

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДИХРОИЗМ КРИСТАЛЛОВ  $MnIn_2Te_4$   
И ФОТОПЛЕОХРОИЗМ СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕБежимбетов Р. Н., Рудь Ю. В., Таиров М. А., Ундалов Ю. К.,  
Ушакова Т. Н., Бойко М. Е.

Соединение  $MnIn_2Te_4$  является прямозонным полупроводником ( $E_g \approx 1.42$  эВ при  $T = 300$  К) и принадлежит к обширному классу малоизученных соединений  $AB_2X_4$  ( $A - Mn, Fe; B - Ga, In; X - S, Se, Te$ ) [1, 2]. Кристаллическая решетка  $MnIn_2Te_4$  относится к структуре типа дефектного халькопирита, особенностями которой являются статистический характер расположения атомов  $Mn$  и  $In$  и отсутствие тетрагональной деформации решетки, т. е.  $\tau = (1 - c/2a) = 0$  [3]. В настоящей работе представлены результаты исследований оптической и фотоэлектрической анизотропии  $MnIn_2Te_4$ , обнаруженной при изучении монокристаллов этого соединения [4].

Для исследований изготавливались пластинки со средними размерами  $\sim 4 \times 5 \times 1$  мм с кристаллографическими ориентациями (100), (010) и (001). Оптическое пропускание измерялось на пластинках указанных ориентаций с набором толщин в диапазоне  $400 \div 10$  мкм. Пластинки изготавливались путем механической шлифовки с последующей полировкой. Гетероструктуры создавались нанесением известным методом катодного распыления слоев  $n-SnO_2$  толщиной  $\sim 0.5$  мкм или полупрозрачных слоев меди на поверхность ориентированных пластин  $p-MnIn_2Te_4$  толщиной  $\sim 0.1 - 0.2$  мм. При поляризационных измерениях оптического пропускания и фототока диодных структур линейно поляризованный свет направлялся вдоль нормали к поверхности  $MnIn_2Te_4$ .

Из полного набора поляризационных исследований оптического пропускания (рис. 1, кривые 1, 2) следует, что для кристалла  $MnIn_2Te_4$  при распространении линейно поляризованного излучения вдоль тетрагональной оси [001] коэффициент дихроизма оптического пропускания тождественно равен нулю. При распространении излучения вдоль двух других главных кристаллографических направлений [100] и [010], когда тетрагональная ось  $c$  лежит в плоскости пластины, коэффициент дихроизма оптического пропускания  $\mathcal{P}_T$  имеет вид узкого максимума в области фундаментального поглощения. Спектральный контур  $\mathcal{P}_T$  для направлений [100] и [010] одинаков, и положение максимума смещается в длинноволновую область с ростом толщины пластин. При этом возрастает и амплитуда  $\mathcal{P}_T = (T^{\parallel} - T^{\perp}) / (T^{\parallel} + T^{\perp}) \cdot 100\%$ . Как видно из рис. 1 (кривая 1), при толщине кристалла  $\sim 240$  мкм  $\mathcal{P}_T = 90 \div 92\%$ , что свидетельствует о неожиданно высокой анизотропии оптического пропускания  $MnIn_2Te_4$ , решетка которого не имеет тетрагональной деформации ( $\tau = 0$ ) [3]. Во всей спектральной области  $T^{\parallel} > T^{\perp}$ , и поэтому  $\mathcal{P}_T > 0$ . Оптическое пропускание в области  $\mathcal{P}_T \neq 0$  описывается типичным для одноосных кристаллов периодическим законом

$$T_{\varphi} = T^{\parallel} \cos^2 \varphi + T^{\perp} \sin^2 \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол между  $E$  и  $c$ .

Спектры коэффициента оптического поглощения  $\alpha(\hbar\omega)$  при двух поляризациях излучения ( $E \parallel c$  и  $E \perp c$ ) для типичного кристалла  $MnIn_2Te_4$  приведены

на рис. 2 (кривые 1, 2). Как видно из рис. 2, для данного соединения при  $\hbar\omega > 1.2$  эВ поглощение становится анизотропным, причем во всей области фундаментального поглощения  $\alpha^I > \alpha^{II}$  и для обеих поляризаций спектры описываются экспоненциальным законом с крутизной  $\sim 30 \div 40$  эВ<sup>-1</sup>, характерной для прямых оптических переходов. Коэффициент дихроизма оптического

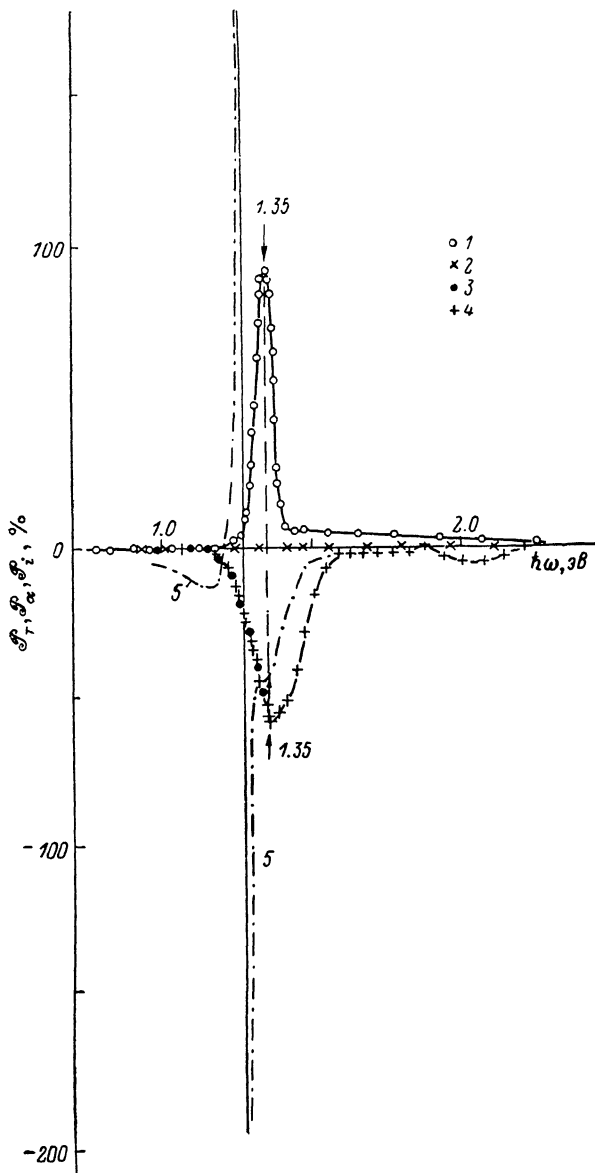


Рис. 1. Спектральные зависимости дихроизма оптического пропускания (1, 2) и поглощения (3) монокристаллов  $MnIn_2Te_4$  и коэффициента естественного фотоплекроизма полупроводниковых структур из  $MnIn_2Te_4$  (4, 5) при 300 К.

Толщина кристалла 240 мкм; ориентация: 1, 3 — (100), 2 — (001). Ориентация пластин  $MnIn_2Te_4$  — (100). 4 —  $SnO_2-MnIn_2Te_4$ , освещение со стороны  $SnO_2$ ; 5 —  $SnO_2-MnIn_2Te_4-Cu$ , освещение со стороны Cu.

поглощения (рис. 1, кривая 3) монокристаллической пластины  $MnIn_2Te_4$  отрицателен и при  $\hbar\omega \approx 1.3$  эВ достигает  $\mathcal{P}_\alpha \approx -60\%$ .

На рис. 2 (кривая 5) приведен также спектр фоточувствительности гетероструктуры  $SnO_2-MnIn_2Te_4$ . Полученные гетероструктуры обнаруживают фоточувствительность в области 0.7—4 эВ, которая достигает максимума  $S_u = 5 \times 10^5$  В/Вт в глубине фундаментального поглощения при  $\hbar\omega \approx 1.6$  эВ (300 К). Экспоненциальный длинноволновый край фоточувствительности определяется

прямыми межзонными переходами и расщеплен в поляризованном свете (рис. 2, кривые 3, 4) аналогично коэффициенту оптического поглощения, т. е.  $i^{\perp} > i^{\parallel}$  во всем диапазоне fotocувствительности гетероструктуры. Поляризационное расщепление длинноволнового края поглощения  $\Delta \hbar \omega \approx 30$  мэВ свидетельствует о расщеплении валентной зоны  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$ . С учетом того, что тетрагональное сжатие в  $\text{MnIn}_2\text{Te}_5$  отсутствует, есть основания полагать, что основной вклад в расщепление валентной зоны вносят другие факторы, такие как, например,

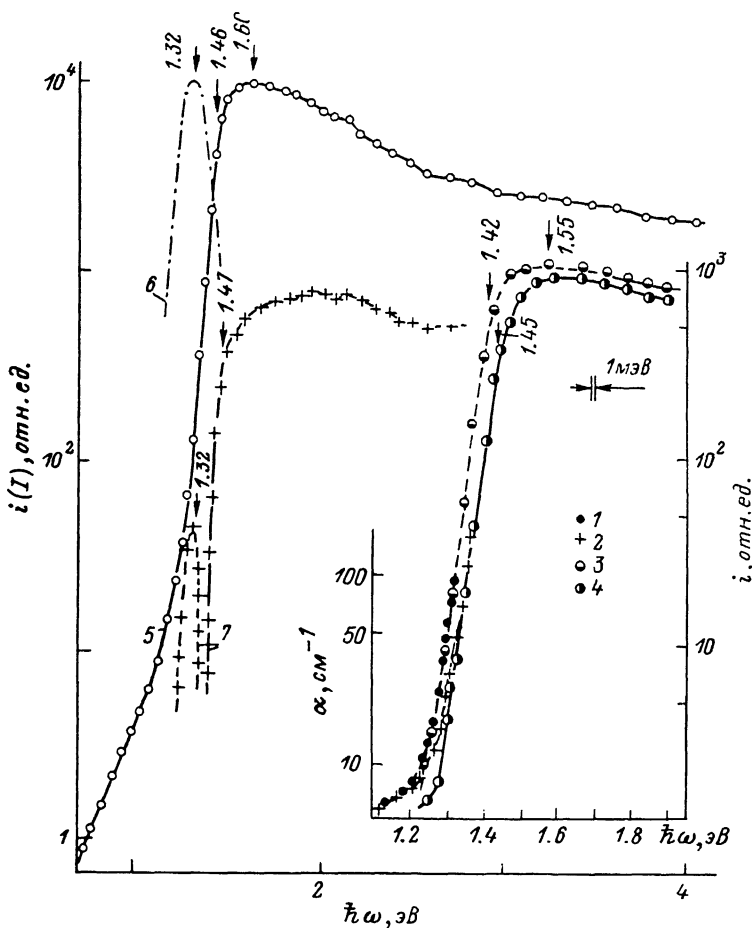


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента оптического поглощения (1, 2) и фотолюминесценции (б) монокристаллов  $R\text{-MnIn}_2\text{Te}_4$  и фототока полупроводниковых структур из  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$  (3-5, 7).

Пластины ориентированы в плоскости (100). 3-5 —  $\text{SnO}_2\text{-MnIn}_2\text{Te}_4$ , 7 —  $\text{SnO}_2\text{-MnIn}_2\text{Te}_4\text{-Cu}$ . Т, К: 1 — 5, 7 — 300, 6 — 77. Знак фототока: сплошные кривые 5, 7 — минус на  $\text{SnO}_2$ , штриховая кривая 7 — плюс на  $\text{SnO}_2$ . Поляризация: 1, 3 —  $E \perp c$ ; 2, 4 —  $E \parallel c$ .

различие в потенциалах атомов Mn и In, их отклонения из идеальных позиций, а также наличие в решетке «стехиометрических» вакансий. Фоточувствительность гетероструктур (рис. 2) при  $\hbar \omega < 1.2$  эВ изменяется от образца к образцу и связана с поглощением на уровнях дефектов. Фотолюминесценция кристаллов  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$ , на основе которых создавались гетероструктуры, имеет вид широкой ( $\sim 100$  мэВ) полосы с максимумом при  $\hbar \omega_m \approx 1.32$  эВ (77 К), расположенным в примесной области. Коротковолновый спад fotocувствительности полученных структур  $\text{SnO}_2\text{-MnIn}_2\text{Te}_4$  зависит от технологических условий и связан, по-видимому, с колебаниями качества гетерограницы. Коэффициент естественного фотоплекроизма созданных гетероструктур во всей области fotocувствительности отрицателен и достигает максимума  $\mathcal{P}_T^{\text{эф}} \approx -60-65\%$  при  $\hbar \omega \approx 1.35$  эВ, как и  $\mathcal{P}_T$  (рис. 1, кривая 4). Коэффициенты дихроизма и фотоплекроизма хорошо согласуются между собой в длинноволновой области, и если для опре-

деления  $\mathcal{S}_i^E$  в более коротковолновой области необходимо изготавливать более тонкую пластину, то для получения спектральной зависимости  $\mathcal{S}_i^E$  вплоть до 2.2 эВ этого не требуется. Такие результаты легко получаются из поляризационных измерений фототока гетероструктуры (рис. 1). Отсутствие инверсии знака  $\mathcal{S}_i^E$  в глубине фундаментального поглощения указывает на достаточно высокое совершенство гетерограницы [5]. Подчеркнем, что по величине максимальных значений  $\mathcal{S}_i^E$  и  $\mathcal{S}_i^V$  кристалл  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$  оказывается близким к прямым соединениям  $\text{II}-\text{IV}-\text{V}_2$  с высоким тетрагональным сжатием [5]. Наряду с гетероструктурами  $\text{SnO}_2-\text{MnIn}_2\text{Te}_4$  была предпринята попытка также создать структуру с инверсией знака фототока (ИЗФ), позволяющую существенно увеличить фотоэлектрическую анизотропию [5]. С этой целью были изготовлены структуры  $\text{SnO}_2-\text{MnIn}_2\text{Te}_4-\text{Cu}$ , типичный спектр фоточувствительности которых приведен на рис. 2 (кривая 7). Характерной особенностью таких структур при освещении со стороны  $\text{SnO}_2$  является ИЗФ, обусловленная неэквивалентным собиранием фотогенерированных носителей встречно направленными электрическими полями двух различных потенциальных барьеров. В результате ИЗФ достигнуто резкое возрастание коэффициента фотопоглощения  $|\mathcal{S}_i^E| \rightarrow \infty$  (рис. 1, кривая 5), причем спектральное положение точки инверсии фототока легко изменяется посредством внешнего электрического напряжения, прикладываемого к структуре.

Представленные результаты указывают на возможность применения оптической анизотропии монокристаллов  $\text{MnIn}_2\text{Te}_4$  при создании устройств поляризационной фотоэлектроники.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Бабаева Б. К. — В кн.: Тройные полупроводники и их применение. Кишинев, 1979, с. 96.
- [2] Бекимбетов Р. Н., Рудь Ю. В., Таиров М. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1916—1918.
- [3] Range K.-J., Hubner H.-J. — Z. Naturforsch., 1975, v. 30b, p. 145—148.
- [4] Бекимбетов Р. Н., Войполин А. А., Медведкин Г. А., Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Таиров М. А. — Письма ЖТФ, 1987, т. 13, в. 17, с. 1040—1043.
- [5] Рудь Ю. В. — Изв. вузов СССР, Физика, 1986, № 8, с. 68—83.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 19.10.1987  
Принято к печати 13.11.1987

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

## НЕДИССИПАТИВНЫЕ ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аскеров Б. М., Гашимзаде Н. Ф., Кулиев Б. И., Панахов М. М.

Из термомангнитных явлений магнитотермоэдс и эффект Риги—Ледюка в сильном поперечном магнитном поле являются недиссипативными, т. е. не зависят от механизма релаксации и определяются только законом дисперсии носителей тока [1]. Теория этих явлений в сильном квантующем магнитном поле в массивных образцах была развита авторами работ [2, 3].

В настоящей работе вышеназванные термомангнитные явления рассмотрены в полупроводниковых сверхрешетках (СР) при наличии квантующего магнитного поля, направленного по оси СР, т. е. перпендикулярно слоям. Ранее эта задача нами была решена в сильном, но неквантующем магнитном поле [4], и данная работа является ее естественным продолжением. Отметим, что влияние квантования движения носителей тока в плоскости СР было учтено в [5] при вычислении магнитотермоэдс только в одноминизонном приближении.