

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУМАГНИТНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$

Гавалешко Н. Н., Кривень С. И., Мазур Ю. И.,
Паранчич С. Ю., Сизов Ф. Ф.

Синтезированы монокристаллы полумагнитных твердых растворов $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$ ($x=0.01$, $y=0.02\div 0.10$) n -типа проводимости, кристаллизующиеся в структура цинковой обманки. Определены некоторые параметры этого полупроводника: $E_g(y, T)$, $\partial E_g/\partial T$, $\partial E_g/\partial y$. Показано, что значения $E_g(x, y)$ хорошо могут быть описаны в модели виртуального кристалла. Получены температурные зависимости коэффициента Холла и подвижности электронов в диапазоне температур $T=4.2\div 300$ К.

Несмотря на то что технологии изготовления приборов ИК техники на базе основного материала для этих целей — твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ позволяют реализовать предельные параметры фотоприемников, разработка альтернативных материалов, дающая возможность получить структурно более совершенные и технологичные узкощелевые полупроводники, необходима для оптимизации процессов изготовления активных элементов устройств ИК техники. При этом предполагается, что для этих целей введение в узкощелевые твердые растворы четвертого компонента, например марганца, позволит получать слои со значительно меньшими концентрациями носителей (см., например, [1]) вследствие стабилизации Mn слабой химической связи Hg—Te.

Выращенные модифицированным методом Бриджмена монокристаллы твердого раствора $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$ ($x=0.10$, $y=0.02\div 0.10$) имели концентрацию электронов $n_{77}=5\cdot 10^{17}$ см⁻³. Применяя термообработку в парах компонентов, концентрацию носителей можно изменять в пределах $n_{77}\cong(1\div 8)\cdot 10^{17}$ см⁻³.

Измерения электрических характеристик кристаллов проводились на прямоугольных образцах с размерами $1\times 2\times 5$ мм в слабых магнитных полях ($\mu H/c < 1$) в диапазоне температур $4.2\div 300$ К. В этом температурном интервале значения коэффициента Холла практически не зависят от температуры, так как электронный газ вырожден. При $T=4.2$ К подвижность электронов достигала значений $\mu\cong 1.5\cdot 10^5$ см²/В·с. Предварительный анализ зависимостей $\mu(T)$ позволяет сделать заключение о том, что преобладающими механизмами рассеяния электронов для исследованных кристаллов являются рассеяние на продольных оптических фононах, а также сплавное рассеяние, вклад которого возрастает с увеличением содержания Mn. Уменьшение μ с ростом N_{Mn} обусловлено также увеличением ширины запрещенной зоны E_g .

Для исследования оптических свойств из выращенных слитков вырезались пластины диаметром ~ 1 см, поверхности которых подвергались последовательно механической и химической полировке (4%-м бромистым метанолом). Оптическое пропускание исследовано в плоскопараллельных образцах толщиной $d\cong 60\div 80$ мкм.

По данным рентгеновского электронного микроанализа (микроанализатор Superprobe-733), распределение Mn по площади пластин было однородным при $y < 0.05$. При $y > 0.05$ наблюдались отклонения от однородного распределения Mn. В этом случае для оптических измерений использовались предвари-

тельно тестированные на микроанализаторе участки пластин с размерами 2×2 мм, в которых содержание Mn находилось в пределах $\pm 10\%$ от его процентного содержания в центре вырезаемых площадок.

Измерения спектральных зависимостей оптического пропускания $\tau(\hbar\omega)$ проведены при $T=78$ и 300 К на спектрометре ИКС-25. Коэффициенты поглощения света $\alpha(\hbar\omega)$ для образцов различного состава рассчитаны по стандартным методикам для плоскопараллельных пластин.

На рис. 1 показаны спектральные зависимости коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ для четырех образцов с разными y при $T=78$ и 300 К. Видно, что при обеих температурах для всех значений y кривые $\alpha(\hbar\omega)$ имеют форму, близкую к экспоненциальной, что характерно практически для всех соединений $A^{II}B^{VI}$. С ростом y край поглощения сдвигается в область высоких энергий. При $T=300$ К он более пологий.

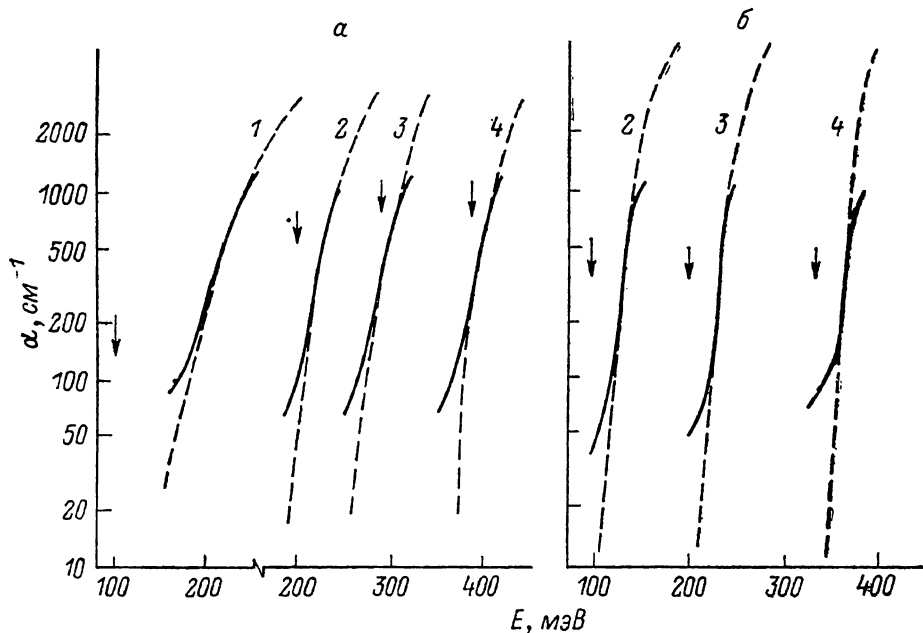


Рис. 1. Спектральные характеристики коэффициента поглощения кристаллов $Hg_{0.9-y}Cd_yMn_ySe$ различного компонентного состава при 300 (а) и 78 К (б).

Сплошные кривые — эксперимент; y : 1 — 0.0; 2 — 0.02; 3 — 0.04; 4 — 0.06; штриховые — расчет.

Для детального изучения экспериментальных зависимостей $\alpha(\hbar\omega)$ вблизи собственного края поглощения и определения величины E_g в $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_ySe$ рассчитаны зависимости $\alpha(\hbar\omega)$ с использованием результатов, полученных в рамках модели Кейна [2, 3], и достаточно хорошо описывающие край поглощения ряда твердых растворов $A^{II}B^{VI}$. Полный коэффициент поглощения света определяется как сумма коэффициента поглощения света при оптических переходах между зоной тяжелых дырок и зоной проводимости α_h , а также переходами между зоной легких дырок и зоной проводимости α_l , с учетом заполнения носителями состояний в зонах: $\alpha = f(E_h) \alpha_h + f(E_l) \alpha_l$; здесь $f(E) = [1 + \exp(E_F - E)/kT]^{-1}$, а E_h и E_l — энергии состояний в зоне проводимости, соответствующие переходам из зоны тяжелых и легких дырок при поглощении кванта $\hbar\omega$. Матричный элемент оператора импульса P и эффективная масса тяжелых дырок предполагались в первом приближении равными таковым в $Hg_{1-x}Cd_xSe$ ($m_{hh} = 0.55 m_0$, $P = 7.7 \cdot 10^{-8}$ эВ·см [4]).

В дальнейшем, варьируя два параметра — E_g и уровень Ферми E_F , мы добивались наилучшего согласия экспериментальных и расчетных кривых $\alpha(\hbar\omega)$, тем самым определяя величину E_g для каждого состава компонента y . На рис. 1 штрихами показаны расчетные линии $\alpha(\hbar\omega)$. Видно, что удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными достигается при $\alpha \geq 150 \div 200$ см $^{-1}$.

При меньших значениях наблюдаемые отклонения от расчетной зависимости связаны с «фоновым» поглощением, обусловленным как наличием хвоста плотности состояний в запрещенной зоне, так и поглощением в нарушенных приповерхностных слоях, а также вкладом поглощения на свободных носителях. Стрелками обозначены величины E_g при наилучшем согласовании расчетных и экспериментальных кривых. При использовании E_g и концентрации свободных носителей, определенной методом Ван-дер-Пау, были найдены значения E_F , которые в пределах $\pm 10\%$ совпали со значениями E_F , полученными при подгонке экспериментальных и расчетных кривых $\alpha(\hbar\omega)$.

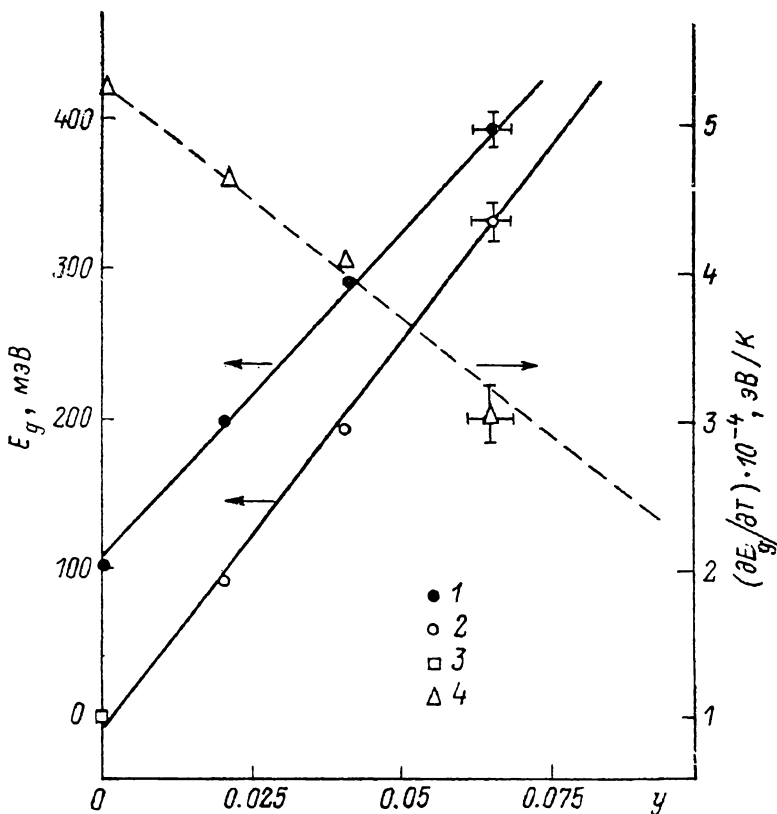


Рис. 2. Зависимости ширины запрещенной зоны E_g (1, 2) и $\partial E_g/\partial T$ (4) кристаллов $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$ от компонентного состава.

T , К: 1 — 300, 2 — 78; 3 — данные работы [6].

На рис. 2 показана зависимость E_g от компонентного состава для двух температур 78 и 300 К. Видно, что при обеих температурах E_g линейно растет с увеличением концентрации Mn:

$$\left. \frac{\partial E_g}{\partial y} \right|_{T=300 \text{ К}} = 4.5 \cdot 10^{-2}, \quad \left. \frac{\partial E_g}{\partial y} \right|_{T=78 \text{ К}} = 5.5 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/мол\%}.$$

Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры показана штриховой линией на рис. 2. Значение $\gamma = dE_g/dT$ линейно уменьшается с ростом y от $\gamma = 5.2 \cdot 10^{-4}$ при $y=0$ до $\gamma = 3.2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К при $y=0.065$. Из такой зависимости следует, что γ обращается в нуль при $y \approx 0.16 \div 0.18$ ($x=0.10$). В $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ это происходит при содержании Cd $x=0.4$ [5]. Добавление Mn в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ приводит к существенно более быстрому росту E_g и более резкому уменьшению dE_g/dT , чем при такой же добавке Cd.

В ряде работ [6, 7] рассмотрена модель виртуального кристалла в применении к четверному твердому раствору $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$. Подобные оценки

в применении к $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$ показали, что при использовании экспериментальных зависимостей $E_g(x)$ в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ [4] и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [8] зависимость $E_g(y)$ для $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Se}$ удовлетворительно описывается в рамках этой модели. Значения $E_g^{\text{вирт}}$, вычисленные по модели виртуального кристалла, в пределах 5 % совпадают с величинами $E_g^{\text{опт}}$, определенными экспериментально.

Список литературы

- [1] Балкенов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Митронов К. Е., Мовилэ В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1258—1261.
- [2] Blue M. D. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 1. P. 226—234.
- [3] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 363—372.
- [4] Ivanowski R. J., Dietl T., Szymanska W. // J. Phys. Chem. Sol. 1978. V. 39. P. 1059—1070.
- [5] Slodowy P. A., Girit W. // Phys. St. Sol. 1974. V. B48. P. 463—466.
- [6] Debska U., Dietl T., Grabecki G., Janik E., Kierzek-Pecold E., Klimkiewicz M. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 64. N 2. P. 707—713.
- [7] Rip-sam Kim, Mita Y., Takeyama S., Narita S. // Proc. Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond. Linz, Austria, 1984. P. 316—320.
- [8] Takeyama S., Galazka R. R. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 96. N 2. P. 413—423.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 10.10.1988
Принята к печати 10.01.1989