

d -электронов с различными проекциями спина на ось намагниченности, хотя основными носителями заряда являются s -электроны. Это обстоятельство необходимо учитывать и при рассмотрении эффекта гигантского магнетосопротивления в многослойных структурах и сэндвичах.

Литература

1. Stiles M.D. // Phys. Rev. 1993. **B48**, No. 10. P. 7238.
2. Suzuki Y., Katayama T., Yoshida S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. **68**. P. 3355.
3. Katayama T., Suzuki Y., Awano H. // Phys. Rev. Lett. 1988. **60**. P. 1426.

4. Сандомирский В.Б. // ЖЭТФ. 1967. **52**, № 1. С. 158.
5. Zhang X.-G., Butler W.H. // Phys. Rev. 1995. **B 51**. P. 10085.
6. Trivedi N., Ashcroft N.V. // Phys. Rev. 1988. **B38**. P. 12298.
7. Hoffmann H., Fisher G. // Thin Solid Films. 1976. **36**. P. 25.
8. Fisher G., Hoffmann H. // Solid State Commun. 1980. **35**. P. 793.
9. Camblong H.C., Levy P.M., Zhang S. // Phys. Rev. 1995. **B51**. P. 16052.
10. Crepieux A., Lacroix C., Ryzhanova N., Vedyayev A. // Phys. Lett. 1997. **A 229**. P. 401.

Поступила в редакцию
08.07.98

УДК 538.214; 537.248

ПРИРОДА СПИНСТЕКЛООБРАЗНОЙ ФАЗЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПИНОВЫХ СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ $x \text{CuCr}_2 \text{Se}_4 - (1 - x) \text{Cu}_{0,5} \text{Me}_{0,5} \text{Cr}_2 \text{Se}_4$ (Me = In, Ga)

А. И. Абрамович, Л. И. Королева

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Изучена зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от квадрата намагниченности σ^2 в сильных магнитных полях в системе $x \text{CuCr}_2 \text{Se}_4 - (1 - x) \text{Cu}_{0,5} \text{Me}_{0,5} \text{Cr}_2 \text{Se}_4$ (Me = In, Ga). Показано, что и в спиновых стеклах (СС), и в возвратном спиновом стекле (ВСС) этой системы при температуре замораживания T_f происходит изменение наклона зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$, что указывает на существенную перестройку спиновой системы при $T = T_f$, т. е. на наличие в ней термодинамического фазового перехода. Показано, что спинстеклообразная фаза в ВСС состоит из спинов отдельных ионов Cr^{3+} , в то время как в СС содержатся и взаимодействующие ферромагнитные кластеры.

Введение

В настоящее время в физике спиновых стекол (СС) одним из основных является вопрос о существовании фазового перехода СС – парамагнетизм (ПМ) и СС – дальний магнитный порядок (ДМП). Изучению первого из них посвящено большое количество работ, в которых 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. Фазовый переход СС–ДМП гораздо менее изучен. В настоящей работе приводится новое экспериментальное доказательство существования фазовых переходов в системе твердых растворов $x \text{CuCr}_2 \text{Se}_4 - (1 - x) \text{Cu}_{0,5} \text{Me}_{0,5} \text{Cr}_2 \text{Se}_4$ (Me = In, Ga): СС–ПМ в составах с $x \leq 0,5$ и СС–ДМП в составе с $x = 0,125$ (Me = Ga).

Известно, что в магнетиках магнетосопротивление $\Delta\rho/\rho$ пропорционально квадрату намагниченности σ^2 и наклон кривых зависимости $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ в области сильных магнитных полей характеризует интенсивность парапроцесса при данной температуре. Для выяснения природы СС-фазы целесообразно сравнить этот наклон для двух близких по составу образцов, один из которых является магнетиком с ДМП, а другой — СС, при одинаковых температурах, а также для возвратных спиновых стекол

(ВСС) в различных температурных областях, а именно в областях, соответствующих ДМП- и СС-состоянию. Если наклон этих кривых близок по величине, то СС-фаза, по всей видимости, представляет собой систему кластеров, внутри которых тот же магнитный порядок, что и в фазе с ДМП. Если же наклон существенно различается, то можно говорить о существенном отличии СС-фазы от фазы с ДМП. Можно предположить несколько вариантов структуры СС-фазы, а именно: а) структура из кластеров с тем же магнитным порядком, что и фаза с ДМП, кластеров с иным магнитным порядком, чем фаза с ДМП, и других носителей магнитных моментов, например спинов отдельных ионов; б) структура из кластеров с иным магнитным порядком, чем фаза с ДМП; в) из кластеров с иным магнитным порядком, чем фаза с ДМП, и отдельных магнитных ионов; г) из спинов отдельных магнитных ионов. В последнем случае следует ожидать отсутствия частотной зависимости температуры замораживания T_f . Подобное сравнение наклона зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ можно провести и для одного образца с СС-состоянием в различных температурных областях: при $T > T_f$ и $T < T_f$.

Ранее нами были изучены магнитные и электрические свойства системы твердых растворов $x \text{CuCr}_2 \text{Se}_4 - (1 - x) \text{Cu}_{0,5} \text{Me}_{0,5} \text{Cr}_2 \text{Se}_4$ (Me = In, Ga) [1–6]. Было показано, что составы с $0 \leq x \leq 0,1$ являются невырожденными полупроводниками и об-

ладают свойствами, характерными для СС [1, 2]. Их магнетосопротивление изотропно и отрицательно. В районе температуры T_f наблюдался максимум на температурной зависимости $|\Delta\rho/\rho|$. В максимуме магнетосопротивление достигало гигантской величины ($\sim 100\%$) в поле 40 кЭ. Для этих СС выполнялись соотношения статического и динамического скейлинга и соотношение Алмейды–Таулеса [4]. В области концентраций $0,1 \leq x \leq 0,2$ наблюдалось состояние ВСС, появление которого сопровождалось вырождением полупроводника [2]. Оказалось, что у ВСС величина T_f , определенная как температура начала резкого спада на температурной зависимости начальной восприимчивости, измеренной в переменном магнитном поле, не зависит от частоты измерения в диапазоне от 0,2 Гц до 8 кГц. Немного ниже T_f наблюдается резкий касп отрицательного изотропного магнетосопротивления, величина которого достигает $\sim 6\%$ в поле 40 кЭ. Составы с $x > 0,6$ являются аморфными ферромагнетиками. Таким образом, в системе твердых растворов $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($\text{Me} = \text{In}, \text{Ga}$) нами наблюдался концентрационный переход от СС-состояния к ферромагнетизму через ВСС-состояние, который сопровождался изменением проводимости от полупроводниковой к металлической, и, следовательно, эта система является удобным объектом для проверки приведенной выше гипотезы, устанавливающей взаимосвязь между интенсивностью парапроцесса и структурой СС-фазы.

Отметим, что СС изучаемой системы — это новый класс СС, отличающихся от других тем, что в них магнитные ионы Cr^{3+} расположены в решетке регулярно и концентрация их аномально высока. Однако обменные взаимодействия между ближайшими соседями — ионами Cr^{3+} , расположенными в октаэдрической подрешетке, знакопеременны вследствие влияния на обмен разновалентных диамагнитных ионов тетраэдрической подрешетки. Из-за неполного кристаллографического упорядочения в тетраэдрической подрешетке между разновалентными ионами Cu^+ , In^{3+} , Ga^{3+} в изучаемых соединениях ДМП не может установиться и реализуется СС-состояние.

1. Образцы и техника эксперимента

В настоящей работе на тех же образцах, что и в работах [1, 6], изучена зависимость магнетосопротивления от квадрата намагниченности $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ для СС с $x = 0; 0,1$ ($\text{Me} = \text{In}$) и $x = 0,03; 0,05$ ($\text{Me} = \text{Ga}$) и для ВСС с $x = 0,125$ ($\text{Me} = \text{Ga}$). Для этого баллистическим методом была измерена намагниченность указанных образцов в сильных магнитных полях. Ошибка измерений составляла 2,5%. Более детально и в большем интервале температур, чем в работах [3, 5], было измерено магнетосопротивление образцов вышеперечисленных составов. Для измерений использовался четырехзондовый метод. Ошибка измерений составляла 3%. Намагниченность и магнетосопротивление измерялись в полях до 45 кЭ в области температур как выше, так и ниже T_f .

2. Результаты и их обсуждение

Основные полученные результаты представлены в таблице.

Возвратное спиновое стекло: состав с $x = 0,125$ ($\text{Me} = \text{Ga}$). На рис. 1 представлены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, а на рис. 2 — изотермы магнетосопротивления $(\Delta\rho/\rho)(H)$ для ВСС с $x = 0,125$ ($\text{Me} = \text{Ga}$). Видно, что как кривые $\sigma(H)$, так и кривые $(\Delta\rho/\rho)(H)$ не насыщаются вплоть до 45 кЭ — максимальных полей, в которых проводились измерения. Величина спонтанной намагниченности этого образца, определенная по методу Белова–Аррота, уменьшается от $2,5 \mu_B/\text{мол.}$ при 5,2 К до $2,2 \mu_B/\text{мол.}$ при 11 К ($T_f = 10,5$ К) и до $0,8 \mu_B/\text{мол.}$ при 32,2 К ($T_c = 34,5$ К). Эти величины значительно меньше $6 \mu_B/\text{мол.}$ — намагниченности, которая существовала бы при полном ферромагнитном упорядочении моментов двух ионов Cr^{3+} , входящих в химическую формулу. Ранее нами было показано, что ниже T_f в ВСС существует бесконечный ферромагнитный кластер, внутри которого расположены микрообласти с СС-состоянием, разрушающимся при нагревании выше T_f [2]. Такой вывод был сделан на основании того, что ниже T_f существовала спонтанная намагниченность, определенная с помощью метода Белова–Аррота. Подобное поведение наблюдалось

Электрические и магнитные свойства спиновых стекол и возвратного спинового стекла системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0,5}\text{Me}_{0,5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($\text{Me} = \text{In}, \text{Ga}$)

Состав		Тип упорядочения	T_f (К)	$\Delta\rho/\rho$ (%) в поле 40 кЭ, $T = T_f$	Наклон зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ в различных температурных областях		Энергия активации проводимости E (мэВ)	
x	Me				$T < T_f$	$T > T_f$	$T < T_f$	$T > T_f$
0	In	СС	5,0	88	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	1,49	6,6–17,0
0,01	In	СС	5,5	56	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$0,4 \cdot 10^{-2}$	1,20	10,9–31,1
0,03	Ga	СС	6,6	98	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	2,61	17,4
0,05	Ga	СС	8,6	96	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	6,20	7,2–13,2
0,125	Ga	ВСС	10,5	6,3	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	0,10	5,3

Величина T_f определена по максимуму нелинейной магнитной восприимчивости χ_{nl} .

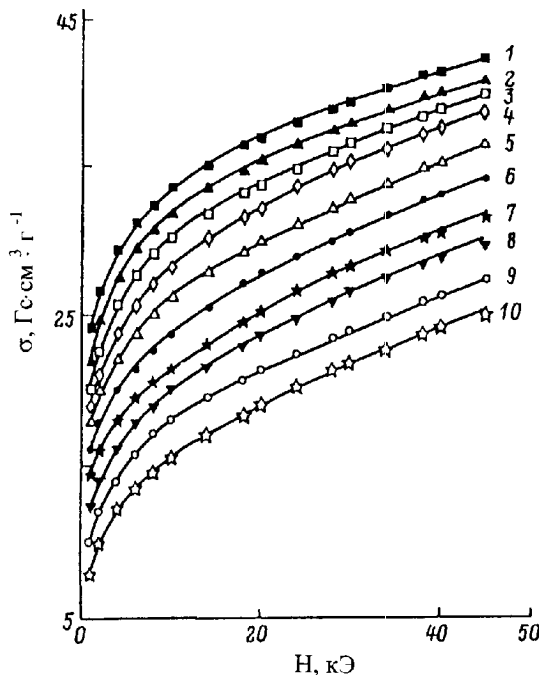


Рис. 1. Изотермы намагниченности для ВСС с $x = 0,125$ (Me = Ga) при T (К) = 4,8 (1); 7,5 (2); 11,0 (3); 13,4 (4); 18,0 (5); 23,2 (6); 28,0 (7); 32,2 (8); 38,5 (9) и 48,0 (10)

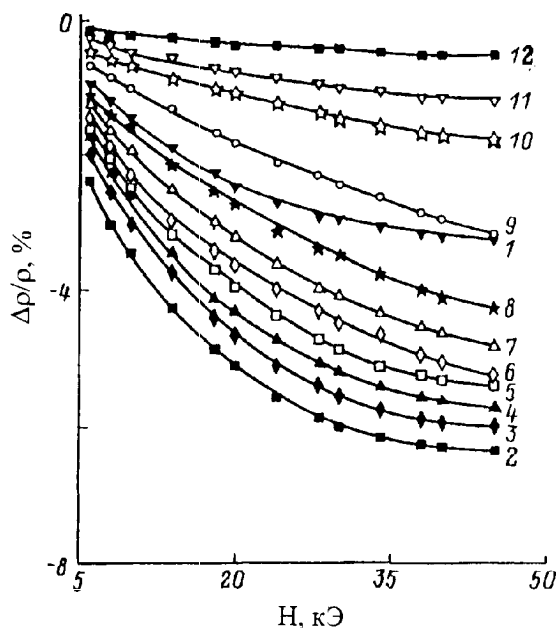


Рис. 2. Изотермы магнетосопротивления для ВСС с $x = 0,125$ (Me = Ga) при T (К) = 4,2 (1); 6,1 (2); 7,4 (3); 8,6 (4); 10,3 (5); 12,2 (6); 15,0 (7); 17,7 (8); 22,0 (9); 26,7 (10); 31,5 (11) и 41,0 (12)

и в ВСС-сплавах AuFe [7]. Поскольку магнетосопротивление изучаемого ВСС изотропно, то, следовательно, для него не выполняется второе правило четных эффектов Акулова. Это свидетельствует о том, что объем СС-фазы значительно превышает объем бесконечного ферромагнитного кластера.

Изотермы зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ в области сильных магнитных полей $30 \div 45$ кЭ приведены на рис. 3. Видно, что наклон этих зависимостей, представляющих собой прямые линии, один и тот же в пределах 10% в каждой из температурных областей выше и ниже $T_f = 10,5$ К. Однако при переходе

через T_f этот наклон изменяется, а именно: в области температур $T_f < T < T_c$ он примерно в два раза больше, чем при $T < T_f$. Этот факт свидетельствует об увеличении интенсивности парапроцесса при $T > T_f$, что связано, по-видимому, с существенной перестройкой спиновой системы в T_f . Таким образом, обнаруженное нами увеличение интенсивности парапроцесса при переходе от СС-фазы к фазе с ДМП в совокупности с полученными ранее фактами — наличием максимума на температурной зависимости абсолютной величины магнетосопротивления в районе T_f , возрастанием энергии активации проводимости примерно в 50 раз при $T > T_f$ по сравнению с $T < T_f$ и независимостью самой T_f от частоты измерения — позволяет заключить, что, во-первых, при T_f происходит термодинамический фазовый переход СС-ДМП и, во-вторых, СС-фаза состоит из спинов отдельных ионов Cr^{3+} . Таким образом, в изученном составе обнаружено истинное СС-состояние.

Спиновые стекла: составы с $x = 0$; 0,01 (Me = In) и $x = 0,03$; 0,05 (Me = Ga). На изотермах намагниченности и магнетосопротивления СС с $x = 0$; 0,01 (Me = In) и $x = 0,03$; 0,05 (Me = Ga) насыщение не достигается в полях до 45 кЭ. Но они, в отличие от ВСС, обладают гигантским отрицательным магнетосопротивлением (таблица). Причем для составов с $x = 0,03$ и 0,05 (Me = Ga) максимум на зависимостях $(\Delta\rho/\rho)(T)$ не был достигнут вплоть до самых низких температур, при которых проводились измерения: 1,8 и 4,2 К соответственно. Для всех изученных СС зависимости $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ представляют собой прямые линии в области сильных полей $30 \div 45$ кЭ. На рис. 4 показана зависимость $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ для СС с $x = 0$ (Me = In). Для каждого состава наклон указанных прямых примерно один и тот же (с точностью до 20%) в СС-области, но уменьшается в 3–5 раз при переходе в ПМ-область, где он также постоянен с точностью до 25%. Это указывает на то, что при $T = T_f$ происходит существенная перестройка спиновой сис-

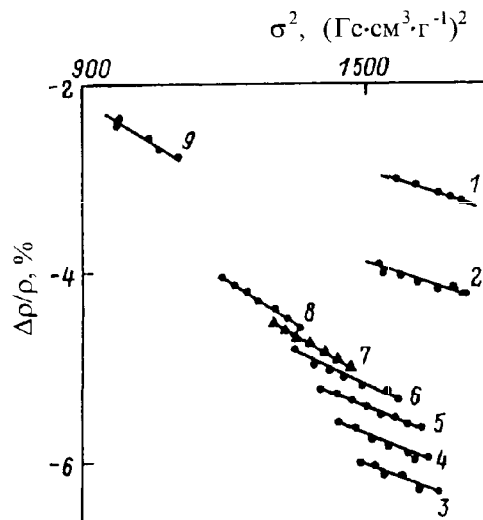


Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления от квадрата намагниченности для ВСС с $x = 0,125$ (Me = Ga) в районе T_f при T (К) = 4,2 (1); 5,1 (2); 6,1 (3); 7,4 (4); 8,6 (5); 10,3 (6); 12,2 (7); 15,0 (8) и 22,0 (9)

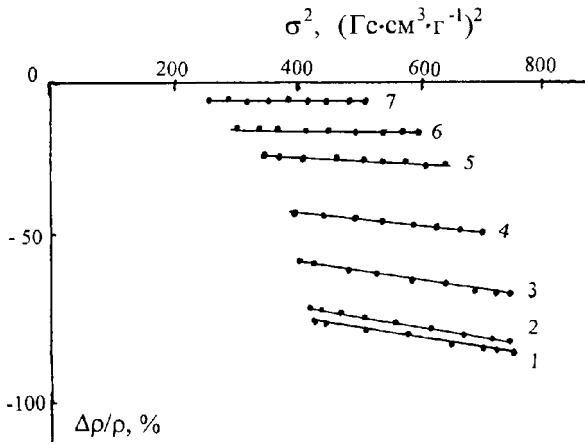


Рис. 4. Зависимость магнетосопротивления от квадрата намагниченности для СС с $x = 0$ ($Me = In$) в районе T_f при T (К) = 4,4 (1); 5,4 (2); 7,0 (3); 9,0 (4); 12,0 (5); 15,0 (6) и 20,0 (7)

темы. Таким образом, получено еще одно подтверждение существования фазового перехода СС–ПМ. Гигантская величина $\Delta\rho/\rho$ в изучаемых СС свидетельствует о существовании в них ферромагнитных кластеров ферронного типа [8]. По-видимому, ниже T_f это взаимодействующие кластеры, которые разрушаются выше T_f . Образование таких кластеров (примесных ферронов) возможно в соединениях $Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ ($Me = In, Ga$), легированных ионами Cu^{2+} , т.е. в составах с $x = 0,01$ ($Me = In$) и $x = 0,03; 0,05$ ($Me = Ga$). В этих составах дырке примеси из-за выигрыша в энергии $s-d$ -обмена выгодно локализоваться около примеси в созданной ею ферромагнитной микрообласти. Однако и в нелегированном СС с $x = 0$ ($Me = In$), по-видимому, имеют место ферромагнитные кластеры типа примесных ферронов. Возможно, их наличие вызвано флуктуациями в расположении ионов In^{3+} и Cu^+ из-за неполного кристаллографического порядка в тетраэдрической подрешетке.

Заметим, что для всех составов с СС-состоянием прямые линии зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ не отсекают положительных отрезков на оси σ^2 (см. рис. 4), что говорит об отсутствии спонтанной намагниченности, а следовательно, и ДМП. Аналогичный результат получается и из построения кривых Белова–Аррота [1].

Сравнение наклона зависимостей $(\Delta\rho/\rho)(\sigma^2)$ для СС с $x = 0,05$ ($Me = Ga$) и близкого к нему по составу ВСС с $x = 0,125$ ($Me = Ga$) в фазе с ДМП показало, что они различаются в пять раз. Следовательно, структура фазы с ДМП существенно отличается от структуры СС-фазы.

Зависимость магнетосопротивления от величины магнитного поля. Представляют интерес и зависимости магнетосопротивления для СС и ВСС от величины магнитного поля H . Теоретическое описание зависимости $(\Delta\rho/\rho)(H)$ для СС и ВСС в настоящее время отсутствует. Для металлических ферромагнетиков на основании общих термодинамических соображений с учетом свойств фазовых переходов второго рода в работах [9, 10] было показано, что $\Delta\rho/\rho \sim H^{2/3}$ в точке Кюри T_c , $\Delta\rho/\rho \sim H^2$ для $T \gg T_c$, а в рай-

оне $T < T_c$ в области парапроцесса $\Delta\rho/\rho \sim H$. Оказалось, что эти соотношения справедливы и для ферритов [11]. На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе представлены зависимости $(\Delta\rho/\rho)(H)$ в сильных магнитных полях в области температур $6,1 \div 38,5$ К для ВСС с $x = 0,125$ ($Me = Ga$) (его $T_c = 34,5$ К). Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямые. Из наклона этих прямых были получены следующие соотношения: $\Delta\rho/\rho \sim H^{0,6}$ при $T \approx T_c$, $\Delta\rho/\rho \sim H^{1,5}$ при $T > T_c$, $\Delta\rho/\rho \sim H^{0,4}$ при $T_f < T < T_c$ и $\Delta\rho/\rho \sim H^{0,2}$ при $T < T_f$. Аналогично для СС-составов мы получили зависимости $\Delta\rho/\rho \sim H^{0,2}$ для $T < T_f$ и $\Delta\rho/\rho \sim H^{0,1}$ для $T > T_f$. Сравнение полученных соотношений с приведенными выше для ферромагнетиков и ферритов показывает, что магнетосопротивление для изученных в настоящей работе образцов слабее зависит от поля во всех температурных диапазонах. Как указывалось выше, в исследуемом ВСС области с СС-состоянием расположены внутри бесконечного ферромагнитного кластера. При $T > T_f$ в этих областях, по-видимому, имеет место ПМ-состояние. Эти области занимают более половины объема образца, что и приводит к более слабой, чем для чистого ферромагнетика, зависимости магнетосопротивления от поля.

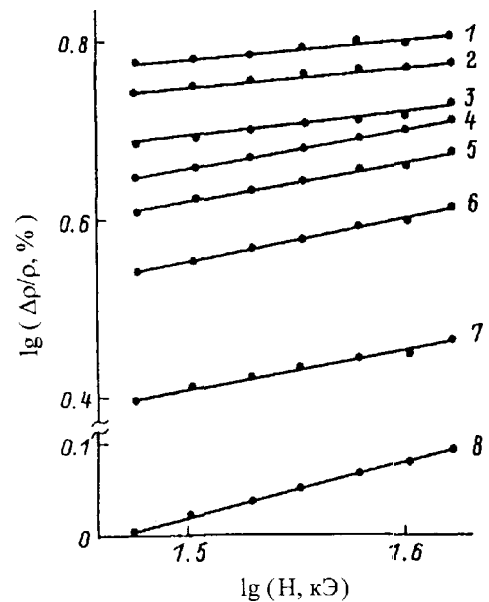


Рис. 5. Зависимость $lg \Delta\rho/\rho$ от $lg H$ для ВСС с $x = 0,125$ ($Me = Ga$) при T (К) = 6,1 (1); 7,4 (2); 10,3 (3); 12,2 (4); 15,0 (5); 17,7 (6); 22,0 (7) и 38,5 (8)

Заключение

Таким образом, получено еще одно экспериментальное доказательство существования фазовых переходов СС–ПМ и СС–ДМП в системе твердых растворов $x CuCr_2Se_4 - (1-x) Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ ($Me = In, Ga$). Впервые природа СС-фазы проанализирована на основании изучения зависимости магнетосопротивления от квадрата намагниченности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 96-02-19684а, 96-15-96429).

Литература

1. Belov K.P., Koroleva L.I., Kuzminykh A.I. et al. // Phys. Lett. 1983. **94A**, No. 5. P. 235.
2. Королева Л.И., Кузьминых А.И. // ЖЭТФ. 1983. **84**, № 5. С. 1882.
3. Королева Л.И., Кузьминых А.И. // ФТТ. 1984. **26**, № 1. С. 56.
4. Абрамович А.И., Вировец Т.В., Королева Л.И. // ЖЭТФ. 1989. **96**, № 3(9). С. 1066.
5. Abramovich A.I., Virovets T.V., Koroleva L.I. // Phys. Lett. 1991. **153A**, No. 4–5. P. 248.
6. Koroleva L.I., Virovets T.V., Abramovich A.I. // J. Magn. Magn. Mat. 1992. **116**, No. 1. P. 83.
7. Coles B.R., Sarkissian B.V., Taylor R.N. // Phil. Mag. 1978. **37**. P. 489.
8. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979.
9. Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М.: Изд-во техн.-теор. лит-ры, 1957.
10. Белов К.П. Магнитные превращения. М.: Гостехиздат, 1959.
11. Круничка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976.

Поступила в редакцию
10.07.98

УДК 669.017.3:533.77

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ТИПА В СПЛАВЕ Pd–Er, РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ПОСЛЕ НАСЫЩЕНИЯ ВОДОРОДОМ

В. М. Авдюхина, А. А. Кацнельсон, Г. П. Ревкевич

(кафедра физики твердого тела)

Обнаружены осциллирующие изменения объемного содержания фаз и разности концентрации атомов эрбия в них в сплаве Pd–Er после насыщения сплава водородом. Предложена модель, согласно которой это явление связано с конкуренцией восходящей и градиентной диффузии в неравновесной среде. Неравновесность среды обеспечивается наличием обогащенных водородом комплексов дефект–металл.

Изучение влияния водорода на атомную и дефектную структуру Pd и сплавов на его основе показало, что оно весьма разнообразно [1–5]. Так, в последние годы было установлено [3], что в Pd, Pd–Sm, Pd–Cu и других сплавах возникшие при шлифовке и полировке образцов ориентированные микронапряжения растяжения в результате насыщения водородом преобразуются в микронапряжения сжатия. Величина изменения напряжений растет при возрастании разности атомных радиусов палладия и легирующего компонента. Установлено, что водород подавляет перитектические реакции в сплавах Pd–Re [4] и приводит к появлению сегрегаций в сплавах Pd–Pt [5]. Однако все эти исследования не могут быть отнесены к классу *in situ*.

Между тем сплавы Pd–H и Pd–M–H являются открытыми неравновесными системами, и в связи с этим целесообразно проследить за поведением их структурных характеристик в режиме реального времени. Подобные исследования на палладиевых сплавах были начаты нами в работах [6–8], и тогда впервые было установлено, что, например, в сплавах Pd–W при релаксации после насыщения водородом происходят осциллирующие и бифуркационные изменения дефектной структуры. Одной из важнейших проблем в современной физике сплавов считается проблема фазовых превращений. Особый интерес представляет влияние водорода на характер фазовых превращений в сплавах. Для подобных исследований

очень удобны сплавы на основе палладия, поскольку в них растворяется большое количество водорода.

Целью настоящей работы было выяснение поведения насыщенной водородом системы Pd–Er, находящейся вблизи межфазной границы. Для реализации этой цели в настоящей работе поставлен прямой рентгенодифракционный эксперимент *in situ*. Это позволило проследить за тем, как меняется дифракционная картина по мере хранения образца после его насыщения водородом. Результаты, касающиеся трансформации микронапряжений, уже опубликованы в работе [9].

Методика эксперимента

Объектом исследования служил образец сплава Pd–8 ат.% Er, который после приготовления был гомогенизирован при температуре 900 °С в течение 24 ч и затем подвергнут закалке. После закалки поверхность образца механически шлифовалась и полировалась. Образец электролитически насыщался водородом при плотности тока 80 мА/см² в течение 60 мин и хранился на воздухе. Регистрация рентгеновской дифракционной картины была проведена в реальном масштабе времени на дифрактометре ДРОН-УМ2, сопряженном с персональным компьютером РС 486 DX2. Использовалось монохроматизированное Cu- $K_{\alpha 1}$ -излучение. Регистрировались дифракционные максимумы (111), (200), (220), (311).