

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ CdCr_2Se_4 , ЛЕГИРОВАННЫХ ИНДИЕМ

*К.Н.Белов, Л.Н.Королева, С.Д.Баторова,
В.Т.Калинников, Т.Р.Аминов, Г.Р.Шабунина*

Изучена температурная зависимость электро- и магнетосопротивления, а также намагниченности и парамагнитной восприимчивости монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{In}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0,004 \geq x > 0,378$).

Обнаружено, что величина максимума удельного электросопротивления растет с увеличением присадки. Наряду с гигантским отрицательным магнетосопротивлением в районе точки Кюри обнаружено положительное магнетосопротивление в парамагнитной области. Дается объяснение этим явлениям.

В данной работе изучена температурная зависимость электро- и магнетосопротивления, а также намагниченности и парамагнитной восприимчивости монокристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{In}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($0,004 \leq x \leq 0,378$). В районе температуры Кюри и выше нее обнаружены аномалии электрических свойств.

Монокристаллы были выращены методом раствора в расплаве. Образцы имели форму правильных октаэдров с размером ребра от 0,3 до 1 мм. Однородность была установлена рентгеновским методом с точностью до 2,5%. Содержание галлия определялось методом атомной абсорбции. Омичные контакты создавались вплавлением индия; их сопротивление было меньше 10% от сопротивления образца.

Намагниченность образцов определялась с помощью вибрационного магнетометра. Для определения ферромагнитной точки Кюри Θ_f кривые намагниченности обрабатывались по методу термодинамических коэффициентов [1]. Оказалось, что Θ_f не зависит от состава и лежит в пределах 139 — 141 К. Практически величина Θ_f такая же, как для нелегированного монокристалла (139,5 К).

Парамагнитная восприимчивость определялась торсионным весовым методом с электромагнитной компенсацией в области температур 293 — 700 К.

Измерение электросопротивления производилось методом вольт-амперметра с вольтметром электростатической системы, так как сопротивление образцов R в некоторых случаях было порядка 10^8 ом. В качестве индикатора тока использовался пиковольтметр-наноамперметр типа TR-1452. Точность измерения R была выше 6%, а в парамагнитной области, где обнаружено описанное далее положительное магнетосопротивление, выше 2,5%. Так как размер монокристаллов быстро уменьшается с ростом присадки In, и нанесение контактов усложняется, мы смогли изучить электрические свойства для составов с $x \leq 0,017$.

Мы изучали также фотопроводимость указанных в таблице четырех составов подобно тому, как мы это сделали раньше для Ga-допированных монокристаллов CdCr_2Se_4 [2]. Однако фотопроводимость в случае легирования In оказалась невысокой; так, для $x = 0,004$ при $T = 77$ К сопротивление под действием света падало лишь в 0,2 раза.

Состав	Отношение $\ln \rho$ в максимуме к $\ln \rho$ при 77 К	Энергия активации в парамагнитной области, эВ
0,004	1	0,37
0,007	1,15	0,26
0,013	1,64	0,34
0,017	1,83	0,25

На рис. 1 показана температурная зависимость логарифма удельного темнового электросопротивления ρ исследованных составов. Видно, что зависимость $\ln \rho$ ($1/T$) имеет максимум в области точки Кюри. Однако величина этого максимума существенно зависит от степени легирования (см. таблицу). Из рис. 1 и таблицы видно, что для состава с минимальной добавкой In ($x = 0,004$) этот максимум лишь намечается, тогда как для состава с максимальной добавкой ($x = 0,017$) отношение $\ln \rho$ в максимуме к $\ln \rho$ при 77 К порядка $\sim 1,83$.

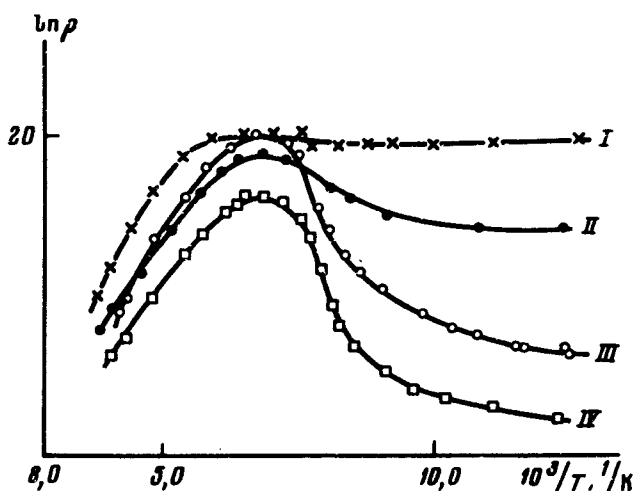


Рис. 1. Температурная зависимость натурального логарифма удельного темнового электросопротивления ρ составов с x , равным: I — 0,004, II — 0,007, III — 0,013, IV — 0,017

На рис. 2 показано магнетосопротивление (МС) состава с $x = 0,013$ в зависимости от температуры и магнитного поля. В районе точки Кюри наблюдается большое отрицательное МС, характерное для n -типа CdCr_2Se_4 [3]; однако выше точки Кюри в районе 140 – 200 К МС положительно в некоторой области магнитных полей. Зависимость положительного МС от температуры имеет максимум. Для составов с $x = 0,07$ и $x = 0,017$ мы не наблюдали такого положительного МС.

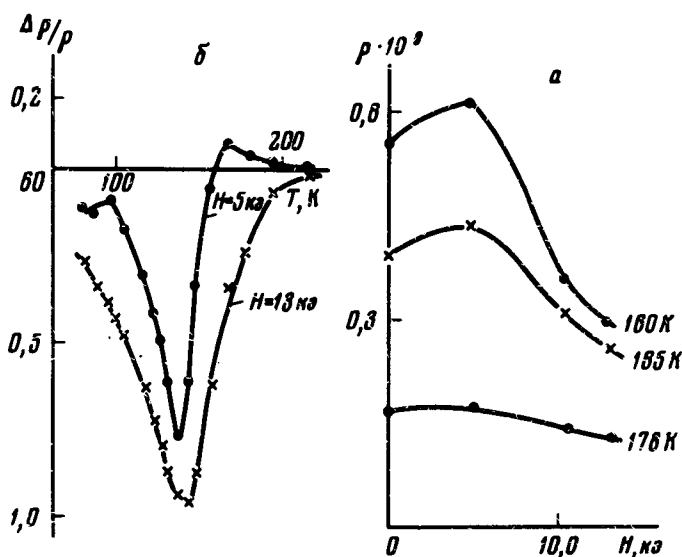


Рис. 2. Состав $x = 0,013$: а. — зависимость от магнитного поля ρ для температур, где наблюдается положительное МС; б. — зависимость магнетосопротивления от температуры

Расчет, произведенный Эмичем и Фридманом [4] для In -допированного соединения CdCr_2Se_4 , показал, что для $x = 0,01$ возможно образование примесной зоны индия, т. е. полупроводник становится вырожденным. Нагаевым и Григиным было показано [5], что в вырожденных ферромагнитных полупроводниках на флуктуациях носителей тока Δn образуются флуктуации магнитного момента ΔM за счет выигрыша в энергии s - d -обмена, которые в свою очередь поддерживают дальнейший рост флуктуаций Δn . Этот эффект тем сильнее выражен, чем больше разрушен дальний магнитный порядок, т. е. в области Θ_f . Сопротивление в этом случае обуславливается рассеянием носителей тока на флуктуациях ΔM и проходит через максимум в районе Θ_f . Относительная величина пика сопротивления зависит от степени легирования кристалла: с ростом концентрации носителей она сначала увеличивается, а затем начинает убывать.

По-видимому, в нашем случае составы с $x = 0,01$ являются вырожденными полупроводниками. Как видно из таблицы, относительная величина пика сопротивления в районе Θ_f растет с ростом x , что согласуется с теоретическими выводами работы [5].

Температурная зависимость парамагнитной восприимчивости всех составов подчиняется закону Кюри – Вейсса в исследованной области температур от 293 до 700 К. Парамагнитная температура Кюри Θ_p от состава практически не зависит и равна Θ_p нелегированного соединения CdCr_2Se_4 . Наши измерения парамагнитной восприимчивости выше комнатной температуры позволяют нам сделать вывод, что флуктуации ΔM разрушаются ниже 293 К, так как в противном случае они вносили бы вклад в парамагнитную восприимчивость и повышали бы парамагнитную температуру Кюри, подобно тому, как это происходит для легированных Cu соединений CdCr_2Se_4 и CdCr_2S_4 [6, 7].

В районе Θ_f для всех исследованных образцов мы наблюдали гигантское отрицательное МС ($\Delta\rho/\rho \sim 1$). Для состава с $x = 0,004$ МС несколько меньше $\sim 0,2$ в поле 6,65 кэ. Однако в парамагнитной области (160 – 200 К) в некотором интервале магнитных полей для составов с $x = 0,004$ и $x = 0,013$ наблюдается положительное МС порядка 0,06 в максимуме.

Внешнее магнитное поле в районе Θ_f поддерживает дальний магнитный порядок и тем самым уменьшает флуктуации ΔM , а значит и рассеяние на них. Поэтому в районе Θ_f и наблюдается отрицательное МС. Однако, как было показано Нагаевым [8] в парамагнитной области, где уже разрушен дальний порядок, магнитное поле может поддерживать существование флуктуаций ΔM и тем самым увеличивать рассеяние на них, вызывая положительное МС, что мы по-видимому не наблюдали.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
22 июля 1975 г.

Литература

- [1] К.П.Белов. Магнитные превращения. М., изд. физ.-мат. лит., 1959.
- [2] К.П.Белов, Л.И.Королева, С.Д.Баторова, М.А.Шалимова, В.Т.Калинников, Т.Г.Аминов, Г.Г.Шабунина, Н.П.Шапшева. Письма в ЖЭТФ, 20, 191. 1974.
- [3] H.W.Lehmann. Phys. Rev., 163, 488, 1967.
- [4] A.Amith, L.Friedmann. Phys. Rev., B2, 434, 1970.
- [5] А.Н.Григин, Э.Л.Нагаев. ФТТ в печати.
- [6] К.П.Белов, Ю.Д.Третьяков, И.В.Гордеев, Л.И.Королева, А.В.Педько, С.Д.Баторова, В.А.Алферов, М.А.Шалимова. ФТТ, 15, 3106, 1973.
- [7] К.П.Белов, Л.И.Королева, М.А.Шалимова, В.Т.Калинников, Т.Г.Аминов, Г.Г.Шабунина. ФТТ в печати.
- [8] В.А.Кашин, Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, 21, 126, 1975.