

РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ И НЕЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Дарчук С. Д., Коровина Л. А., Сизов Ф. Ф.

Из анализа электрических и оптических характеристик нелегированных и легированных Тl и Na монокристаллов теллурида свинца сделано заключение о том, что на фоне разрешенного спектра энергии валентной зоны нелегированных кристаллов PbTe существует резонансный уровень шириной $\sim kT$ с энергией активации ~ 45 мэВ, отсчитанной от потолка L -зоны, обусловленный наличием в матрице полупроводника собственных дефектов.

Введение примесей Тl и Na, а также действие ИК лазерного облучения в области прозрачности матрицы изменяют плотность состояний на уровне и его энергетическое положение E_d по отношению к потолку валентной зоны в точке L зоны Бриллюэна. При концентрациях носителей тока, когда $E_F \sim E_d$ (где E_F — уровень Ферми), наблюдается резонансное рассеяние дырок, сечение рассеяния которого не зависит от типа введенной примеси.

Введение. Изучение поведения примесных и дефектных состояний в соединениях $A^{IV}B^{VI}$ представляет научный и прикладной интерес в связи с задачами установления природы их возникновения. Например, введение ряда примесей приводит к появлению «глубоких» резонансных состояний как в зоне проводимости, так и в валентной зоне теллурида свинца [1], что оказывает значительное влияние на процессы рекомбинации неравновесных носителей [2, 3]. Достаточно достоверно к настоящему времени установлено поведение резонансных состояний, связанных с вводимым в PbTe донорной примесью In [1-5]. Значительно меньше известно о поведении и природе резонансных состояний, возникающих при легировании PbTe акцепторными примесями, в особенности при уровнях легирования, меньших или соответствующих концентрации собственных дефектов PbTe, что представляет наибольший интерес при разработке структур для ИК оптоэлектроники.

Для получения кристаллов теллурида свинца p -типа проводимости наиболее часто используются примеси Тl и Na. Эти примеси рассматриваются как примеси замещения в узлах металлической подрешетки PbTe. В то время как Тl (III группа), являясь ближайшим соседом Pb по Периодической таблице, не должен приводить к заметному искажению кристаллической решетки, введение Na должно существенно ее изменять, как и физические свойства PbTe (I группа, ат. вес 23). Как правило, легирование этими примесями осуществлялось в количествах $N_{пр} > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [1, 6-10]. При таких уровнях легирования примесь Тl не искажает спектр валентной зоны PbTe, а введение примеси Na приводит к увеличению зазора между экстремумами зон легких и тяжелых дырок [7, 10]. Введение Тl приводит к возникновению квазилокальных состояний в зоне легких дырок с энергией ~ 200 мэВ (см., например, [1, 6, 9]), а при легировании Na квазилокальные состояния не проявлялись в экспериментальных исследованиях [8, 9].

Целью данных исследований являлось установление роли влияния легирования на положение квазилокальных состояний в валентной зоне PbTe, возникающих

при их легировании акцепторными примесями Tl и Na в количествах, когда необходимо принимать во внимание электрическую активность собственных точечных дефектов теллурида свинца, а также изучение влияния лазерного излучения в области прозрачности матрицы ($\hbar\omega < E_g$) в связи с возможностью изменения такого рода воздействием состояний примесей и дефектов (см., например, [11, 12]), что может способствовать установлению природы состояний дефектов и примесей в соединениях $A^{IV}B^{VI}$.

В данной работе исследовались монокристаллы теллурида свинца, выращенные методом Чохральского. Примеси вводились непосредственно в расплав. Концентрация введенных примесей определялась химико-спектральным анализом и находилась в области $N_{пр} < 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

1. Экспериментальные результаты

Характер легирующего действия Tl и Na при уровнях легирования в основном $N_{пр} < 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ был прослежен путем исследования зависимости концентрации свободных носителей при 77 К, спектров пропускания, постоянной решетки и ЭПР от концентрации введенной примеси.

Все образцы с любым содержанием примеси имели p -тип проводимости. При малых концентрациях введенной примеси ($N_{Na} < 2 \cdot 10^{18}$, $N_{Tl} < 10^{18} \text{ см}^{-3}$) концентрация свободных носителей оставалась $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, поскольку концентрация примеси значительно меньше концентрации собственных электроактивных точечных дефектов PbTe ($N_D \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [11]. По мере увеличения количества введенного Tl (Na) растет концентрация свободных дырок, и при больших концентрациях введенной примеси ($N_{Tl} > 6 \cdot 10^{19}$, $N_{Na} > 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) P_{77} возрастала вплоть до $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Исследование изменения постоянной решетки a_0 с увеличением концентрации вводимой примеси позволяет сделать предположения о механизме вхождения примеси в решетку матрицы. Изучение зависимостей $a_0 = f(N_{Tl})$ показало, что в области легирования $N_{Tl} < 10^{19} \text{ см}^{-3}$ a_0 не меняется — $a_0 = \text{const} = 6.4605 \mp 0.0005 \text{ \AA}$, что согласуется с результатами [13] и противоречит [7], где было установлено уменьшение a_0 с ростом содержания Tl. Если предположить, что Tl входит в решетку теллурида свинца как примесь замещения в металлической подрешетке, то, чтобы не деформировать решетку матрицы, Tl должен замещать ионы свинца в зарядовом состоянии Tl^{2+} , так как ионные радиусы Tl — $r_{Tl^+} \approx 0.149$, $r_{Tl^{3+}} \approx 0.095 \text{ нм}$, а ионный радиус $Pb^{2+} - r_{Pb^{2+}} \approx 0.132 \text{ нм}$ [14].

Ионы Tl^{2+} имеют свободный s -электрон на внешней оболочке, что должно приводить к появлению сигнала ЭПР. Однако на исследуемых образцах при любой концентрации введенной примеси не наблюдался сигнал ЭПР,¹ что оставляет невыясненным вопрос о механизме вхождения примеси в матрицу PbTe, хотя имеются доказательства того, что Tl входит в матрицу PbTe в однозарядовом состоянии [15], а в образующейся при легировании Tl примесной полосе имеется по два состояния на каждый атом Tl, когда каждый атом Tl вносит в кристалл один не участвующий в связях с теллуrom электрон [16].

Ненаблюдение также сигнала ЭПР в кристаллах PbTe : Na при любой концентрации натрия в температурной области $4.2 \div 300 \text{ К}$ дает возможность предположить, что акцепторная примесь не имеет неспаренных электронов на своих оболочках.

Изучение влияния легирования таллием (натрием) на электрофизические свойства PbTe проводилось путем исследования температурной зависимости коэффициента Холла $R_H(T)$ на образцах с различной концентрацией Tl (Na).

Обнаружено, что в области низких температур ($T < 200 \text{ К}$) наблюдаются аномальные особенности хода $R_H(T)$, в то время, как правило, в нелегированных

¹ Авторы благодарят Ю. С. Громова за измерения спектров ЭПР.

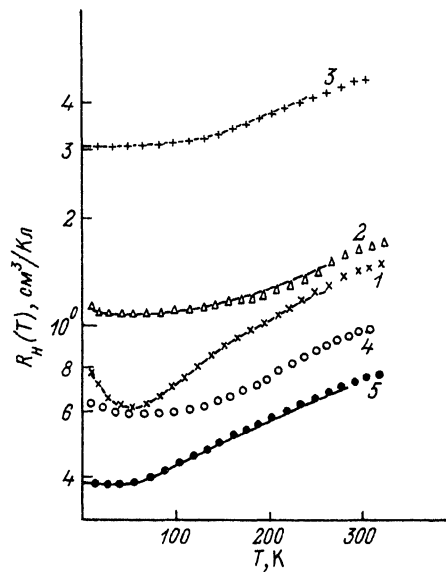


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла в монокристаллах теллурида свинца, легированного галлием.

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. $N_{\text{Tl}}, \text{см}^{-3}$: 1 — $\sim 2 \cdot 10^{18}$; 2, 3 — $\sim 2 \cdot 10^{18}$; 4 — $5 \cdot 10^{18}$; 5 — $\sim 9 \cdot 10^{18}$.
Время облучения t , ч: 1 — 2,5; 2, 3 — 5.

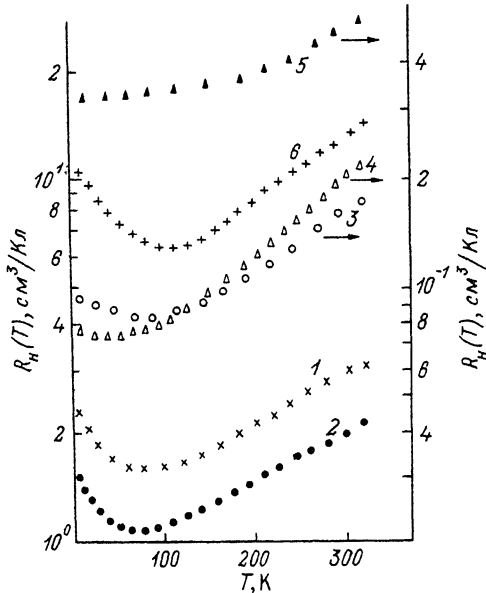


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Холла в монокристаллах теллурида свинца, легированного натрием.

$N_{\text{Na}}, \text{см}^{-3}$: 1 — $\sim 1,2 \cdot 10^{18}$; 2 — $\sim 2,4 \cdot 10^{18}$; 3 — $6 \cdot 10^{18}$; 4 — $\sim 1,2 \cdot 10^{19}$; 5 — $\sim 6 \cdot 10^{18}$.
Время облучения $t = 6$ ч; 6 — PbTe стехиометрического состава.

кристаллах PbTe зависимости $R_H(T) = \text{const}$ при $T < 200$ К. Наиболее значительное изменение хода $R_H(T)$ проявляется для образцов с низкой концентрацией введенной примеси — $N_{\text{Tl}} \leq 5 \cdot 10^{18}$ (рис. 1, кривые 1, 4), $N_{\text{Na}} < 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2, кривые 1—3). Аномальные особенности $R_H(T)$ сглаживаются и постепенно исчезают по мере увеличения $N_{\text{Tl(Na)}}$ (рис. 1, кривая 5, рис. 2, кривая 4).

Наблюдаемый ход температурной зависимости коэффициента Холла можно объяснить наличием локальной плотности состояний — акцепторного уровня, лежащего между потолками зон легких и тяжелых дырок.

Для выяснения природы наблюдаемого акцепторного уровня исследовано воздействие ИК лазерного излучения, лежащего в области прозрачности матрицы — $\hbar\omega < E_g$ [$E_g(300) \approx 0,32$ эВ]. Как было установлено в [11, 12], действие ИК лазерного излучения приводит к диссоциации комплексов «металлических» примесей в теллуриде свинца. В качестве источника когерентного излучения в данном случае также использовался непрерывный CO_2 -лазер ($\hbar\omega \approx 0,118$ эВ). Условия облучения кристаллов были такими же, как это описано в [11, 12]. Плотности мощности излучения $W \leq 40 \text{ Вт/см}^2$.²

Воздействие ИК лазерного излучения существенным образом трансформирует температурные зависимости коэффициента Холла (рис. 1, 2) и подвижности (рис. 3). С увеличением времени облучения постепенно сглаживается, а затем исчезает аномалия $R_H(T)$ в низкотемпературной области. Следовательно, наряду с изменением положения уровня химического потенциала можно ожидать изменения плотности состояний акцепторного уровня и его энергетического положения.

Для обнаружения акцепторного уровня были также проведены исследования спектрального пропускания образцов PbTe:Ti с минимальной концентрацией

² Авторы благодарят С. В. Пляцко за помощь в проведении экспериментов по лазерному отжигу кристаллов PbTe.

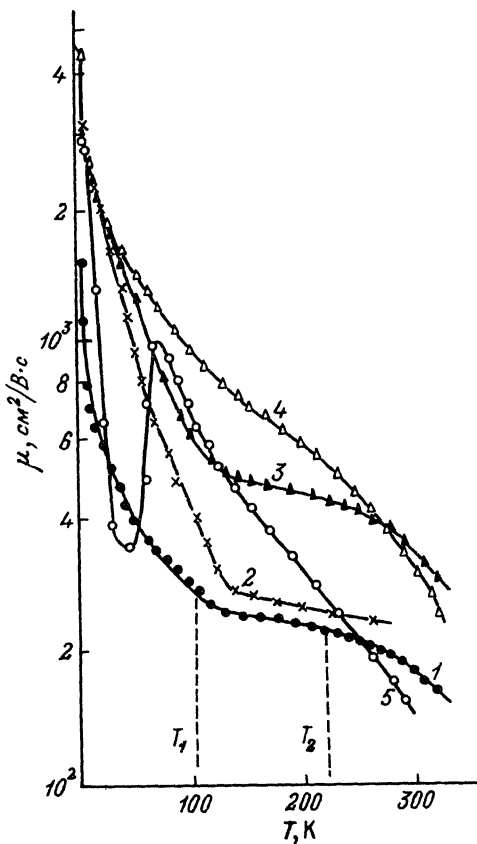


Рис. 3. Температурная зависимость подвижности свободных носителей в монокристаллах теллурида свинца, легированных таллием (натрием).

$N_{\text{Na}}, \text{см}^{-3}$: 1 — $\sim 1.2 \cdot 10^{19}$; 2 — $\sim 6 \cdot 10^{18}$; 3, 4 — $\sim 6 \cdot 10^{18}$ после воздействия лазерного излучения в течение 1 и 7 ч соответственно; 5 — $N_{\text{Tl}} \sim 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

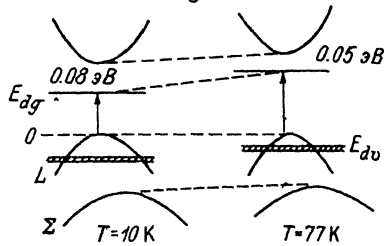
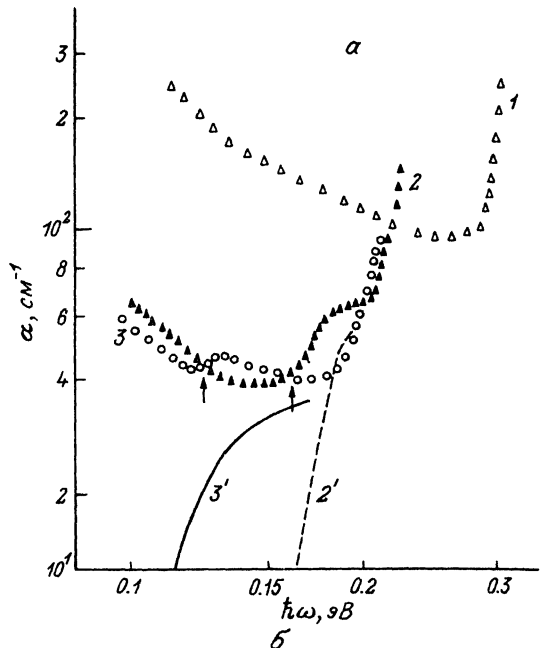


Рис. 4.

a — спектр пропускания монокристаллического PbTe:Tl ($N_{\text{Tl}} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$); время облучения $t = 3.5 \text{ ч}$; $T, \text{ K}$: 1 — 300, 2 — 77; 3 — 10; полосы дополнительного поглощения — 2', 3'. *б* — схема положения уровня в запрещенной зоне при $T = 10$ и 77 К, стрелками указаны переходы, наблюдающиеся в спектрах оптического поглощения.

носителей $P_{77} \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($N_{\text{Tl}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), в которых из температурных зависимостей $R_H(T)$ были определены параметры уровня E_{dv} , находящегося в валентной зоне (рис. 4, б), по методике, описанной в разделе 2. При толщине 200 мкм образцы были непрозрачны во всей области исследования 0.1 ÷ 0.3 эВ (3 ÷ 11 мкм), $T = 300 \text{ K}$, пока не были подвергнуты облучению. По мере увеличения времени воздействия лазерного излучения происходило «просветление» исходного материала, его пропускание увеличилось до 15%.

На рис. 4, *a* представлены спектры поглощения исследуемых образцов, измеренные при различных температурах: 300, 77, 10 К. Как и для образцов стехиометрического состава PbTe , на спектральной зависимости коэффициента поглощения PbTe:Tl при $T = 300 \text{ K}$ в длинноволновой области $\hbar\omega \sim 0.1 \text{ эВ}$ присутствует участок, связываемый с переходами в валентной зоне между экстремумами Σ - и L -зон (см., например, [17]).

Исследования спектров пропускания PbTe:Tl при $T = 77 \text{ K}$ позволяют выделить полосу дополнительного поглощения в коротковолновой области $\hbar\omega <$

< 0.18 эВ (рис. 4, а, кривая 3'). Эту полосу связывают с переходами из состояний v -зоны на уровень E_{dg} , лежащий в запрещенной зоне вблизи дна c -зоны (рис. 4, б) и обусловленный собственными дефектами PbTe [18].

Спектральные исследования тех же образцов при $T \approx 10$ К позволили проследить сдвиг полосы дополнительного поглощения в длинноволновую область (кривая 3'), что связано с температурным движением уровня E_{dg} в запрещенной зоне (рис. 4, б). Из анализа спектральной зависимости α ($h\nu$) при 77 и 10 К (зависимости 2' и 3' соответственно) можно определить температурный коэффициент движения наблюдаемого уровня, который оказался равным $\gamma \approx 4.4 \times 10^{-4}$ эВ/К. Переходы с участием уровня E_{dv} в спектрах оптического пропускания не наблюдались.

Изменение α по мере воздействия лазерного излучения связано с уменьшением концентрации свободных носителей и увеличением их подвижности, что хорошо соответствует данным исследований электрофизических свойств образцов.

2. Модель и обсуждение результатов

Для расчета параметров предполагаемого дефектного уровня использована двузонная модель с учетом распределения носителей по состояниям зон легких (L) и тяжелых (Σ) дырок, разделенных зазором Δ (рис. 4, б). Акцепторный уровень E_{dv} рассматривается в виде полосы с нормальным распределением плотности состояний по энергии:

$$N_d(E) = \frac{N_d}{A \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_d)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где $\sigma = AkT$ — полуширина уровня, A — некоторая константа, E_d — энергия активации уровня, N_d — плотность состояний на уровне.

Концентрация свободных дырок в L -зоне в рамках двузонной модели при произвольном вырождении задается следующей формулой:

$$P = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_d(0) kT)^{3/2} {}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta). \quad (2)$$

Здесь $m_d(0)$ — эффективная масса плотности состояний в L -зоне при $T = 0$ К, η — приведенный уровень Ферми $\eta = \frac{E_F}{kT}$, β — параметр непараболичности

($\beta = \frac{kT}{E_g}$, $z = \frac{E}{kT}$), ${}^0L_0^{3/2}$ — двухпараметричный интеграл Ферми:

$${}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta) = \int_0^{\infty} \left(-\frac{df}{dz}\right) (z + \beta z^2)^{3/2} dz, \quad (3)$$

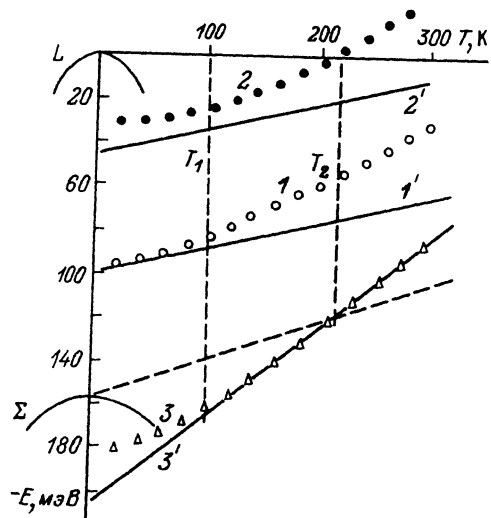
где f — функция распределения Ферми—Дирака.

Общая концентрация свободных дырок определяется выражением

$$P = P_0 - \frac{8\pi}{3h^3} (2m_T kT)^{3/2} {}^0L_0^{3/2}(\eta - \Delta, 0) - \frac{N_d}{A \sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\eta-5}^{-\eta} \exp\left(\frac{1}{2A^2} \left(z + \frac{E_d}{kT}\right)^2\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp(-z - \eta)} dz - \int_{-\eta}^{-\eta+5} \exp\left(-\frac{1}{2A^2} \left(z + \frac{E_d}{kT}\right)^2\right) \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp(z + \eta)}\right) dz \right], \quad (4)$$

Рис. 5. Температурные зависимости энергетического положения уровня Ферми (1—3) и акцепторного уровня (1'—3') для PbTe: Ti (Na).

$N_{Ti} \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 1, 1' — до облучения; 2, 2' — после облучения в течение $t = 5$ ч; 3, 3' — $N_{Na} \sim 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до облучения. Штриховой линией показано движение с температурой потолка Σ -зоны по отношению к потолку L -зоны.



где $m_T = 3m_0$ — масса плотности состояний в Σ -зоне [19].

Расчет температурного движения уровня Ферми в валентной зоне был проведен по формуле (2). Полученные результаты представлены на рис. 5, кривые 1, 2. Затем, используя выражение (4), рассчитали изменение энергии активации акцепторного уровня от температуры (рис. 5, кривые 1', 2') и определили температурный

коэффициент движения уровня $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Результаты расчета температурной зависимости коэффициента Холла с использованием полученных значений $E_F(T)$ и $E_d(T)$ представлены на рис. 1 сплошными линиями. При согласовании расчетных значений с экспериментальными значениями $R_H(T)$ следует, что $\sigma \sim kT$, $E_d(T=0) \sim E_F$, а с ростом температуры уровень смещается к потолку валентной зоны со скоростью $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

Для образцов PbTe: Na с концентрацией примеси $N_{Na} \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ расчет изменения энергетического положения уровня Ферми в валентной зоне также был проведен по формуле (2) с учетом того, что при такой концентрации носителей заряда реализуется случай сильного вырождения ($\eta > 4$), поэтому концентрация дырок в L -зоне

$$P_L = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_d(0) kT)^{3/2} \left(\eta + \frac{\eta^2}{\beta} \right), \quad (5)$$

а концентрация носителей в зоне тяжелых дырок определяется выражением, соответствующим эллипсоидальной параболической модели:

$$P_\Sigma = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_d(0) kT)^{3/2} \eta^{3/2}. \quad (6)$$

Выражение для общей концентрации свободных носителей заряда с учетом отношения подвижностей легких и тяжелых дырок $b_1 = \mu_L/\mu_\Sigma$ имеет вид

$$P = \frac{(b_1 P_L + P_\Sigma)^2}{b_1^2 P_L + P_\Sigma}. \quad (7)$$

При концентрациях носителей порядка $5.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ величина $b_1 = \frac{\mu_L}{\mu_\Sigma} = 8$, что значительно превышает значение b_1 при малых концентрациях дырок (см., например, [19]), и близка к значениям b_1 при больших концентрациях дырок, когда существенную роль в процессах переноса играет проводимость носителей в зоне тяжелых дырок.

Результаты расчетов температурной зависимости положения уровня Ферми представлены на рис. 5, кривая 3. Видно, что при низких температурах ($T \ll 200$ К) уровень Ферми находится в Σ -зоне, температурный коэффициент движения уровня Ферми в этой зоне $\gamma \approx 4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, что значительно превышает значения γ для PbTe. Такое значение γ для PbTe : Na можно объяснить тем, что высокая концентрация введенной примеси обуславливает высокую плотность состояний на уровне ($N_d \sim 10^{20}$ см $^{-3}$). Вследствие этого происходит пиннинг уровня Ферми акцепторным уровнем, поскольку $P < N_d$ в области $T \approx (100 \div 300)$ К, и движение уровня химического потенциала с температурой описывается температурным коэффициентом движения акцепторного уровня.

При $T < 100$ К уровень Ферми находится в зоне тяжелых дырок. Это существенно затрудняет расчеты параметров акцепторного уровня, и в данном случае нельзя воспользоваться выражением (4). Значение энергии активации акцепторного уровня можно получить аппроксимацией линейного участка зависимости энергетического положения уровня химического потенциала от температуры (рис. 5, кривая 3'). Для PbTe : Na с содержанием примеси $N_{Na} \approx 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ энергия активации уровня $E_d(0) \approx 200$ мэВ, $N_d \approx 6.5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$.

Установлено, что плотность состояний акцепторного уровня возрастает от $4 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ при увеличении содержания примеси до $N_{Ti} \approx 9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. При этом энергия активации E_d меняется линейно от -40 до -100 мэВ (относительно потолка L -зоны) с увеличением плотности состояний N_d на уровне.

Анализ электрических и оптических характеристик образцов, подвергнутых воздействию лазерного излучения в области прозрачности матрицы ($\hbar\omega < E_g$), приводящего к разрушению комплексов примесей (см., например, [12]), показал, что происходит уменьшение плотности состояний N_d на уровне в валентной зоне. Кроме того, меняется энергетическое положение уровня — он движется к потолку L -зоны (рис. 5, б), что, по-видимому, обусловлено заполнением атомами примеси или металлической компоненты вакансионных состояний в металлической подрешетке PbTe.

В [20, 21] было отмечено, что действие лазерного излучения на кристаллы PbTe с любым содержанием Ti (Na) приводит к уменьшению концентрации свободных дырок. Исследования коэффициента Холла и удельной электропроводности полупроводника показали, что одновременно обратно пропорционально концентрации свободных дырок увеличивается подвижность носителей (рис. 3, кривые 2—4).

Из рис. 5 видно, что для монокристаллов PbTe : Ti с содержанием примеси $N_{Ti} \approx 9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (кривые 1, 1') в области температур $4.2 \div 60$ К ($E_F \approx E_d$), а для PbTe : Na с $N_{Na} \approx 6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ в области температур $100 \div 300$ К наблюдается пиннинг уровня Ферми акцепторным уровнем. Поэтому, как и в [16, 22], можно ожидать резонансное рассеяние в уровень полушириной $\sigma \sim kT$, которое должно проявиться на температурной зависимости подвижности $\mu(T)$.

Исследования зависимостей подвижности свободных носителей при T от 4.2 до 300 К на образцах PbTe : Ti (Na) с концентрацией примеси [$N_{Na} \approx (6 \times 10^{18} \div 1.2 \cdot 10^{19})$, $N_{Ti} \approx 9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$] показали наличие резонансного рассеяния дырок (рис. 3, кривые 1, 2, 5). Для PbTe : Ti с $N_{Ti} \approx 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ зависимость $\mu(T)$ имеет вид, характерный для образцов стехиометрического состава, в то время как температурная зависимость подвижности для образцов с $N_{Ti} \approx 9 \times 10^{18}$ см $^{-3}$ отличается аномальным видом в области температур $4.2 \div 80$ К (рис. 3, кривая 5). Для PbTe : Na ($N_{Na} \approx 1.2 \cdot 10^{19}$ и $6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) также наблюдается изменение хода $\mu(T)$ (рис. 3, кривые 1, 2). Переход на полочку зависимости $\mu(T)$ происходит при $T = T_1$ и связан со стабилизацией уровня химического потенциала, а изменение характера $\mu(T)$ при $T = T_2$ объясняется выходом уровня Ферми и акцепторного уровня из Σ -зоны и, следовательно, изменением механизма рассеяния носителей тока.

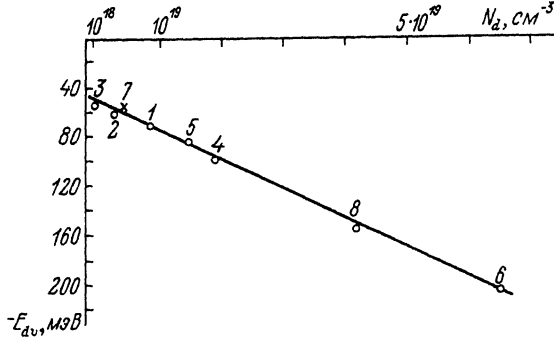


Рис. 6. Зависимость энергии активации акцепторного уровня относительно потолка валентной L -зоны от его плотности состояний для нелегированного и легированного теллурида свинца, подвергнутого воздействию лазерного излучения (t — время облучения).

$N_{Tl} \sim 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, t , ч: 1 — 0, 2 — 2.5, 3 — 5; $N_{Tl} \sim 9 \cdot 10^{18}$ см⁻³, t , ч: 4 — 0, 5 — 5; 6 — $N_{Na} \sim 1.2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $t = 0$ ч; 7 — РbTe стехиометрического состава; 8 — $N_{Na} \sim 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $t = 0$ ч.

Действие лазерного излучения трансформирует вид температурной зависимости подвижности свободных носителей — исчезает участок, связанный с резонансным рассеянием на акцепторном уровне, что обусловлено уменьшением плотности состояний на уровне и его движением вверх к потолку L -зоны (рис. 3, кривые 3, 4). Рост подвижности носителей также свидетельствует об уменьшении количества рассеивающих центров.

Эффективное сечение рассеяния носителей на рассматриваемом уровне можно определить по формуле [23]

$$S_{Tl(Na)} = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{2e}{h} (N_d \mu N_{Tl(Na)}^{1/3})^{-1}. \quad (8)$$

В результате проведенных расчетов оказалось, что $S_{Tl} \approx 10^{-14}$, $S_{Na} \approx 10^{-14}$ см². Таким образом, сечение рассеяния резонансного уровня не зависит от типа введенной примеси.

Пиннингом акцепторным уровнем уровня химического потенциала при больших концентрациях легирующей примеси (в пределах исследуемой области) можно объяснить и тенденцию к насыщению концентрации свободных носителей с увеличением концентрации введенной примеси.

При построении зависимости энергии активации акцепторного уровня от концентрации введенной примеси $E_{dv}(N_{Na}, Tl)$ видно, что расчетные значения хорошо описываются линейной зависимостью (рис. 6). Поскольку E_{dv} линейно меняется с увеличением плотности состояний на уровне, была сделана аппроксимация положения квазилокального уровня в кристаллах РbТе стехиометрического состава. Расчет показал, что в нелегированных кристаллах РbТе может существовать акцепторный уровень (он должен иметь следующие параметры: $E_d \sim 50$ мэВ, $N_d \sim 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³), который и наблюдался на образцах РbТе стехиометрического состава с концентрацией носителей $P_{77} \approx 4.6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (рис. 2, кривая б).

Таким образом, из проведенных исследований следует, что природа наблюдаемого квазилокального уровня, по-видимому, одинакова и не связана с легированием. Введение акцепторных примесей изменяет как плотность состояний на уровне, так и его энергетическое положение.

Аналогичный акцепторный уровень ϵ_d наблюдали авторы работы [6] на образцах РbТе:Тl, полученных металлокерамическим методом. Обсуждая природу центров, ответственных за рассматриваемое состояние, ими было вы-

сказано несколько предположений. Первое — примесь таллия в наряду с глубокой полосой квазилокальных состояний образует второй уровень ϵ_d , который проявляется в том случае, когда уровень Ферми находится вблизи ϵ_d . Но наличие уровня E_d в легированных стехиометрических образцах, а также в образцах, легированных другими примесями (например, Eu [24]), по-видимому, ставит под сомнение данное предположение.

Во втором предположении говорилось о том, что рассматриваемые состояния могут быть обусловлены самими собственными дефектами донорного типа, концентрация которых возрастает при введении примеси таллия, что аналогично явлению самокомпенсации.

Третье предположение авторов работы [6] состоит в том, что данные квазилокальные состояния связаны с комплексами типа собственный дефект—примесь.

Полученные в данной работе результаты также не позволяют сделать заключение о природе таких квазилокальных состояний на фоне разрешенного спектра валентной зоны. Можно лишь сделать заключение о том, что возникновение плотных состояний на фоне разрешенного спектра валентной зоны RbTe обусловлено наличием в матрице полупроводника собственных дефектов, а введение примеси и действие ИК лазерного излучения в области прозрачности матрицы изменяют плотность квазилокальных состояний и их энергетическое положение.

Заключение. Установлено существование акцепторного уровня в монокристаллах RbTe стехиометрического состава, связанного с собственными дефектами. Введение акцепторных примесей Tl или Na или действие ИК лазерного излучения в области прозрачности матрицы как на легированные, так и легированные кристаллы приводит к изменению энергетического положения этого уровня и изменению его плотности состояний.

Показано, что этот уровень является резонансным и его сечение рассеяния не зависит от типа введенной примеси.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [2] Акимов Б. А., Брандт А. Б., Курбатов К. Р. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 9. С. 1604—1608.
- [3] Засавицкий И. И., Мацонашвили В. Н., Трофимов В. Т. // Препринт ФИАН СССР. М., 1988. № 259.
- [4] Вейс А. Н., Немов С. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 6. С. 1130—1132.
- [5] Белоконь С. А., Дарчук С. Д., Пляцко С. В., Сизов Ф. Ф., Тетеркин В. В. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1988. Т. 24. В. 10.
- [6] Кайданов В. И., Немов С. А., Мельник Р. Б., Зайцев А. М., Жуков О. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 859—863.
- [7] Gille P., Schenk M. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 84. N 2. P. K121—K124.
- [8] Черник И. А., Кайданов В. И., Виноградова М. И., Коломоец Н. В. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 6. С. 773—781.
- [9] Немов С. А., Равич Ю. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1370—1374.
- [10] Черник И. А., Лыков С. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 10. С. 2956—2963.
- [11] Sizov F. F., Plyatsko S. V. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 98. N 3-4. P. 571—580.
- [12] Gromovoj Yu. S., Plyatsko S. V., Korovina L. A., Sizov F. F. // J. Phys. Cond. Matter. 1990. V. 2. N 11. P. 10391—10400.
- [13] Гарцман К. Т., Жукова Т. Б., Немов С. А. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1985. Т. 21. В. 3. С. 498—500.
- [14] Бокй Г. Б. Кристаллохимия. М., 1971. 400 с.
- [15] Waddington S. D., Weizhtman P., Grassie A. D. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. N 14. P. 2695—2700.
- [16] Кайданов В. И., Немов С. А., Равич Ю. И., Зайцев А. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 9. С. 1613—1617.
- [17] Вейс А. А., Уханов Ю. И. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1315—1320.
- [18] Lischka K. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 133. N 1. P. 17—46.
- [19] Сизов Ф. Ф., Тетеркин В. В., Пляцко С. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1608—1611.
- [20] Громовой Ю. С., Коровина Л. А., Сизов Ф. Ф., Пляцко С. В., Дарчук С. Д., Белоконь С. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 250—253.

- [21] Дарчук С. Д., Коровина Л. А., Пляцко С. В., Сизов Ф. Ф. // Тр. Всес. сем. «Лазерная технология». Вильнюс, 1988. № 6. С. 234—235.
- [22] Кайданов В. И., Немов С. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 542—550.
- [23] Кайданов В. И., Немов С. А., Новичков А. И., Нуромский А. Б. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1187—1189.
- [24] Громовой Ю. С., Дарчук С. Д., Коновалов В. Н., Лакеенков В. М., Пляцко С. В., Сизов Ф. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1025—1030.

Институт полупроводников АН Украины
Киев

Получена 18.10.1991
Принята к печати 26.11.1991