$d$-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 $x\,CuCr_2Se_4-(1-x)\,Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ (Me = In, Ga)

**А. И. Абрамович, Л. И. Королева**

(*кафедра общей физики для естественных факультетов*)

**Изучена зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от квадрата намагниченности $\sigma^2$ в сильных магнитных полях в системе $x\,CuCr_2Se_4-(1-x)\,Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ (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 $x\,CuCr_2Se_4-(1-x)\,Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ (Me = In, Ga): СС–ПМ в составах с $x \leqslant 0{,}5$ и СС–ДМП в составе с $x = 0{,}125$ (Me = Ga).

Известно, что в магнетиках магнетосопротивление $\Delta\rho/\rho$ пропорционально квадрату намагниченности $\sigma^2$ 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 $x\,CuCr_2Se_4-(1-x)\,Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4$ (Me = In, Ga) [1–6]. Было показано, что составы с $0 \leqslant x \leqslant 0{,}1$ 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–Таулесса [4]. В области концентраций $0{,}1 \leqslant x \leqslant 0{,}2$ 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 $x\mathrm{CuCr_2Se_4}-(1-x)\mathrm{Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4}$ (Me = In, 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 (Me = In) и $x = 0{,}03$; 0,05 (Me = Ga) и для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = 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 $x = 0{,}125$ (Me = Ga).** На рис. 1 представлены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, а на рис. 2 — изотермы магнетосопротивления $(\Delta\rho/\rho)(H)$ для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = 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 $\mu_B$/мол. при 5,2 К до 2,2 $\mu_B$/мол. при 11 К ($T_f = 10{,}5$ К) и до 0,8 $\mu_B$/мол. при 32,2 К ($T_c = 34{,}5$ К). Эти величины значительно меньше 6 $\mu_B$/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 $x\mathrm{CuCr_2Se_4}-(1-x)\mathrm{Cu_{0,5}Me_{0,5}Cr_2Se_4}$ (Me = In, 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<br>$T_c = 34$ | 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 $\chi_{nl}$.

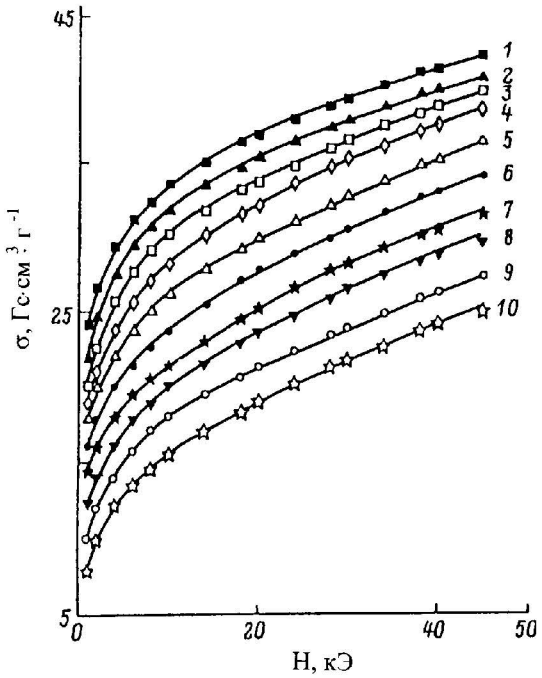


*Рис. 1.* Изотермы намагниченности для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = Ga) при $T$ (K) = 4,8 (*1*); 7,5 (*2*); 11,0 (*3*); 13,4 (*4*); 18,0 (*5*); 23,2 (*6*); 28,0 (*7*); 32,2 (*8*); 38,5 (*9*) и 48,0 (*10*)

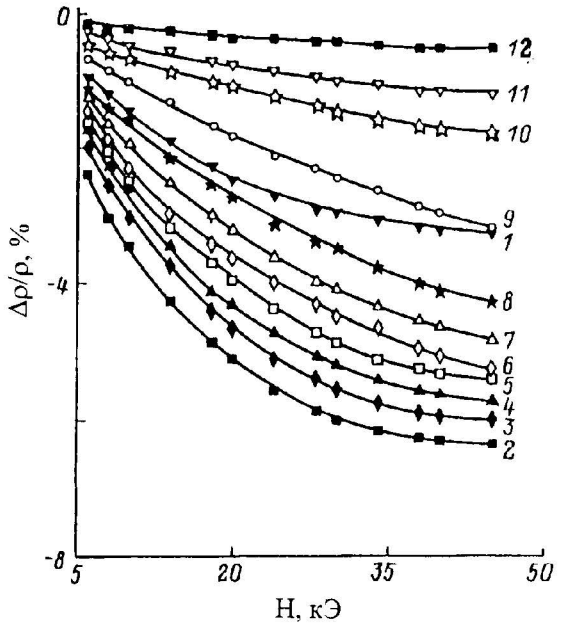


*Рис. 2.* Изотермы магнетосопротивления для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = Ga) при $T$ (K) = 4,2 (*1*); 6,1 (*2*); 7,4 (*3*); 8,6 (*4*); 10,3 (*5*); 12,2 (*6*); 15,0 (*7*); 17,7 (*8*); 22,0 (*9*); 26,7 (*10*); 31,5 (*11*) и 41,0 (*12*)

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-

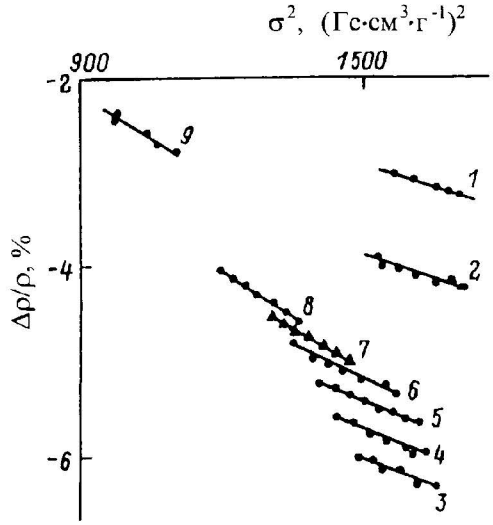


*Рис. 3.* Зависимость магнетосопротивления от квадрата намагниченности для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = Ga) в районе $T_f$ при $T$ (K) = 4,2 (*1*); 5,1 (*2*); 6,1 (*3*); 7,4 (*4*); 8,6 (*5*); 10,3 (*6*); 12,2 (*7*); 15,0 (*8*) и 22,0 (*9*)

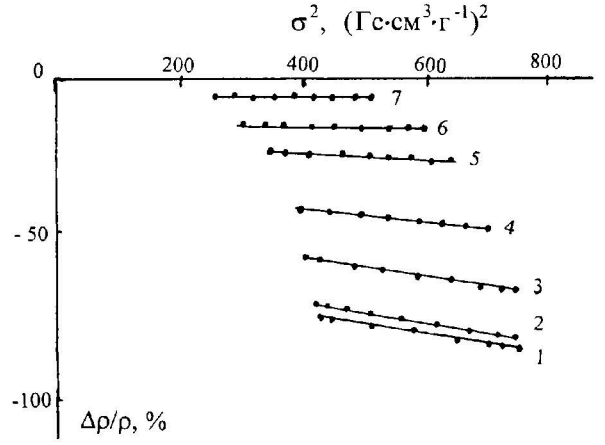


*Рис. 4.* Зависимость магнетосопротивления от квадрата намагниченности для СС с $x = 0$ (Me = In) в районе $T_f$ при $T$ (К) = 4,4 (*1*); 5,4 (*2*); 7,0 (*3*); 9,0 (*4*); 12,0 (*5*); 15,0 (*6*) и 20,0 (*7*)

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 $\sigma^2$ (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 районе $T < T_c$ 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.

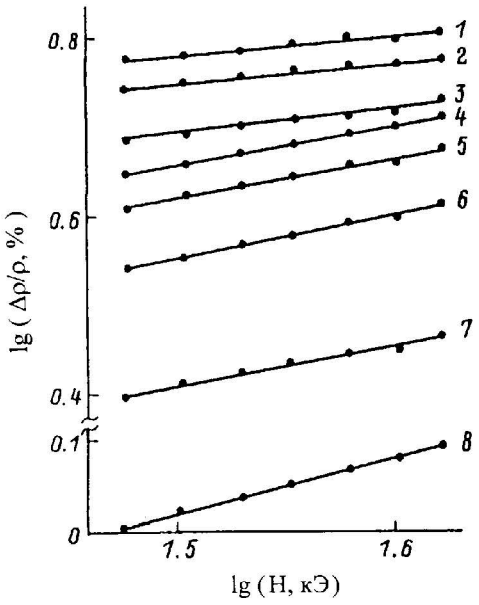


*Рис. 5.* Зависимость $\lg\Delta\rho/\rho$ от $\lg H$ для ВСС с $x = 0{,}125$ (Me = Ga) при $T$ (К) = 6,1 (*1*); 7,4 (*2*); 10,3 (*3*); 12,2 (*4*); 15,0 (*5*); 17,7 (*6*); 22,0 (*7*) и 38,5 (*8*)

## 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. *Крупичка 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 рентгендифракционный 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 °C 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/см$^2$ 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 PC 486 DX2. Использовалось монохроматизированное Cu-$K_{\alpha 1}$-излучение. Регистрировались дифракционные максимумы (111), (200), (220), (311).