

$$E_0 = \frac{M_{ex}^3 \left[x \left(1 - \frac{x}{1-y} \right) \alpha_1^2 + y \left(1 - \frac{y}{1-x} \right) \alpha_2^2 \right]^2}{cN^{2-6}}, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = dE_g/dx$, $\alpha_2 = dE_g/dy$, $c \approx 178$ — численный фактор [9].

Численные значения параметра E_0 для исследованных образцов приведены далее в таблице.

Хвосты плотности состояний в твердых растворах $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$

| № п/п | x | y | $x(1-x) + y(1-y)$ | $[x(1-x) + y(1-y)]^2$ | E, meV (при $T = 20$ К) | E_0 , meV (эксп.) формула (1) | E_0 , meV (теор.) формула (2) |
|-------|------|------|-------------------|-----------------------|-------------------------------|--|--|
| 1 | 0.16 | 0.07 | 0.200 | 0.040 | 246 | 1.5 | 3.4 |
| 2 | 0.18 | 0.07 | 0.213 | 0.045 | 290 | 2.1 | 4.0 |
| 3 | 0.20 | 0.07 | 0.225 | 0.051 | 364 | 3.0 | 5.0 |
| 4 | 0.18 | 0.12 | 0.253 | 0.064 | 377 | 1.8 | 4.8 |

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Sher Ard, Chen An-Ban, W. Espiser. J. Vac. Sci. Techn., 3, 105 (1985).
- [2] A. Ravid, A. Sher, A. Zissman. J. Appl. Phys., 68, 3592 (1990).
- [3] H. Mariette, R. Triboulet, V. Marfaing. J. Cryst. Growth., 86, 558 (1988).
- [4] A. Lusson, R. Legros, V. Marfaing, H. Mariette. Sol. St. Commun., 67, 851 (1988).
- [5] A. Lusson, F. Fuchs, V. Marfaing. J. Cryst. Growth., 101, 673 (1990).
- [6] Б. Л. Гельмонт, В. И. Иванов-Омский, В. А. Мальцева, В. А. Смирнов. ФТП, 15, 1109 (1981).
- [7] А. М. Андрухив, В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, Д. И. Цыпишка. Письма ЖТФ, 17, 55 (1991).
- [8] А. Г. Абдукадыров, С. Д. Барановский, С. Ю. Вербин, Е. Л. Ивченко, А. Ю. Наумов, А. Р. Резницкий. ЖЭТФ, 98, 2056 (1990).
- [9] С. Д. Барановский, А. Л. Эфрос. ФТП, 12, 2233 (1978).
- [10] А. М. Андрухив, О. А. Гадаев, В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, В. А. Смирнов, Ш. У. Юлдашев, Э. И. Цидильковский. ФТП, 26, 1288 (1992).

Редактор Ю. Б. Лянда-Геллер

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ГАЛЛИЕМ НА СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Pb_{1-x}Ge_xTe$

Б. А. Акимов, А. В. Албул, И. И. Иванчик,
Л. И. Рябова, Е. И. Слынько, Д. Р. Хохлов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получено 9.07.1992. Принято к печати 20.07.1992)

В настоящее время известны несколько твердых растворов на базе теллурида свинца, в которых легирование галлием приводит к формированию примесного уровня, стабилизирующего положение уровня Ферми (УФ) внутри запрещенной зоны [1-3]. В $PbTe$ (Ga) этот уровень расположен чуть выше середины запрещенной зоны. Приводимые в литературе значения энергии активации $E_a \sim \sim 130-140$ мэВ получены с использованием соотношения $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$ и,

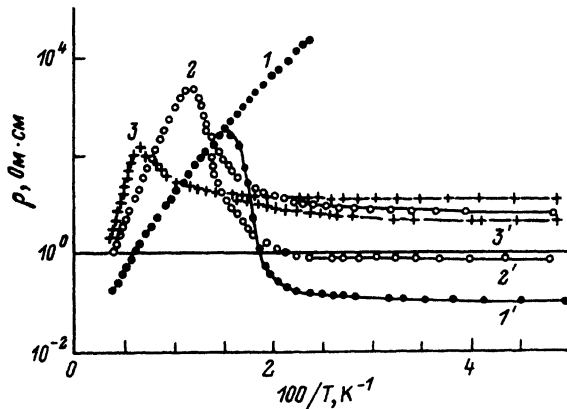


Рис. 1. Вид температурных зависимостей удельного сопротивления ρ монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ в условиях экранирования (1, 2, 3) и при подсветке тепловым источником (1', 2', 3'). 1, 1' — $x = 0$; 2, 2' — $x = 0.06$; 3, 3' — $x = 0.11$.

видимо, дают удвоенное значение глубины залегания примесного уровня, так как проводимость в этом соединении всегда остается электронной (см, [1] и ссылки в ней). Стабилизация положения уровня Ферми внутри E_g приводит к тому, что значения концентрации электронов в этих кристаллах оказываются близкими к собственным.

Интерес к этому соединению также связан с наблюдающимся при $T < T_c \sim \sim 80$ К явлением задержанной фотопроводимости, обуславливающим эффект накопления неравновесных носителей в зоне проводимости при подсветке и весьма высокую фоточувствительность материала. Создание высокоомных твердых растворов на основе $\text{PbTe}(\text{Ga})$ позволяет расширить спектральный диапазон фоточувствительности как в область более длинных волн (в твердых растворах с отрицательным значением $\partial E_g / \partial x$, например, в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$), так и в коротковолновую область спектра ($\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{Ga})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ [1-3]).

Относительно твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ известно лишь, что высокоомное состояние в них может быть реализовано [3], однако подробно эта система до настоящего времени не исследовалась.

Монокристаллические образцы $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ ($x < 0.11$) были синтезированы сублимацией из паровой фазы. Состав x контролировался методом рентгеновской дифрактометрии. Контакты наносились подпайкой сплавом $\text{In} + 4\% \text{Ag} + 1\% \text{Au}$. Измерения температурных зависимостей удельного сопротивления ρ проводились в вакууммируемой металлической камере, экранирующей образец от фоновых излучений. Подсветка осуществлялась с помощью миниатюрного теплового источника излучения с потоком на площадке образца $\sim 10^{-8}$ Вт. На рис. 1 показан вид температурных зависимостей $\rho(T)$ для образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ с $x = 0$, $x = 0.06$ и $x = 0.11$ в условиях экранирования (кривые 1-3) и при подсветке тепловым источником (1'-3'). В области высоких температур для всех исследованных образцов наблюдается активационный рост ρ , энергия активации E_a составляет ~ 340 мэВ в образце с $x = 0.11$, ~ 280 мэВ — с $x = 0.06$ и ~ 140 мэВ в $\text{PbTe}(\text{Ga})$. В образцах, содержащих Ge, при некоторой температуре T_ϕ наблюдается резкий спад ρ . Значение T_ϕ зависит от состава сплава x и не меняется при вариации условий охлаждения. При $x = 0.11$ $T_\phi \sim 150$ К, при $x = 0.06$ $T_\phi \sim 85$ К. Явление задержанной фотопроводимости наблюдалось в кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ при $T \leq T_c = 80$ К. Величина T_c практически не зависит от x и совпадает с T_ϕ только в сплаве с $x = 0.06$. Как видно из рис. 1 относительная величина сигнала фотопроводимости падает с ростом x .

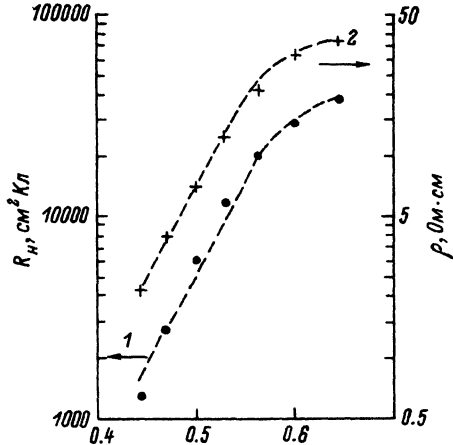


Рис. 2. Вид температурных зависимостей постоянной Холла R (1) и удельного сопротивления ρ (2) для образца $\text{Pb}_{0.89}\text{Ge}_{0.11}\text{Te}(\text{Ga})$.

На рис. 2 представлены температурные зависимости постоянной Холла R (кривая 1) и, для сравнения, ρ (кривая 2) для кристалла с $x = 0.11$. Провести корректные измерения R удалось лишь в области температур $T > T_{\Phi}$ (эти данные и приведены на рис. 2). Ниже температуры T_{Φ} на холловских контактах образца появляется сигнал, не меняющийся при коммутации магнитного поля и существенно превышающий по величине собственно холловскую разность потенциалов. Подобные явления весьма характерны для неоднородных полупроводников, в которых производить расчет концентрации носителей заряда с помощью обычных соотношений неприемлемо. Аналогичный эффект был обнаружен и в образце с $x = 0.06$. Однако, как видно из рис. 2, при $T > T_{\Phi}$ кривые $R(T)$ и $\rho(T)$ имеют активационный участок, отвечающий одной и той же энергии активации, а значение концентрации электронов при $T = 224 \text{ K}$ составляет $\sim 5.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Полученные экспериментально значения энергий активации при $T_{\Phi} < T < 300 \text{ K}$ для образцов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ практически совпадают с шириной запрещенной зоны в нелегированных кристаллах соответствующего состава [4]. В отличие от $\text{PbTe}(\text{Ga})$ наблюдать примесную активацию в этих кристаллах не удастся, по-видимому, в связи с наличием аномалий на температурных зависимостях гальваномагнитных коэффициентов. Нам представляется наиболее разумным связать появление этих аномалий с имеющим место в $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ фазовым переходом. Это не значит, что температура фазового перехода в $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ совпадает с T_{Φ} . Несмотря на то что T_{Φ} зависит от состава сплавов x и [$T_{\Phi}(x = 0.11) - T_{\Phi}(x = 0.06)$] практически совпадает с известным из литературных данных значением разности температур фазовых переходов в нелегированных сплавах указанного состава [5], абсолютная величина T_{Φ} для $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ на $\sim 80^\circ$ ниже, чем температура фазового перехода в $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$. Следует, однако, отметить, что и введение In в $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$ приводит к существенному понижению температуры фазового перехода [3]. В принципе при фазовом переходе происходит расщепление четырех эквивалентных долин, формирующих поверхность Ферми в PbTe . Однако сдвиг экстремумов составляет по порядку величины $\sim 10 \text{ мэВ}$, что могло бы привести лишь к некоторому изменению энергии активации проводимости. Эти изменения недостаточны для появления металлической проводимости в кристалле.

На наш взгляд, наиболее вероятной причиной, обуславливающей характер поведения кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ при $T < T_{\Phi}$, является неустойчивость легирующего действия Ga в сплавах на основе PbTe . Так, в работе [6] было

обнаружено, что в $Pb_{1-x}Ge_xTe$ (Ga) под действием гидростатического сжатия P в окрестности точки P_1 наблюдался скачкообразный переход УФ из зоны проводимости в валентную зону, который связали с изменением зарядового состояния Ga и потерей его донорного действия под влиянием деформаций. В достаточно узком интервале внешних давлений вблизи P_1 наблюдалась некоторая переходная область, характеризующаяся неоднородностью образца, связанной с наличием в его объеме областей с электронной и дырочной проводимостью. При этом температурные и полевые зависимости постоянной Холла были аналогичны наблюдаемым в $Pb_{1-x}Ge_xTe$ (Ga) при $T < T_\phi$.

Можно предположить, что напряжения, возникающие в кристаллической решетке сплавов $Pb_{1-x}Ge_xTe$ (Ga) вследствие фазового перехода, способны индуцировать неоднородные по объему состояния, связанные с изменением легирующего действия Ga. Падение ρ при $T < T_\phi$ указывает на наличие некоторого канала протекания, в то время как поведение R свидетельствует о наличии существенных неоднородностей в объеме кристалла.

В заключение авторы благодарят В. Ф. Козловского за проведение рентгенодифрактометрического анализа образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. А. Акимов, В. П. Зломанов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов. Высокочистые вещества, 6, 22 (1991).
- [2] Б. А. Акимов, С. А. Белоконь, Э. М. Дашевский, К. Н. Егоров, В. М. Лакеенков, А. В. Никорич, Л. И. Рябова. ФТП, 25, 250 (1991).
- [3] Г. С. Бушмарина, Б. Ф. Грузинов, И. А. Драбкин, Е. Я. Лев, И. В. Нельсон. ФТП, 11, 1874 (1977).
- [4] С. П. Гришечкина, С. В. Жоховец, Б. Д. Копыловский, А. П. Шотов. ФТП, 12, 1132 (1978).
- [5] А. И. Лебедев, Х. А. Абдуллин. ФТП, 18, 624 (1984).
- [6] Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, С. М. Чудинов, О. Б. Яценко. Письма ЖЭТФ, 31, 304 (1980).

Редактор Ю. Б. Лянда-Геллер

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

СУПЕРИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА $Cu_{2-x}Se$ КАК ПРОЯВЛЕНИЯ ЭКСИТОННОЙ ФАЗЫ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА

В. А. Федорин

Научно-исследовательский институт физики при Одесском государственном университете
им. И. И. Мечникова, Одесса, Украина
(Получено 22.07.1992. Принято к печати 27.07.1992)

Полупроводниковые соединения A_2B^{VI} обладают рядом интересных физических особенностей [1, 2], что обуславливает их применение в технике в качестве термоэлектрических преобразователей энергии, переключателей, датчиков излучения и др. Все соединения указанного класса при повышении температуры переходят из α - в β -фазу, характеризующуюся высокой ($\geq 1 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) ионной проводимостью. В настоящей заметке на примере соединения $Cu_{2-x}Se$ рассматривается суперионный α - β -переход, как переход порядок—беспорядок по катионам в антифлюоритовой кристаллической структуре, в предположении