<u>5,5</u>
0,01	5,5	6	$1,8 \cdot 10^{-10}$	14	10^{-12}	1,93	$2,56 \cdot 10^{-13}$	27,6	6	<u>$1,39 \cdot 10^{-12}$</u>	<u>9,26</u>	<u>5,5</u>
0,03	6,3	8,5	$1,1 \cdot 10^{-21}$	39	10^{-12}	2,18	<u>$2,57 \cdot 10^{-12}$</u>	<u>12,9</u>	8,5	<u>$8,4 \cdot 10^{-12}$</u>	<u>1,44</u>	<u>6,3</u>
0,05		9,5	$1,1 \cdot 10^{-23}$	47	$3,45 \cdot 10^{-12}$	2,5	$3,81 \cdot 10^{-13}$	14,9	9	<u>$1,38 \cdot 10^{-12}$</u>	<u>8,3</u>	<u>7</u>
0,1		10,9	$6,7 \cdot 10^{-13}$	14	$3,85 \cdot 10^{-13}$	0,93	$8,42 \cdot 10^{-10}$	17	9,3	$4,16 \cdot 10^{-9}$	8,92	8
Me = Ga $x = 0,05$		8,6	$2,4 \cdot 10^{-15}$	13	10^{-10}	2,17	$8,4 \cdot 10^{-11}$	13,7	8,6	<u>$4,18 \cdot 10^{-10}$</u>	<u>5,43</u>	<u>6,5</u>
0,1		10	$7,7 \cdot 10^{-10}$	14			$1,7 \cdot 10^{-9}$	15,6	8,6			
$\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$	6,3		$2,2 \cdot 10^{-18}$	50,2	10^{-12}	1,47	$2,8 \cdot 10^{-12}$	28,6	9	<u>$7 \cdot 10^{-11}$</u>	<u>22,2</u>	<u>6,3</u>

* Результаты лучших подгонок подчеркнуты.

определенной по максимуму χ_n . Степенной закон (15) вряд ли применим к указанным СС, поскольку в этом случае получается нереально большая величина zv ; ее минимальное значение 12,9 получено для состава с $x=0,03$ ($Me=In$); для других составов, как видно из табл. 2,

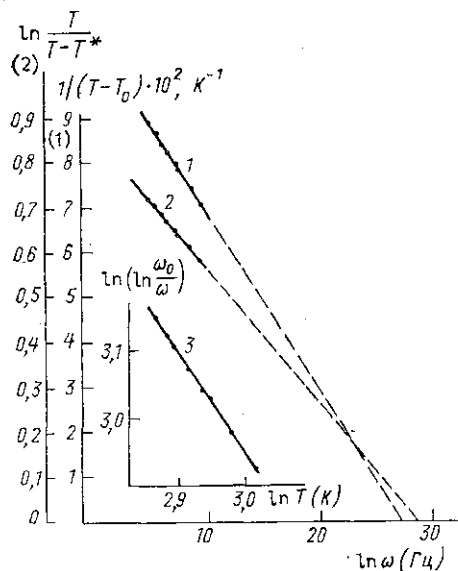


Рис. 14. Время релаксации, рассчитанное по формуле (12) — прямая 1, (15) — 2 и (18) — 3 в двойном логарифмическом масштабе для наиболее удачных подгоночных параметров T_0 , T^* , τ_0 , zv и E_a для соединения $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$

она еще выше. В то же время, по оценкам Огиельского, как говорилось выше, $zv=7,2$. В случае обобщенного закона Аррениуса величина zv , наоборот, оказывается ниже предсказываемого Биндером и Янггом значения $zv=4$. Для лучшего варианта подгонки ($Me=In$, $x=0,05$) получено $zv=2,5$, что значительно ниже, чем 4. Для составов с $x=0,1$ ($Me=In, Ga$) ни один из указанных выше трех законов не выполняется, но лучше всего подходит закон Аррениуса.

Таким образом, в настоящей работе показано, что для полупроводниковых СС $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$ и твердых растворов состава $xCuCr_2Se_4 - (1-x)Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ ($Me=In, Ga$) частотная зависимость T_f' подчиняется закону Вогеля—Фульчера. В качестве постоянной T_0 в законе Вогеля—Фульчера выступает температура, близкая или равная температуре перехода в статическом скейлинге. Это указывает на то, что здесь имеет место фазовый переход СС—ПМ. Однако для составов с большими значениями x (0,1), по-видимому, подобного фазового перехода не существует, поскольку частотная

зависимость T_f' для таких составов подчиняется закону Аррениуса.

Выполнение закона Вогеля—Фульчера для $T_f'(\omega)$ с постоянной T_0 , равной или очень близкой к температуре замораживания, полученной из статического скейлинга, говорит в пользу существования фазового перехода СС—ПМ в изученных нами СС $Cu_{2/3}Ge_{1/3}Cr_2S_4$ и $xCuCr_2Se_4 - (1-x)Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ ($Me=In, Ga$; $0 \leq x \leq 0,05$). Однако в последнем соединении с большими значениями x (0,1), по-видимому, подобного фазового перехода не существует, поскольку частотная зависимость T_f' для них подчиняется закону Аррениуса.

5. Особенности электрических и гальваномагнитных свойств в районе T_f

Как говорилось во введении, рассматриваемые в данной статье СС обладают полупроводниковым типом проводимости [28—30]. В качестве примера на рис. 15 и 16, а приводится зависимость логарифма удельного электросопротивления ρ от $1/T$ ряда образцов. Как видно из этих рисунков, вблизи T_f наблюдается перегиб кривых $\lg \rho(10^3/T)$. Оказалось, что энергия активации проводимости E_a , рассчитанная из этих кривых, возрастает примерно на порядок при пере-

ходе от температурной области СС к ПМ, а для состава $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ даже наблюдается максимум E_a в районе T_f (вставка на рис. 15). Как показали измерения коэффициента термоэдс в интервале температур от 77 до 400 К, проводимость изученных составов p -типа.

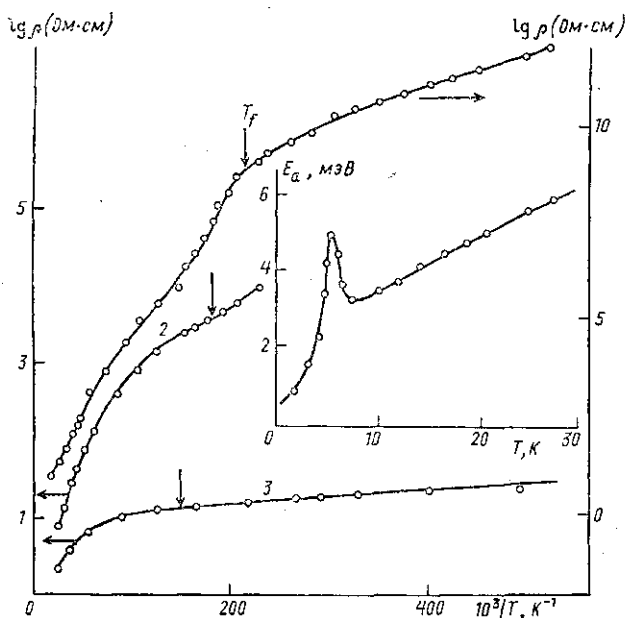


Рис. 15. Зависимость логарифма удельного электросопротивления ρ от $1/T$ образцов с $x=0$ (1); 0,01 (2) и 0,03 (3) системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4-(1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$. На вставке — температурная зависимость энергии активации E_a образца с $x=0$. Стрелками показана температура замораживания T_f

На рис. 17 представлена зависимость магнетосопротивления (МС) $\Delta\rho/\rho(T)$ составов $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Это продольное МС. Мы измеряли также и поперечное МС. Оказалось, что оно также отрицательно и имеет примерно такую же величину, т. е. в полях $0,5 \text{ кЭ} \leq H \leq 40 \text{ кЭ}$, где проводились измерения, МС изотропно. Из рис. 17, а видно, что МС соединения $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ проходит через минимум при температуре $T=6,2 \text{ К}$, что практически совпадает с температурой замораживания $T_f=6,3 \text{ К}$, определенной по максимуму на температурной зависимости χ_{nl} . Обращает на себя внимание очень большое максимальное значение величины $|\Delta\rho/\rho|$: так, в поле 30 кЭ $|\Delta\rho/\rho|_{\text{max}}=75\%$. Аналогичная зависимость $\Delta\rho/\rho(T)$ наблюдалась и для $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, а величина $|\Delta\rho/\rho|_{\text{max}}$ была еще больше: 88% в поле 40 кЭ, однако минимум был более широким и размытым (рис. 17, б). Такой же характер имеют кривые $\Delta\rho/\rho(T)$ и для составов с $x=0,01$ и 0,03 системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4-(1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, однако по мере увеличения x $|\Delta\rho/\rho|_{\text{max}}$ падает. Так, для состава с $x=0,01$ $|\Delta\rho/\rho|_{\text{max}}=56\%$, а для состава с $x=0,03$ — уже всего 5,2%. В составах с $x=0,03$ и 0,05 системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4-(1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ мы также наблюдали гигантское отрицательное МС, его абсолютная величина оказалась даже больше, чем в СС-составах индиевой системы, и была близка к 100% в области наиболее низких исследованных температур. Величина $|\Delta\rho/\rho|$ этих образцов резко возрастает с понижением температуры вплоть до $T=1,8 \text{ К}$ для $x=0,03$ и до $T=4,2 \text{ К}$ для $x=0,05$ и не обнаруживает максимума в T_f .

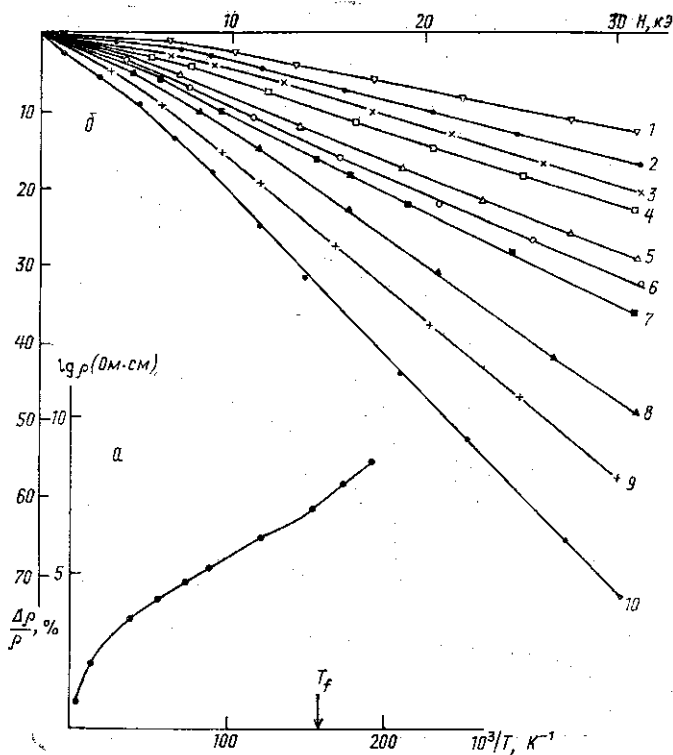


Рис. 16. Температурная зависимость удельного электросопротивления $\rho(T)$ (а) и изотермы магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho(H)$ (б) соединения $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ для различных температур: $T=5,6$ К (3); 5,8 (8); 6,2 (10); 8,3 (7); 9,4 (6); 11,5 (5); 13,9 (4); 20,9 (2); 26,4 (1); 6,6 (9). Стрелкой обозначена температура замораживания T_f

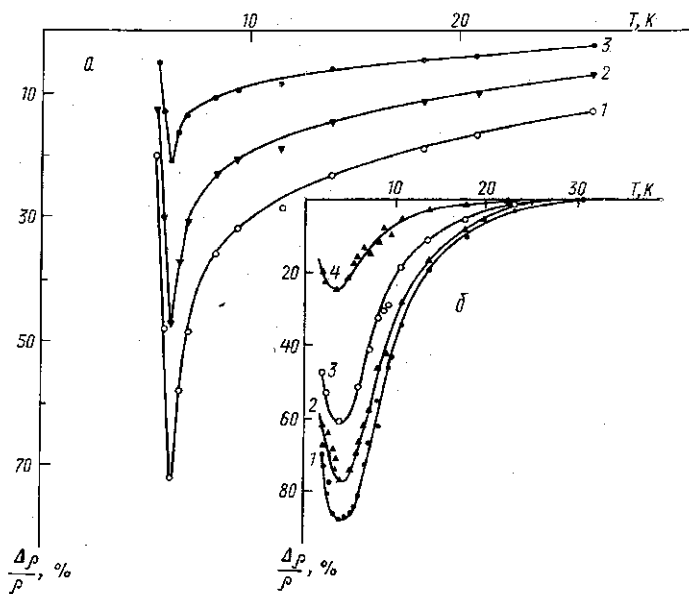


Рис. 17. Температурная зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho(T)$ в различных магнитных полях: $H=30$ (1), 20 (2) и 10 кЭ (3) состава $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ (а) и $H=40$ (1), 20 (2), 10 (3) и 3 кЭ (4) состава $\text{Cu}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (б)

Изотермы $\Delta\rho/\rho(H)$ всех изученных образцов не насыщаются вплоть до максимальных полей, где проводились измерения. Это хорошо видно из рис. 16, б, где в качестве примера приведены указанные зависимости для $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

Итак, в рассмотренных хромхалькошпинелидных СС в районе температуры замораживания наблюдается гигантское отрицательное изотропное МС, причем в большинстве составов в T_f имеет место максимум $|\Delta\rho/\rho|$. Такой максимум обычно наблюдается в легированных магнитных полупроводниках в районе температуры магнитного упорядочения. Эта первая работа, в которой свойства СС оказались связанными со спецификой физики магнитных полупроводников. До сих пор единственным транспортным свойством СС, которое имело ясную особенность в районе T_f (максимум) был аномальный эффект Холла [73—76]. В нашей работе обнаружено второе такое транспортное свойство. Это удивительно, поскольку при измерении МС и эффекта Холла прикладываются большие поля, в которых, как правило, максимум на кривых восприимчивости уже подавлен. Очевидно, эти аномалии указывают на существенную перестройку спиновой системы в T_f .

6. Природа состояния СС

Состояние СС в рассматриваемых соединениях объясняется особенностями их кристаллической структуры. Как говорилось в п. 2, данные нейтронографических и рентгеновских исследований соединения $\text{Ga}_{2/3}\square_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ свидетельствуют о кристаллографическом упорядочении в тетраэдрической подрешетке по типу 2:1 между ионами Ga^{3+} и \square . Похожее упорядочение, но по типу 1:1, наблюдалось между ионами Cu^{1+} и In^{3+} в СС $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [32—34]. Из-за малой разности факторов атомного рассеяния Cu , Ga и Ge данные нейтронной и рентгеновской дифракции не позволяют установить указанное кристаллографическое упорядочение в соединениях $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$; оно было установлено с помощью ИК-спектроскопии [30, 77]. Это кристаллографическое упорядочение приводит к различию расстояний $\text{Ga}^{3+}-\text{S}$ и $\square-\text{S}$ в $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, $\text{Cu}^{1+}-\text{Se}$ и $\text{Me}^{3+}-\text{Se}$ в $\text{Me}_{0,5}\text{Cu}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и $\text{Cu}^{1+}-\text{S}$ и $\text{Ge}^{4+}-\text{S}$ в $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Вследствие этого каждый из ионов Cr^{3+} , занимающих октаэдрические узлы решетки, находится ближе к одной тройке своих ближайших соседей, чем к другой. Например, эти расстояния составляют 2,51 и 2,53 Å в $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и 2,40 и 2,44 Å в $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$.

Похожая картина наблюдалась ранее в соединении $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{S}_4$, где были кристаллографически упорядочены ионы Cu^{1+} и In^{3+} в тетраэдрической подрешетке. Из-за различия расстояний каждого иона Cr^{3+} до ближайшей и более удаленной троек первых соседей — ионов Cr^{3+} , в этом соединении наблюдался АФМ-порядок следующего типа [32, 78, 79]: спин каждого иона Cr^{3+} ферромагнитно взаимодействует со спинами трех более дальних ионов Cr^{3+} , с которыми он образует ФМ-тетраэдр, и антиферромагнитно — с результирующим спином трех оставшихся ионов Cr^{3+} , входящих в соседние ФМ-тетраэдры. Таким образом, результирующие спины ФМ-тетраэдров образуют гранецентрированную кубическую решетку Браве с АФМ-упорядочением 1-го рода ниже $T_N=35$ К. Однако, как было показано в [80], выше T_N дальний АФМ-порядок исчезает, тогда как ближний магнитный порядок сохраняется и это соединение становится спиновым стеклом. Состояние СС в этом соединении объяснено в [80]

фрустрацией связей. Известно, что фрустрация связей в решетках определенного типа может приводить к состоянию СС. Гранцентрированная решетка с АФМ-взаимодействиями между ближайшими соседями, много большими, чем взаимодействия с соседями, следующими за ближайшими, — одна из таких решеток. Анализ по методу Монте-Карло показал возможность существования состояния СС в такой решетке с высокой кратностью вырождения [81, 82] и конечной энтропией при $T=0$ [83, 84].

Похожая схема обменных взаимодействий, очевидно, наблюдается и в соединениях $\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Однако в отличие от $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{S}_4$, где преобладают АФМ-взаимодействия (парамагнитная температура Кюри $\Theta = -56$ К), в них преобладают ФМ-взаимодействия ($\Theta = 97$ К для $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, 102 К для $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, 10 К для $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и 265 К для $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$), что в сочетании с неполным кристаллографическим порядком в тетраэдрической подрешетке приводит к состоянию СС при $T \geq 4,2$ К (наинизшей температуре измерений). Так, например, степень указанного порядка составляла 87% в $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и 95% в $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$.

Замещение небольшой части ионов Ga ионами Cu в твердых растворах $x\text{CuCr}_2\text{S}_4 - (1-x)\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ или ионов Me ионами Cu в $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ не повышает кристаллографический порядок, а наоборот, понижает его. Поэтому при легировании соединений $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ионами Cu^{2+} (а добавки CuCr_2S_4 и CuCr_2Se_4 можно рассматривать как легирование указанных соединений ионами Cu^{2+}) состояние СС должно сохраниться и стабильность его должна повыситься. Действительно, температура замораживания растет с увеличением x (см. табл. 2). Растет и величина парамагнитной температуры Кюри, например в системе $x\text{CuCr}_2\text{S}_4 - (1-x)\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ она увеличивается от 10 до 40 К при возрастании x от 0 до 0,4, что отражает рост ФМ-характера обмена при повышении содержания меди.

Однако все изученные в данной работе СС, как легированные ионами Cu^{2+} , так и нелегированные, являются кластерными СС. Об этом свидетельствуют следующие описанные выше опытные факты. 1. Зависимость магнитных свойств от термомагнитной истории образца наблюдается значительно выше T_f' . Например, из рис. 2 видно, что различие между намагниченностями образца, охлажденного в поле и без поля, сохраняется при температуре выше T_f (в области $T \geq 2T_f$); примерно в такой же области температур выше T_f сохраняется разница между TRM и IRM (вставка к рис. 3). 2. Наблюдается частотная зависимость T_f' , которая предполагает существование магнитных кластеров. Выполнение закона Вогеля—Фульчера для зависимости $T_f'(\omega)$ указывает на то, что при температуре фазового перехода $T_f = T_0$ вследствие взаимодействия кластеров образуется бесконечный кластер, лишенный магнитного момента (перколяционная модель СС [85—87]). 3. Величина потенциального барьера E_a из закона Вогеля—Фульчера оказалась одного порядка с энергией активации проводимости (п. 5 и табл. 2). Последнее обстоятельство позволяет предположить, что, по-видимому, в указанных полупроводниках рост χ при понижении T в районе T_f обусловлен не только ослаблением теплового движения моментов кластеров и увеличением их размеров, но и увеличением их числа вследствие перехода электронов (или дырок) из токовых в бестоковые состояния с образованием новых кластеров типа примесных ферронов [88]. О наличии примесных ферронов свидетельствует гигантское отрицательное МС, наблюдавшееся в данных соединениях [29]. В пользу существования примесных ферронов говорит и возрастание Θ с увели-

чением x , отражающее рост ФМ-характера обмена, так как количество ферронов возрастает с увеличением примеси.

Образование примесных ферронов естественно ожидать в легированных ионами Cu^{2+} соединениях $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$; в них дырка примеси выгодно из-за выигрыша в энергии $s-d$ -обмена локализоваться около примеси в созданной ею ФМ-микрообласти. Однако ФМ-кластеры типа примесных ферронов, по-видимому, имеют место и в нелегированных СС $\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Возможно, их наличие вызвано флуктуациями в расположении ионов In , Ga , Ge и Cu из-за неполного кристаллографического порядка в тетраэдрической подрешетке. Очевидно, при полном упорядочении в тетраэдрической подрешетке соединения $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, $\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ являлись бы скомпенсированными полупроводниками. Однако локальные отклонения от указанного упорядочения приводят к образованию магнитных кластеров вокруг этих локальных отклонений с отличным от нуля магнитным моментом. Действительно, в этом случае существуют ситуации, когда по крайней мере два одинаковых иона (меди, галлия, германия и индия) оказываются рядом друг с другом, а значит, знакопеременность обменных взаимодействий между ближайшими ионами Cr^{3+} в этих микрообластях нарушается. С другой стороны, эти два иона меди (или индия, галлия) должны иметь одинаковые валентности $+2$, а ионы германия — валентность $+3$ для сохранения электронейтральности кристалла. Это означает, что они становятся акцепторами в случае Cu^{2+} или донорами в случае In^{2+} , Ga^{2+} и Ge^{3+} и вокруг них возможно образование примесных ферронов. Как показано в [88], радиус и концентрация примесных ферронов зависят от температуры. Именно эта зависимость ответственна за гигантский максимум $|\Delta\rho/\rho|$ в районе точки Кюри в ФМ-полупроводниках. По-видимому, в рассматриваемых СС имеет место подобная картина, поскольку у них при T_f наблюдается аналогичный гигантский максимум $|\Delta\rho/\rho|$.

7. Заключение

В работе показано, что составы $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, $\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($\text{Me}=\text{In}$, Ga) и $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$, а также твердые растворы $x\text{CuCr}_2\text{S}_4-(1-x)\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($0 \leq x \leq 0,4$) и $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4-(1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0 \leq x \leq 0,1$) со шинелеподобной структурой обладают магнитными свойствами, характерными для СС: максимумом начальной восприимчивости при некоторой температуре T_f' , который быстро подавляется небольшим постоянным магнитным полем, зависимостью низкотемпературных свойств от термомагнитной истории образца и от времени и отсутствием спонтанной намагниченности, показанным с помощью метода Белова—Горяги—Аррота. Кроме того, данные нейтронной дифракции для соединений $\text{Ga}_{2/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ показывают отсутствие дальнего магнитного порядка ниже T_f .

Получены следующие экспериментальные доказательства существования фазового перехода СС—ПМ в данных соединениях. С помощью нелинейной восприимчивости χ_{nl} было изучено их критическое поведение, при этом использовались теоретические работы Сузуки, Чалупы и Кацуры [21—23]. В соответствии с их теорией определена температура фазового перехода СС—ПМ T_f как температура максимума на кривой $\chi_{nl}(T)$. Построена функция скейлинга $g(X)$. Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на одну кривую в критической области $H \leq 30 + 50 \text{ Э}$ и $t = (T - T_f)/T_f \leq 0,4 + 0,5$. Определены критические индексы γ , β и δ . Их величины лежат в пределах, полученных для других реальных СС. Температура замораживания T_f' , определенная по максимуму начальной восприимчивости в переменном поле, зависит от частоты этого поля по закону Вогеля—Фульчера, при этом постоянная T_0 в законе Вогеля—Фульчера равна величине T_f , определенной по максимуму χ_{nl} . Выполнение соотношений статического и динамического скейлинга и равенство T_f и T_0 указывает на то, что в данных СС имеет место фазовый переход СС—ПМ.

В пользу существования фазового перехода в указанных соединениях говорит и тот факт, что экспериментальные точки кривых $T_f(H)$ ложатся на линию Алмейды — Таулесса.

Обнаружено, что фазовый переход СС—ПМ проявляется на кривых отрицательного магнетосопротивления СС $\text{Cu}_{2/3}\text{Ge}_{1/3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, а именно в T_f наблюдается максимум $|\Delta\rho/\rho|$. Величина $|\Delta\rho/\rho|_{\text{max}}$ очень большая: $\sim 80\%$ в поле 30 кЭ, причем насыщения на кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ в этом поле еще не достигнуто. Это удивительно, поскольку в таком высоком поле максимум на кривых $\chi(T)$ уже подавлен. Очевидно, аномалия $\Delta\rho/\rho$ в T_f указывает на существенную перестройку спиновой системы в T_f .

Обсуждается природа СС-состояния в указанных соединениях. Это новый класс СС, отличающийся от других СС тем, что в них магнитные ионы Cr^{3+} расположены в решетке регулярно, однако обменные взаимодействия между ними разнополюсные из-за влияния на обмен разновалентных диамагнитных ионов и вакансий тетраэдрической подрешетки. Из-за неполного кристаллографического порядка в тетраэдрической подрешетке между разновалентными ионами Cu^{1+} , In^{3+} , Ga^{3+} , Ge^{4+} и \square в указанных соединениях дальний магнитный порядок не может установиться, и реализуется состояние СС.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Fischer K. H. // Phys. Stat. Solidi. 1983. **B116**, N 2. P. 357. [2] Chowdhury D., Mookerjee A. // Phys. Reports. 1984. **114**, N 1. P. 1. [3] Binder K., Young A. // Rev. Mod. Phys. 1986. **58**, N 4. P. 801. [4] Ford P. J. // Contemp. Phys. 1982. **23**, N 2. P. 141. [5] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // Изв. вузов, Физика. 1984. № 10. С. 23. [6] Гинзбург С. Л. // Физика конденсированного состояния и применение ядерно-физических методов в биологии. Л., 1979. С. 25. [7] Гинзбург С. Л. // Физика конденсированного состояния. Л., 1982. С. 43. [8] Huang C. Y. // J. Magn. and Magn. Mat. 1985. **51**, N 1. P. 1. [9] Chowdhury D. Spin glasses and other frustrated systems. Singapore, 1986. [10] Maletta H., Zinn W. Spin glasses. Amsterdam, 1986. [11] Edwards S. F., Anderson P. W. // J. Phys. F: Metal. Phys. 1975. **5**, N 5. P. 965; 1976. **6**, N 10. P. 1927. [12] Maletta H., Grece-lius G. // J. de Physique. 1976. **37**, N 12. P. C6—645. [13] Maletta H., Felsen W. // Phys. Rev. 1979. **B20**, N 3. P. 1245. [14] Renard J. P., Pommier J., Ferré J., Knorr K. // J. de Physique. 1978. **39**, N 8. P. C6—936. [15] Белов К. П., Королева Л. И., Цветкова Н. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. **31**, N 2. С. 96. [16] Королева Л. И., Нагаев Э. Л., Цветкова Н. А. // ЖЭТФ. 1980. **79**, № 2. С. 600. [17] Белов К. П., Королева Л. И., Цветкова Н. А. и др. // ФТТ. 1981. **23**, № 8. С. 2477. [18] Neel L. // Ann. Geophys. 1949. **5**, N 2. P. 99; Adv. in Phys. 1955. **4**, N 14. P. 191. [19] Dahlberg E. D., Hardiman M., Orbach R., Souletie J. // Phys. Rev. Lett. 1979. **42**, N 6. P. 401. [20] Koroleva L. I., Virovevs T. V. // Phys. Stat. Solidi. 1990. **B157**, N 2. P. 431. [21] Chalupa J. // Solid State Commun. 1977. **22**, N 5. P. 315; **24**, N 6. P. 401. [22] Suzuki M. // Progr. Theor. Phys. 1977. **58**, N 4. P. 1151. [23] Katsura S. // Progr. Theor. Phys. 1976. **55**, N 4. P. 1049. [24] Белов К. П., Королева Л. И., Кузьминых А. И., Усанин С. И. // ФТТ. 1982. **24**, № 5. С. 1298. [25] Belov K. P., Koroleva L. I., Kuzminykh A. I. et al. // Phys. Lett. 1983. **94A**, N 5. P. 235. [26] Королева Л. И., Кузьминых А. И. // ЖЭТФ. 1983. **84**, № 5. С. 1882. [27] Абрамович А. И., Вировец Т. В., Королева Л. И. // ЖЭТФ. 1989. **96**, № 3. С. 1066. [28] Королева Л. И., Кузьминых А. И. // ФТТ. 1984. **26**, № 1. С. 56. [29] Abramovich A. I., Virovevs T. V., Koroleva L. I. // Phys. Lett. 1991. **153A**, N 4/5. P. 248. [30] Королева Л. И., Вировец Т. В., Абрамович А. И., Кеслер Я. А. // ФТТ. 1991. **33**, № 5. С. 1355. [31] Белов К. П. Магнитные превращения. М., 1959. [32] Plumier R., Lotgering F. K., Stapele R. P. // J. de Physique. 1971. **32**, Suppl. N 2—3. P. C1—324. [33] Wilkinson C., Knapp B. M., Forsyth J. B. // J. Phys. C. 1976. **9**, N 21. P. 4021. [34] Plumier R., Sougi M. // Solid State Commun. 1989. **69**, N 4. P. 341. [35] Malozemoff A. P., Imry Y., Barbara B. // Appl. Phys. 1982. **53**, N 11. P. 7672. [36] Barbara B., Malozemoff A. P., Imry Y. // Phys. Rev. Lett. 1981. **47**, N 25. P. 1852. [37] Toulouse G., Gabay M. // J. de Physique Lett. 1981. **42**, N 5. P. 103. [38] Sherrington D., Kirkpatrick S. // Phys. Rev. Lett. 1975. **35**, N 26. P. 1792. [39] Sherrington D. // J. Phys. C: Solid St. Phys. 1975. **8**, N 10. P. L208. [40] Parisi G., Toulouse G. // J. de Physique Lett. 1980. **41**, N 15. P. L361. [41] Vannimenus J., Toulouse G., Parisi G. // J. de Physique. 1981. **42**, N 4. P. 565. [42] Ogielski A. T. // Phys. Rev. 1985. **B32**, N 11. P. 7384. [43] Bhatt R. N., Young A. P. // Phys. Rev. Lett. 1985. **54**, N 9. P. 924. [44] Bhatt R. N., Young A. P. // Phys. Rev. 1988. **B37**, N 10. P. 5606. [45] Hunter G. W., Wenger L. E. // Phys. Rev. 1987. **B36**, N 10. P. 5750. [46] Monod P., Bouchiat H. // J. de Physique Lett. 1982. **43**, N 2. P. L45. [47] Taniguchi T.,

Matsuyma H., Chikazawa S., Miyako V.//J. Phys. Soc. Japan. 1983. 52, N 12. P. 4323. [48] Pappa C., Hammann J.//J. de Physique. 1985. 46, N 4. P. 637. [49] Bouchiat H.//J. de Physique. 1986. 47, N 1. P. 71. [50] Novak M. A., Symko O. G., Zheng D. J.//J. Magn. and Magn. Mat. 1986. 56—57. P. 129. [51] Levy L. P., Ogielski A. T.//Phys. Rev. Lett. 1986. 57, N 26. P. 3288. [52] Mahdjour H., Pappa C., Wendler R., Baberschke K.//Z. f. Phys. 1986. B63, N 3. P. 351. [53] Barbara B., Malozemoff A. P.//J. Less-Common Met. 1983. 94, N 1. P. 45. [54] Holtzberg F., Tholence J. L., Godfrin H., Tournier R.//J. Appl. Phys. 1979. 50, N 3. P. 1717. [55] Zibolt G.//J. Phys. F: Metal Phys. 1978. 8, N 10. P. 229. [56] Mulder C. A. M., Duyhevelde A. J. v., Linden H. W. M. v. d. et al.//Phys. Lett. 1981. A83, N 2. P. 74. [57] Lohneysen H. v., Tholence J. L., Tournier R. J.//J. de Physique. 1978. 39, N 6. P. 922. [58] Maletta H., Felsh W.//Z. f. Phys. 1979. 37, N 1. P. 55. [59] Bean C. P., Livingston J. D.//J. Appl. Phys. 1959. 30, N 4. P. 120S. [60] Hardiman M.//Bull. Amer. Phys. Soc. 1980. 25, N 3. P. 176. [61] Tholence J. L.//Solid State Commun. 1980. 35, N 2. P. 113; Physica 1984. B126, N 2. P. 157. [62] Shtrikman D., Wohlfarth E. P.//Phys. Lett. 1981. A85, N 8/9. P. 467; J. Magn. and Magn. Mat. 1983. 31—34. P. 1421. [63] Hohenberg P. C., Halperin B. I.//Rev. Mod. Phys. 1977. 49, N 3. P. 435. [64] Binder K., Young A. P.//Phys. Rev. 1984. B29, N 5. P. 2864. [65] Bontemps N., Rajchenback J.//Phys. Rev. 1984. B30, N 11. P. 6514. [66] Paulsen C. C., Williamson S. J.//Phys. Rev. Lett. 1987. 59, N 1. P. 128. [67] Vincent E., Hammann J., Alba M.//Solid State Commun. 1986. 58, N 1. P. 57. [68] Ocio M., Hammann J., Refregier Ph., Vincent E.//Physica. 1988. B150, N 3. P. 353. [69] Mauger A., Ferré J., Ayadi M., Nordblad P.//Phys. Rev. 1988. B37, N 15. P. 9022. [70] Sverdlindh P., Lundgren L., Nordblad P., Chen H. S.//Europhys. Lett. 1987. 3, N 2. P. 243. [71] Hamida J. A., Williamson S. J.//Phys. Rev. 1986. B34, N 11. P. 8111. [72] Yeshurum Y., Tholence J. L., Kjems J. K., Wanklyn B.//J. Phys. C: Solid State Phys. 1985. 18, N 17. P. L483. [73] McAlister S. P.//J. Appl. Phys. 1978. 49, N 3. P. 1616. [74] Ведяев А. В., Черенков В. А.//Физ. низ. температур. 1980. 6, № 11. С. 1402. [75] Ведяев А. В., Иванов В. Ю., Черенков В. А.//Физ. низ. температур. 1981. 7, № 2. С. 181. [76] Fert A., Friederich A., Hamzic A.//J. Magn. and Magn. Mat. 1981. 24. P. 231. [77] Смирнов С. Г., Розанцев А. В., Кеслер Я. А., Гордеев И. В.//Изв. АН СССР, Неорган. матер. 1983. 19, № 6. С. 886. [78] Nauciel-Bloch M., Plumier R.//Solid State Commun. 1971. 9, N 3. P. 223. [79] Plumier R., Sougi M., Lecomte M.//Phys. Lett. 1977. A60, N 4. P. 341. [80] Plumier R., Sougi M., Lecomte M., Miedan-Gros A.//Z. f. Phys. 1980. B40, N 3. P. 227. [81] Phani M. K., Lebowitz J., Kalos M.//Phys. Rev. 1980. B21, N 9. P. 4027. [82] Grest G. S., Gable E.//Phys. Rev. Lett. 1979. 43, N 16. P. 1182. [83] Danielian A.//Phys. Rev. 1964. A133, N 5. P. 1345. [84] Danielian A.//Phys. Rev. Lett. 1961. 6, N 12. P. 670. [85] Mydosh J. A.//J. Magn. and Magn. Mat. 1980. 15—18. P. 99. [86] Mydosh J. A.//Liquid and amorphous metals/Eds. E. Lauscher, H. Coufal, N. Y., 1980. P. 523. [87] Mydosh J. A.//Lecture Notes in Phys. 1981. 149. P. 87. [88] Нараев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979.