

Используя выражения (1), (2), для акустического солитона найдем интересные нас величины — отношения длин малой b и большой a осей эллипса поляризации и угол вращения плоскости поляризации (ВПП)

$$\Psi = -\frac{(\beta H_0 F)^2 n_0 \omega}{16\rho v^3 \hbar} \frac{\Delta T^2}{1 + \Delta^2 T^2} z, \quad \frac{b}{a} = \frac{|f_- - f_+|}{f_- + f_+}.$$

В линейном пределе соответствующие величины имеют вид [1]

$$\Psi' = -\frac{(\beta H_0 F k_-)^2 n_0}{8\rho v (\omega_0^2 - \omega^2)} z, \quad \frac{b'}{a'} = \left(\frac{\operatorname{ch} az - 1}{\operatorname{ch} az + 1}\right)^{1/2}, \quad f'_+ = 1.$$

3. Угол ВПП ψ в линейном и нелинейном пределах существенно отличается своей зависимостью от $\omega_0 - \omega$. В частности, в линейном пределе с приближением частоты ω к резонансному значению ω_0 величина Ψ увеличивается и стремится к максимальному значению, тогда как для солитона наоборот — при $\Delta \rightarrow 0$ угол обращается в нуль, т. е. в условиях АСИП при точном резонансе отсутствует эффект ВПП. При этом в обоих пределах направление ВПП зависит от знака Δ .

Из выражений для величин b/a видно, что нелинейные и линейные акустические ЛПВ при распространении через среду трансформируются в эллиптически-поляризованные состояния, а линейная волна после этого принимает циркулярно-поляризованное состояние.

Приведенные соотношения справедливы в условиях солитонного режима распространения импульса при отсутствии переходных процессов. При этом предполагается, что задержка солитона в среде относительно мала, так что не имеет место пространственное разделение право- и левополяризованных компонент ЛПВ.

В качестве материала для экспериментального изучения рассмотренных вопросов могут быть использованы кристаллы MgO, легированные ионами Ni^{2+} , которые уже применялись в экспериментах как по АСИП [2], так и по изучению ВПП линейной акустической волны [4].

Отметим, что приведенные результаты легко перенести на случай, когда ЛПВ распространяется через среду с неоднородным уширением линии АПР.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
 [2] Shiren N. S. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 7. P. 2471—2487.
 [3] Адамашвили Г. Т. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1872—1874; Adamashvili G. T. // Phys. Letters A. 1981. V. 86. N 9. P. 487—490.
 [4] Guerneur R., Joffrin J., Levelut A., Penne J. // Solid State Comm. 1968. V. 6. P. 519—522.

Тбилисский государственный университет
им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию
3 декабря 1990 г.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ PbTe , ЛЕГИРОВАННОГО ОДНОВРЕМЕННО In И I

М. К. Житинская, В. И. Кайданов, С. А. Немов,
А. Б. Нуромский

Халькогениды свинца обладают высокой поляризуемостью кристаллической решетки. Поэтому влияние примесей на решеточную теплопроводность существенно зависит от их зарядового состояния. Эффектив-

ное сечение рассеяния фононов Φ на заряженных примесях в PbTe в несколько раз больше, чем на нейтральных [1]. Это обстоятельство используется в настоящей работе для выяснения зарядового состояния примеси индия и проверки концепции квазилокальных примесных состояний в $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$.

Согласно [2], при введении примеси In в PbTe возникают квазилокальные состояния выше дна зоны проводимости (при низких температурах). Эти состояния при комнатной температуре находятся вблизи дна зоны проводимости. Из опытов по дополнительному легированию [3] следует, что примесные состояния In содержат два состояния на атом примеси и наполовину заполнены своими электронами, не участвующими в образовании химических связей с теллуrom (In — элемент III группы, замещает двухвалентный свинец в халькогенидах свинца в его подрешетке [4]). В этой концепции введение наряду с In дополнительной электроактивной примеси I (донора), относительно слабо влияя на концентрацию зонных электронов (их количество определяется положением примесного уровня относительно дна зоны проводимости), может существенно увеличить степень заполнения электронами примесной полосы In [3].

Исследования теплопроводности, проведенные на образцах PbTe , легированных только индием [5], показали, что дополнительное решеточное рассеяние в расчете на атом примеси в 2.5—3 раза ниже, чем для примеси иода. Можно полагать, что это обусловлено отсутствием электрического заряда на большинстве атомов In , т. е. считать, что основная часть атомов In содержит один электрон, не участвующий в связях с Te .

При дополнительном легировании иодом следует ожидать неаддитивности вкладов примесей в решеточное сопротивление. В самом деле, каждый атом I не только является эффективным рассеивателем фононов, но и, сообщая атому индия отрицательный заряд, повышает его эффективное сечение рассеяния.

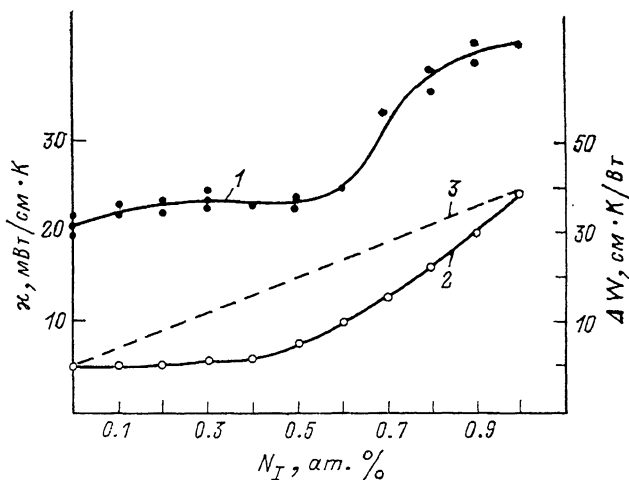
Эксперимент проводился на образцах $\text{PbTe}\langle\text{In}, \text{I}\rangle$ с постоянным содержанием индия $N_{\text{In}}=0.8$ ат.%. Содержания иода N_{I} варьировалось в пределах от 0 до 1 ат.%. Состав исследованных образцов и их электрофизические параметры приведены в таблице. Образцы были изготовлены по обычной для халькогенидов свинца металлокерамической технологии, включающей в себя гомогенизирующий отжиг при 600 °C в течение 100 ч. Состав образцов и однородность распределения примесей контролировались с помощью микрорентгеновского анализа.

Электрофизические параметры образцов

Состав основы	Концентр. введ. иода, ат.%	$n \cdot 10^{-18}, \text{см}^{-3}$ (300 К)	$\sigma, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (300 К)	$\kappa, \text{мВт/см} \cdot \text{К}$ (300 К)	$S, \text{мкВ/К}$
$\text{Pb}_{0.992}\text{In}_{0.008}\text{Te}$	—	3.50	380	21.0	—
	—	3.55	420	22.0	—
	0.1	3.75	470	22.0	160
	0.2	4.20	660	23.0	155
	0.3	4.77	655	22.0	150
	0.5	6.65	850	22.5	145
	0.6	8.22	1100	25.0	135
	0.7	22.3	2500	38.0	80
	0.8	24.0	3380	39.0	75
	0.9	30.0	3000	40.0	65
	1.0	39.0	3950	41.0	50
PbTe	—	2.07	610	24.0	220
	2.0	250	4830	44.0	16

Измерения теплопроводности осуществлялись при комнатной температуре на установке, использующей регулярный режим первого рода. Наряду с удельной теплопроводностью κ мы измеряли коэффициенты

Холла R , Зеебека S и удельной электропроводности σ , значения которых использовались при расчете электронной составляющей теплопроводности; $\kappa_{эл} = (k_0/e)^2 L \sigma T$, где L — число Лоренца. Точность измерения коэффициента удельной теплопроводности была не хуже 5%. Контрольные измерения κ образцов $\text{PbTe}\langle\text{I}\rangle$ с концентрациями электронов $n = 2.5 \cdot 10^{20}$ и $2.07 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ показали хорошее согласие с литературными данными [1] как величины теплопроводности, так и решеточного сопротивления W_p , определенного из вклада решетки в теплопроводность $W_p = \kappa_p^{-1} = (\kappa - \kappa_{эл})^{-1}$. Погрешность в определении W_p может быть несколько выше из-за неточностей в определении удельной электропроводности и расчете числа Лоренца L , но не превышает, по нашим оценкам, 10% для большинства исследованных образцов и 20% для образцов с максимальной концентрацией электронов с большим вкладом электрон-



Зависимости теплопроводности κ (1) и дополнительного теплового решеточного сопротивления ΔW_p (2, 3) от количества дополнительной примеси иода (N_I) в $\text{PbTe}\langle\text{In, I}\rangle$ при комнатной температуре.

$N_{\text{In}} = 0.8 \text{ ат.}\%$ во всех образцах; 2 — ΔW_p , рассчитанное по формуле $\Delta W_p = (\kappa_{\text{PbTe}\langle\text{In, I}\rangle}^p)^{-1} - (\kappa_{\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle}^p)^{-1}$; 3 — ΔW_p , вносимое заряженной примесью I [1].

ной составляющей в полную теплопроводность, $\kappa_{эл} \approx (0.5 \div 0.7)\kappa$. Число Лоренца рассчитывалось с учетом непараболичности электронного спектра и доминирующего вклада акустических фононов в рассеянии электронов при комнатной температуре [1].

Рассмотрим полученные результаты. Как видно из рисунка (кривая 1), полная теплопроводность образцов $\text{PbTe}\langle\text{In, I}\rangle$ при содержании иода $N_I < 0.6 \text{ ат.}\%$ практически постоянна и составляет $\sim 20 \text{ мВт/см}\cdot\text{К}$, как и в $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ [5]. При больших содержаниях дополнительной примеси $N_I > 0.6 \text{ ат.}\%$ общая теплопроводность возрастает до $40 \text{ мВт/см}\cdot\text{К}$.

Наибольший интерес представляют данные по дополнительному решеточному сопротивлению ΔW_p . Как видно из рисунка (кривая 2), они имеют две особенности: 1) при увеличении содержания I в $\text{PbTe}\langle\text{In, I}\rangle$ от 0 до 0.6 ат.% W_p практически не изменяется и совпадает с его величиной в $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ с таким же количеством примеси In; 2) при $N_I > N_{\text{In}}$ величина W_p резко возрастает, причем этот рост заметно превышает погрешности эксперимента.

Проанализируем полученную зависимость $W_p = f(N_I)$. Будем считать, что изменение W_p связано с особенностями рассеяния фононов в PbTe при одновременном легировании его In и I. Тогда из данных по теплопроводности с помощью формулы Иоффе [6] можно оценить сечение рассеяния фононов Φ

$$\kappa_0/\kappa = W_p/W_0 = 1 + (N/N_0)\Phi(l_0/a), \quad (1)$$

где N — концентрация примесей; N_0 — число атомов вещества в 1 см^{-3} ; a — расстояние между соседними атомами; l_0 — средняя длина свободного пробега фонона в кристалле без примесей; Φ — коэффициент в формуле $S = \Phi a^2$ (S — сечение рассеяния фонона на примеси); κ и κ_0 , W_p и W_0 — решеточная теплопроводность и тепловое сопротивление решетки в кристалле с примесью и без нее соответственно.

Оказалось, что величина Φ приблизительно постоянна, равна 1.1 при $N_I < 0.6$ ат. % и возрастает до 5.0 при $N_I = 1$ ат. %. Отметим, что полученные значения Φ хорошо согласуются с литературными данными для PbTe [1]: при небольших содержаниях I ($N_I < N_{In}$) — с сечением рассеяния фононов на нейтральной примеси $\Phi_0 = 0.7$, а при больших содержаниях I — с сечением рассеяния на заряженной примеси галогена (I) $\Phi_{зар} = 5$.

Полученный результат соответствует ожидаемому в рамках модели квазилокальных примесных состояний. В самом деле, согласно [2], в образцах PbTe, легированных только примесью In, заряжена только небольшая часть примесных атомов, численно равная концентрации электронов n в зоне проводимости. Введение дополнительной примеси иода (при $N_I < 0.6$ ат. %) увеличивает долю заряженных атомов In (электроны с атомов I переходят на атомы In). Оценка среднего сечения рассеяния Φ по формуле (2)

$$\Phi = [(N_{In} - |N_I - n|)\Phi_0 + (2N_I - n)\Phi_{зар}]/(N_{In} + N_I) \quad (2)$$

дала величину $\Phi = 0.9$, согласующуюся с экспериментом.

При больших содержаниях дополнительной примеси ($N_I > N_{In}$) всем атомам In сообщается отрицательный заряд и $\Phi = \Phi_{зар} = 5$, что и наблюдается в нашем эксперименте.

Таким образом, полученные в работе экспериментальные данные по влиянию примесей In и I на решеточную теплопроводность PbTe при комнатной температуре свидетельствуют в пользу справедливости модели квазилокальных примесных состояний индия (предполагающую небольшую величину энергии корреляции электронов на атомах индия $U < k_0T$ при 300 K).

Список литературы

- [1] Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. М., 1968.
- [2] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 51—85.
- [3] Кайданов В. И., Мельник Р. Б., Черник И. А. // ФТП. 1973. Т. 7. № 3. С. 759—762.
- [4] Rosenberg A. J., Wald F. // J. Phys. Chem. Sol. 1965. V. 26. P. 1079—1086.
- [5] Кайданов В. И., Нуромский А. Б. // ФТП. 1982. Т. 16. № 73. С. 554—555.
- [6] Девяткова Е. Д., Смирнов И. А. // ФТТ. 1961. Т. 3. № 8. С. 2298—2309.

Ленинградский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
4 декабря 1990 г.