

- [3] Бочкарев Э. П., Грляштейн П. М., Гучегль Р. И., Иванов Н. А., Заблоцкий В. В., Колесник Л. И., Космач В. Ф., Лейфэрзов Б. М., Леонов Н. Н., Остроумов В. И. — ДАН СССР, 1986, т. 289, в. 3, с. 610—613.
- [4] Бабицкий Ю. М., Воронов И. Н., Грляштейн П. М., Мороховец М. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 5, с. 931—933.

Государственный научно-исследовательский  
и проектный институт  
редкометаллической промышленности  
Москва

Получено 14.09.1987

Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОЙ ПОЛОСЫ ТАЛЛИЯ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Андроник К. И., Бойко М. П., Лужковский А. В.

В интервале  $77 \div 280$  К измерена магнитная восприимчивость (МВ) серии чистых и легированных таллием монокристаллов PbTe, полученных зонной сублимацией. Параметры образцов приведены в таблице. Содержание таллия определялось методом переменного тока полярографии. Магнитная восприимчивость измерялась по методу Фарадея.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости приведены на рис. 1. Все образцы в измеренном температурном интервале диамагнитны, что свидетельствует о преобладающем вкладе решеточной МВ. Последнюю в узкощелевых полупроводниках принято разделять на особую часть  $\chi_{oc}$ , связанную с вкладом двух зон, разделенных узкой щелью, и регулярную  $\chi_{рег}$ , связанную с вкладом глубоких энергетических уровней. Полная восприимчивость

представляется в виде суммы  $\chi = \chi_{oc} + \chi_{рег} + \chi_{нос}$ , где  $\chi_{нос}$  — МВ носителей тока. Штриховая кривая на рисунке соответствует сумме  $\chi_{oc} + \chi_{рег}$ . Особая часть восприимчивости рассчитывалась на основе теории Фальковского [1] по формуле

$$\chi_{oc} = \left( \frac{e}{2\pi c} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{dk_z}{m(k_z)} \left[ \frac{g^2(k_z)}{4} - \frac{1}{3} \right]. \quad (1)$$

Обозначения соответствуют приведенным в работе [1]. Результат расчета зависит от выбора параметров шестизонной модели спектра Диммока. Согласно обзору [2], наилучший набор параметров энергетического спектра получен в работе [3]:  $2P_i/m_0 = 5.6$  эВ,  $2P_l/m_0 = 0.52$  эВ,  $m_l^{\uparrow} = 0.1 m_0$ ,  $m_l^{\downarrow} = 1.43 m_0$ ,  $m_l^{\uparrow} = 0.086 m_0$ ,  $m_l^{\downarrow} = 0.83 m_0$ . Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры принималась линейной:  $\epsilon_g$  (эВ) =  $0.18 + 4.1 \cdot 10^{-4} T$ . По этим значениям рассчитывались  $\chi_{oc}$  по (1) и  $\chi_{нос}$  по формуле

$$\chi_{нос} = \left( \frac{e}{2\pi c} \right)^2 \int_0^{\infty} dk_z \frac{f(\epsilon_0)}{|m(k_z)|} \left[ \frac{g^2(k_z)}{4} - \frac{1}{3} \right]. \quad (2)$$

Регулярная часть МВ  $\chi_{рег}$  считалась одинаковой для всех образцов, не зависящей от температуры и подбиралась из соображений наилучшего согласия расчетных и экспериментальных значений МВ для образцов с концентрацией носителей  $p < 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ( $\chi_{рег} = -3.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}$ ).

Концентрационная зависимость восприимчивости носителей при  $T=80$  К приведена на рис. 2. Штриховая линия соответствует расчету по формуле (2). В пренебрежении зависимостью  $g$ -фактора от уровня Ферми зависимость  $\chi_{\text{нос}}$  от концентрации представляет собой прямую в координатах  $(\chi_{\text{нос}}; p^{1/3})$ . Так как значение  $g$ -фактора уменьшается с ростом энергии Ферми, восприимчивость носителей должна быть сублинейной функцией в этих координатах. Экспериментальная кривая  $\chi_{\text{нос}}$  ( $p^{1/3}$ ) обнаруживает резкое увеличение парамагнетизма начиная с концентраций  $p \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (рис. 2). Дополнительный вклад  $\chi_{\text{доп}}$  сильно легированных образцов 6—8 слабо зависит от температуры при  $T < 150$  К и плавно уменьшается при дальнейшем повышении температуры.

Обсуждение результатов. Легирование теллурида свинца таллием не может привести к существенному изменению зонной структуры в силу близости физико-

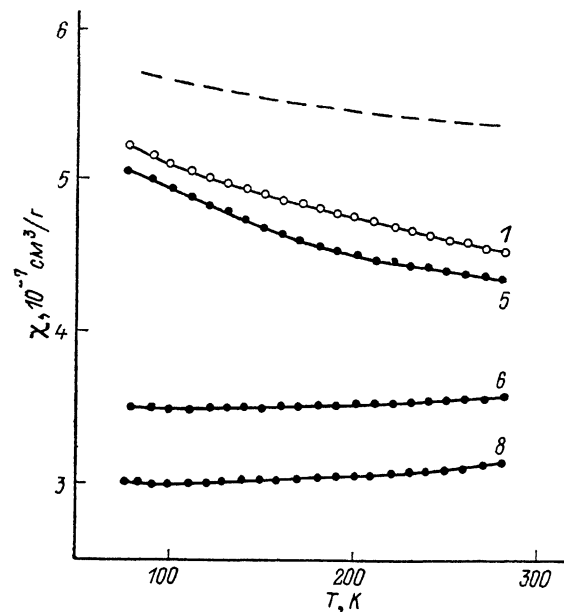


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Te}$ .

Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Штриховая кривая — расчет ( $\chi_{\text{нос}} + \chi_{\text{пер}}$ ) по формуле (1).

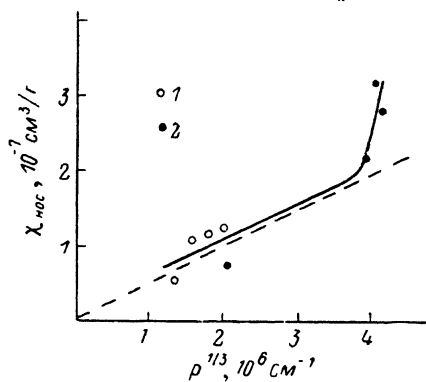


Рис. 2. Концентрационная зависимость магнитной восприимчивости носителей для чистых (1) и легированных таллием (2) образцов теллурида свинца при  $T=80$  К. Штриховая линия — расчет по формуле (2).

химических параметров Tl и Pb, что в данном случае подтверждается небольшим различием значений МВ образцов 4 и 5. В легированных полупроводниках источником дополнительного вклада в магнитную восприимчивость могут быть примесные атомы, обладающие собственным магнитным моментом. В  $\text{Pb}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Te}$  это могли бы быть нейтральные относительно подрешетки свинца ионы  $\text{Tl}^{++}$ . В этом случае должна была бы наблюдаться характерная для локализованных магнитных моментов зависимость Кюри типа  $\chi_{\text{доп}} \sim T^{-1}$ , как это имеет место в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  [4]. Однако, как указывалось выше, дополнительный вклад в МВ сильно легированных образцов почти не зависит от температуры при  $T < 150$  К.

В  $\text{Pb}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Te}$  дополнительный вклад в МВ проявляется при таких концентрациях дырок, при которых уровень Ферми, по литературным данным [5], входит в примесную полосу таллия, что объясняет пороговый характер концентрационной зависимости  $\chi_{\text{нос}}$  (рис. 2). Приписав  $\chi_{\text{доп}}$  восприимчивости носителей примесной полосы, можно оценить плотность примесных состояний на уровне Ферми  $G(\epsilon_F)$  в образцах 6—8 по формуле Паули  $\chi_{\text{нос}} = \mu_B^2 G(\epsilon_F)$ . При  $T=80$  К и  $p=7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  получим  $G(\epsilon_F) = 2 \cdot 10^{21} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , что хорошо согласуется с результатами исследований сверхпроводящих характеристик [6] и теплоемкости [7] поликристаллов. Отметим, что дополнительный вклад в МВ не может быть обусловлен  $\Sigma$ -зоной, так как для нее подобная плотность состояний соответствует полной концентрации дырок  $p > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Об этом свидетельствует также отсутствие дополнительного парамагнитного вклада в МВ кристаллов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  вплоть до концентраций  $p=10^{21} \text{ см}^{-3}$  [1].

Уменьшение  $\chi_{\text{доп}}$  при  $T > 150$  К обусловлено двумя причинами: температурным размытием фермиевского распределения носителей; уменьшением  $G$  ( $\varepsilon_F$ ), связанным с движением  $L$ - и  $\Sigma$ -зон относительно примесной полосы.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Фальковский Л. А., Бродовой А. Б., Лашкарев Г. В. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, в. 1, с. 334—348.
- [2] Nimtz G., Schlicht B. — In: Springer Tracts in Modern Physics, v. 98. Narrow-Gap Semicond. 1983, p. 1—117.
- [3] Hewes C. R., Adler M. S., Senturia S. D. — Phys. Rev., 1982, v. B7, N 12, p. 5195—5212.
- [4] Андрианов Д. Г., Кузнецов В. Д., Климонский С. О., Бурдакин А. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1106—1111.
- [5] Кайданов В. И., Равич Ю. И. — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 51—86.
- [6] Кайданов В. И., Казьмин С. А., Немов С. А., Парфеньев Р. В., Шамшур Д. В., Шох В. Ф. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 4, с. 1058—1062.
- [7] Черник И. А., Лыков С. Н. — ФТТ, 1981, т. 23, в. 10, с. 2956—2963.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Получено 14.10.1987  
Принято к печати 2.06.1988

*ФТП, том 22, вып. 10, 1988*

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОДИФИЦИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ GaAs<Te>

Джумамухамбетов Н. Г., Дмитриев А. Г.

1. Как известно, лазерный отжиг приводит к изменениям механических, электрических и оптических свойств полупроводников [ $1^{-5}$ ]. Чувствительным методом исследования изменений излучательных свойств полупроводников является фотолюминесценция (ФЛ).

2. В данной работе было исследовано координатное распределение люминесцентных свойств кристаллов GaAs<Te> [ $n=(4\div 6)\cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ]. При комнатной температуре кристаллы подвергались воздействию серии импульсов лазера на стекле с неодимом длительностью  $10^{-3}$  с (многопиковый режим) и длиной волны когерентного излучения 1.06 мкм. Суммарная плотность энергии варьировалась в диапазоне 5—90 Дж/см $^2$ . Энергия импульсного воздействия измерялась прибором ИМО-2Н. ФЛ возбуждалась гелий-неоновым лазером мощностью 10 мВт и измерялась при температуре 77 К после каждого послойного травливания. Травливание проводили в свежеприготовленном травителе  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$  (3 : 1 : 1) при комнатной температуре. Травление проводили только с одной стороны кристалла, вторая сторона была закрыта. При этом определяли скорость травления и ее зависимость от координаты, перпендикулярной поверхности кристалла. Скорость травления ( $v$ ) определяли методом взвешивания, который позволяет исключить погрешности в измерении толщины травленного слоя, обусловленные непараллельностью граней кристалла,

$$v = \Delta m / \rho S \Delta t, \quad (1)$$

где  $\Delta m$  — изменение массы кристалла за время травления,  $\Delta t$  — время травления,  $S$  — площадь поверхности,  $\rho_{\text{GaAs}} = 5.32$  г/см $^3$  — плотность кристалла, при этом прибрегалось травливанием боковых граней ввиду малости их суммарной площади.

3. Спектры ФЛ исходных кристаллов GaAs<Te> при 77 К состояли из двух полос приблизительно одинаковой интенсивности в максимуме и разной формы: сравнительно широкой полосы  $B$  ( $\delta_B \approx 0.12$  эВ), по форме близкой к гауссовой, с энергией максимума  $\hbar\nu_B \approx 1.254$  эВ и узкой ( $\delta_A \approx 0.04$  эВ) асимметричной