

УДК 621.315.592

РАВНОВЕСНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

 $Cd_{1-x}Mg_xTe$ Бейсюк П. П., Савицкий А. В., Илащук М. И., Руснак Н. И.,
Власюк В. И., Парфенюк О. А.

Изучены электрофизические свойства полупроводниковых твердых растворов $Cd_{1-x}Mg_xTe$, выращенных методом Бриджмена, в зависимости от состава ($0 \leq x \leq 0.3$). Исследуемые образцы были p -типа проводимости. При $0 \leq x \leq 0.1$ концентрация дырок практически не изменялась и соответствовала $(3 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее увеличение количества Mg ($x > 0.1$) приводило к переходу кристаллов в полуизолирующее состояние [$p = (2 \div 6) \times 10^7 \text{ см}^{-3}$]. Предполагается, что такой переход обусловлен компенсирующим действием неконтролируемых примесей и одновременным уменьшением концентрации вакансий кадмия.

Показано, что в исследуемых твердых растворах подвижность в значительной мере определяется рассеянием на флуктуациях состава.

Полупроводниковые твердые растворы $Cd_{1-x}Mg_xTe$, изменение ширины запрещенной зоны которых охватывает практически весь диапазон видимого спектра, являются перспективным материалом для создания светодиодов [$1-4$]. Однако физические свойства этих материалов мало изучены, особенно явления переноса.

В данной работе исследованы равновесные характеристики нелегированных твердых растворов $Cd_{1-x}Mg_xTe$, выращенных методом Бриджмена, в зависимости от состава ($0 \leq x \leq 0.3$). В качестве исходных компонентов использовали магний, предварительно очищенный методом вакуумной дистилляции, и зонноочищенные кадмий и теллур. Исследования проводили путем измерения температурных зависимостей коэффициента Холла R_H и холловской подвижности μ_H в интервале 77—450 К.

Состав полученных кристаллов контролировали сравнением ширины запрещенной зоны, определенной из исследований спектров экситонного отражения и по положению края фундаментального поглощения, с результатами, проведенными в литературе [$3, 4$]. Дополнительный контроль осуществлялся с помощью масс-спектрокопии вторичных ионов на установке LAS-600. С помощью этой же методики был определен элементный состав исследуемого материала. Установлено, что в качестве остаточных примесей присутствуют такие элементы как Na, K, Al, In, Ga, Si, Cr.

Основные электрофизические параметры
твердых растворов $Cd_{1-x}Mg_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.3$)

Состав, x	Концентрация носителей p , см^{-3}	Подвижность μ_H , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	Глубина залегания локального уровня ΔE , эВ
0	$5 \cdot 10^{15}$	60	0.05
0.1	$3 \cdot 10^{15}$	32	0.01—0.02
0.15	$2 \cdot 10^7$	16	0.85
0.2	$6 \cdot 10^7$	12	0.84
0.3	$6 \cdot 10^7$	18	0.84

Исследуемые образцы были *p*-типа проводимости. Основные электрофизические параметры кристаллов приведены в таблице. Видно, что при $x=0.1$ концентрация дырок практически не изменяется по сравнению с нелегированным материалом. Однако введение Mg приводит к некоторым изменениям равновесных свойств образцов: проявлению мелкого истощенного до 77 К акцепторного уровня и значительному понижению подвижности носителей заряда (см. таблицу).

В низкоомных кристаллах теллурида кадмия в исследуемом интервале температур основными механизмами рассеяния являются рассеяния на полярных оптических фононах и ионизированных примесях. Известно, что в твердых растворах важную роль может играть рассеяние на сплавном потенциале, возникающем в сплавах вследствие произвольного распределения атомов компонентов по имеющимся узлам решетки. Поэтому в расчеты температурных зависимостей подвижности носителей заряда μ_H были включены все три вида рассеяния.

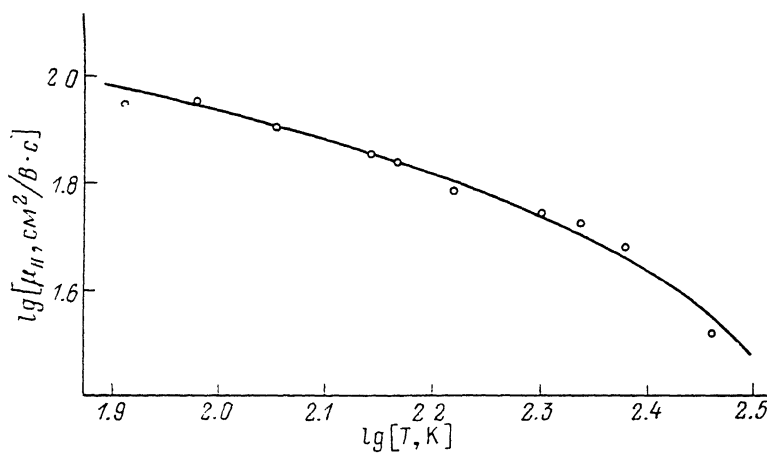


Рис. 1. Температурная зависимость подвижности дырок в образцах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ при $x=0.1$. Сплошная кривая — расчетная; кружки — экспериментальные точки.

Влияние рассеивания на сплавном потенциале учитывали по известной формуле [5, 6]

$$\mu = \frac{(2\pi)^{1/2} e \hbar^4 N}{3 (kT)^{1/2} m^{*3/2} (\Delta E)^2 x (1-x)},$$

где N — концентрация узлов решетки, величина ΔE , заданная по формуле как разность энергий запрещенных зон бинарных соединений, составляющих данный твердый раствор, рассматривалась нами в качестве подгоночного параметра, обозначение остальных величин общепринятое.

Варьируя одновременно величины N_I (концентрация ионизованных центров) и ΔE в качестве независимых переменных, удается полностью описать зависимость $\mu_H = f(T)$ в области температур 77—300 К при $N_I = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\Delta E = 1.7 \text{ эВ}$. Экспериментальные расчетные значения подвижности приведены на рис. 1.

Определенное как разность энергий запрещенных зон бинарных соединений значение ΔE равнялось 2.1 эВ, поскольку, согласно последним работам [3, 7], ширина запрещенной зоны MgTe составляла 3.6 эВ.

Полученное несовпадение величин ΔE является незначительным и может быть объяснено невозможностью учета геометрического разупорядочения в сплавах в общем виде.

Поскольку $N_I = N_A + N_D$, $p = N_A - N_D$, можно определить концентрации акцепторов N_A , доноров N_D , а также степень компенсации K : $N_A = 7.9 \cdot 10^{16}$, $N_D = 7.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K = 0.94$. Учитывая значительные концентрации ионизированных центров, а также высокую степень компенсации, наблюдаемое уменьшение энергии ионизации акцепторного уровня ΔE по сравнению с энергетическим

положением водородоподобного акцепторного центра ($E_a + 0.7$ эВ) можно объяснить зависимость указанной величины от концентрации примеси и степени компенсации $E = E(N, K)$. Последняя может быть обусловлена несколькими причинами: перекрытием волновых функций примесных состояний, кулоновским взаимодействием противоположно заряженных центров, влиянием случайного поля ионизированных примесей.

Относительно природы наблюдаемых акцепторов можно сказать следующее. По аналогии с нелегированным CdTe проявляющийся уровень может быть отнесен к примесям элементов первой группы (Na, Li), замещающим Cd [9]. Наличие натрия в исследуемых кристаллах подтверждают приведенные выше результаты масс-спектро스코пии вторичных ионов. Высокое содержание Na ($N_{Na} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) как неконтролируемой примеси Mg было установлено авторами работы [10]. Однако проявляющийся уровень может соответствовать и однократно заряженной вакансии кадмия [11].

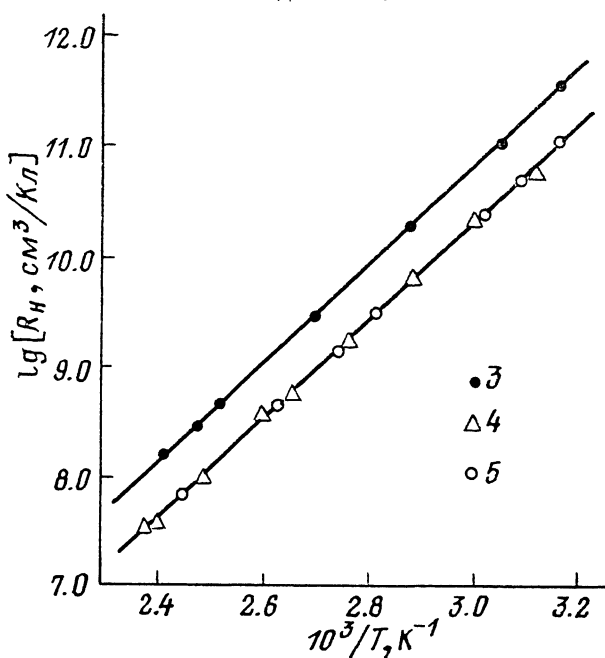


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ ($0.15 \leq x \leq 0.3$).

Дальнейшее увеличение x приводит к переходу кристаллов в полуизолирующее состояние. Температурные зависимости R_H образцов с $0.15 \leq x \leq 0.3$ приведены на рис. 2. Анализ литературных данных показывает, что возрастание сопротивления материала при увеличении концентрации Mg ($x > 0.1$) является характерным для твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ [1, 2, 8, 10]. Можно предположить, что этот процесс обусловлен компенсирующим действием неконтролируемых примесей и одновременным уменьшением концентрации вакансий кадмия при увеличении количества Mg.

Переход кристаллов в высокоомное состояние сопровождается заметным понижением подвижности дырок, что может быть объяснено возникновением крупномасштабного потенциального рельефа вследствие увеличения степени компенсации полупроводника и значительного уменьшения концентрации носителей заряда. Для этого материала характерно также проявление глубокого центра $E_a + (0.84 \pm 0.01)$ эВ, энергия ионизации которого не зависит от x , что, учитывая короткодействующий потенциал глубоких примесей, дает возможность идентификации этого уровня как дефекта в подрешетке Cd. Следует отметить, что установленное значение глубины залегания проявляющегося центра достаточно близко энергетическому положению двукратно заряженной вакансии кадмия ($E_a + 0.9$ эВ) [11].

Список литературы

- [1] Masasi U. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. N 5. P. 1186—1195.
- [2] Ryoichi Y., Kohji H. // Japan. J. Appl. Phys. 1969. V. 8. N 3. P. 341—347.
- [3] Витриховский Н. М., Евстигнеев А. М., Красиков А. И., Тягай В. А. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 10. С. 2056—2058.
- [4] Ахоян А. П., Витриховский Н. И., Гарягдыев Г., Городецкий И. Я. и др. // УФЖ. 1985. Т. 30. В. 9. С. 1412—1416.
- [5] Tlicksman M., Enstrom R. E., Mittleman S. A., Apperi J. P. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 4. P. 1621—1626.
- [6] Harrison J. W., Hauser J. K. // Phys. Rev. 1976. V. 13. N 12. P. 5347—5350.
- [7] Barbier D., Laudier A. // Sol. St. Commun. 1977. V. 23. N 7. P. 435—438.
- [8] Somodyi K., Chevallier J., Rommeluere J., Marine J., Schaub B. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1979. V. ED-26. N 8. P. 1198—1201.
- [9] Pautrat J. L., Francou J. M., Molva N., Saminadayer K. // J. Cryst. Growth. 1985. V. 72. N 1-2. P. 194—204.
- [10] Revel G., Pastol J. L., Rouchaud J. C., Fed H. et al. // J. Electron. Mater. 1980. V. 9. N 1. P. 165—184.
- [11] Nobel D. // Phil. Res. Repts. 1959. V. 14. N 4. P. 361—399; N 5. P. 430—492.

Черновицкий государственный университет

Получена 13.12.1990
Принята к печати 28.12.1990