

**ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В СПЛАВАХ $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$
С МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ In (0.1 ат%)
ВБЛИЗИ БЕСЩЕЛЕВОГО СОСТОЯНИЯ**

Кучеренко И. В., Каширская Л. М., Мёллман К.-П.,
Ицкевич Е. С.

Исследованы зависимости коэффициента Холла и проводимости от температуры, напряженности магнитного поля и гидростатического давления. При $T=4.2$ К обнаружено резкое (на 3 порядка) возрастание подвижности дырок при переходе через точку инверсии зон. Это сопровождается появлением в магнитном поле нестационарных зависимостей сигналов на холловских и потенциальных контактах образца. Результаты эксперимента объясняются влиянием симметрии валентной зоны на вероятность резонансного рассеяния дырок.

Сплавы $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ n -типа проводимости, содержащие 0.5 ат% In , исследованы в [1-3]. В настоящей работе изучаются кинетические свойства кристаллов $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$, легированных примесью In с концентрацией 0.1 ат%. Эти кристаллы обладают целым рядом особенностей, связанных с сильным рассеянием дырок, являющихся основными носителями тока, на потенциале примеси. Обнаружено влияние симметрии волновых функций дырок на вероятность резонансного рассеяния при гелиевой температуре и на взаимодействие резонансных состояний с решеткой.

В работе изучались зависимости коэффициента Холла (R_H) и удельного сопротивления (ρ) от температуры в интервале 4.2—300 К, напряженности магнитного поля до 140 кЭ и гидростатического давления до 20 кбар.

1. З а в и с и м о с т ь к о э ф ф и ц и е н т а Х о л л а
о т н а п р я ж е н н о с т и м а г н и т н о г о п о л я
в и н т е р в а л е 78—300 К

Примесь In в исходные кристаллы $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ p -типа проводимости ($\rho \sim 10^{19}$ см⁻³) вводилась диффузией.

На рис. 1 показана температурная зависимость коэффициента Холла при напряженности магнитного поля $H=2$ кЭ. Как видно из рис. 1, R_H изменяет знак при $T=180$ К с положительного ($T > 180$ К) на отрицательный ($T \leq 180$ К). В слабом магнитном поле знак R_H определяют более подвижные носители заряда даже при небольшой их концентрации. Знак основных носителей тока можно определить, измеряя R_H в классически сильном магнитном поле, так как в этом случае R_H не зависит от подвижности носителей и равен $R_H = 1 / \sum_{\alpha} en_{\alpha}$,

где α — тип носителей заряда, участвующих в проводимости. С этой целью исследовались зависимости R_H от напряженности магнитного поля в интервале температур 78—300 К и магнитных полей 7—140 кЭ.

Из рис. 2 видно, что R_H в сильных магнитных полях положителен в исследуемом интервале температур. Это показывает, что в данном интервале T основными носителями тока в образце являются дырки. В предположении того, что в проводимости участвуют два типа носителей заряда противоположного

знака, из экспериментальных зависимостей $R_H(H)$ и значений σ при $H=0$ были рассчитаны концентрации электронов и дырок и их подвижности по методу, использованному в работе [4]. Результаты расчета приведены в таблице.

T, K	$p \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$n \cdot 10^{-15}, \text{см}^{-3}$	$n_{\text{рас}} \cdot 10^{-15}, \text{см}^{-3}$	$\mu_p, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\mu_n, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$E_F, \text{мэВ}$
291	26	10.5	15	850	633	-26
243	12.2	10	10	1096	1714	-20
206	5.5	5.1	5	1196	1959	-17
184	3.35	2.3	2.8	1513	2299	13
160	2	3.47	3.9	748	6790	-10.8
78	0.47	0.58	0.01	850	$1.4 \cdot 10^4$	-18

В расчетах не учитывались зависимости n и p от магнитного поля. Оценки показывают, что при $T=78 \text{ К}$ изменение E_g в магнитном поле $\sim kT$, так как, согласно [5], отношение спинового расщепления к орбитальному $\simeq 0.8-0.9$. Уменьшение концентрации дырок в 50 раз в интервале 300—78 К связано, вероятно, с изменением степени заселенности уровня индия.

Энергия Ферми E_F рассчитывалась в приближении кейновского закона дисперсии из концентрации дырок по формуле

$$p = \frac{(2m_{d_0}kT)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} {}^0\mathcal{L}_0^{3/2}(\eta, \beta), \quad (1)$$

где ${}^0\mathcal{L}_0^{3/2}(\eta, \beta)$ — двухпараметрический интеграл, $\eta = E_F/kT$, $\beta = -kT/E_g$, m_{d_0} — масса плотности состояний у дна зоны.

В таблице приведены значения E_F , отсчитанные от середины запрещенной зоны. Согласно модели [6], уровень Ферми при низкой температуре стабилизируется при энергии, равной средней энергии ионизации, приходящейся на один элек-

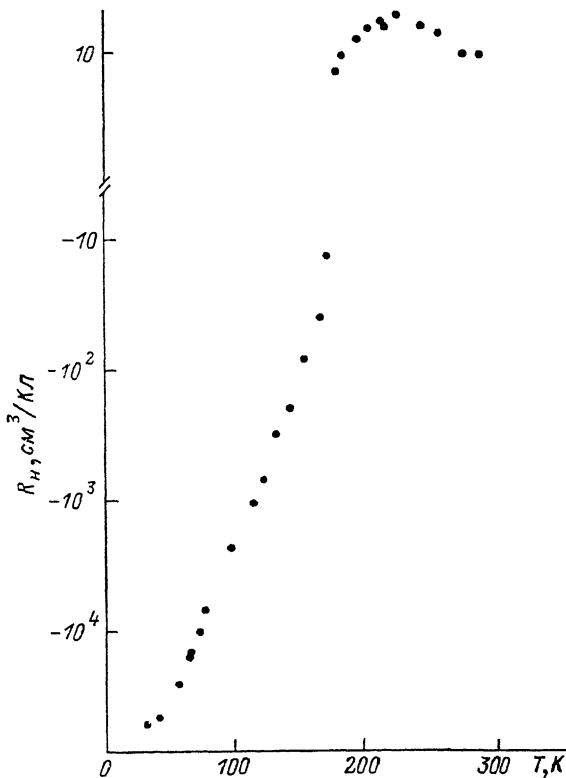


Рис. 1. Температурная зависимость R_H .

трон: $E_F = E^{(2)}/2$, где $E^{(2)} = E_1 + E_2$; E_1, E_2 — энергии состояний In^{+3} и In^{+1} соответственно. Исходя из этого, о температурной зависимости $E^{(2)}$ можно судить по зависимости $E_F(T)$ согласно формуле $E_F = E^{(2)}/2 + kT \operatorname{arctg}h(N_A/N_{\text{In}})$ [6].

Как следует из таблицы, E_F при уменьшении T увеличивается. При гелиевой температуре уровень должен быть расположен вблизи середины запрещенной зоны.

Концентрация электронов n в образце, определяющаяся термической ионизацией примесного уровня и валентной зоной, хорошо коррелирует в интервале 160—300 К с расчетным значением

$$n_{\text{рас}} = \frac{(2m_{d_0}kT)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} {}^0\mathcal{L}_0^{3/2}\left(\frac{-E_g + E_F}{kT}, \frac{kT}{E_g}\right). \quad (2)$$

Однако при азотной температуре, как видно из таблицы, n значительно больше $n_{\text{рас}}$. При $T=4.2 \text{ К}$ концентрация носителей в зонах должна быть пренебре-

жимо малой в результате их вымораживания на уровень, а удельное сопротивление — большим. Однако в действительности $\rho=10$ Ом·см, $R_H=-1000$ см³/Кл в поле $H=kЭ$ и практически не зависит от магнитного поля. Эти данные свидетельствуют о том, что при гелиевой температуре проводимость осуществляется по примесной зоне. Подвижность носителей в этой зоне $\mu=R\sigma=100$ см²/В·с. По всей вероятности, отсутствие корреляции между n и $n_{рас}$ при $T=78$ К также связано с существованием третьего канала проводимости — примесной зоны. Учет в формулах для $R_H(H)$ и σ трех групп носителей тока приводит к следующему результату для $T=78$ К: $p=4.7 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\mu_p=850$ см²/В·с, $n_1=10^{13}$ см⁻³, $\mu_1=4.3 \cdot 10^4$ см²/В·с, $n_2=5.7 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_2=10^4$ см²/В·с. Величина подвижности зонных электронов μ_1 характерна для кристаллов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с концентрацией электронов $\sim 10^{17}$ см⁻³, в то время как подвижность дырок аномально мала.

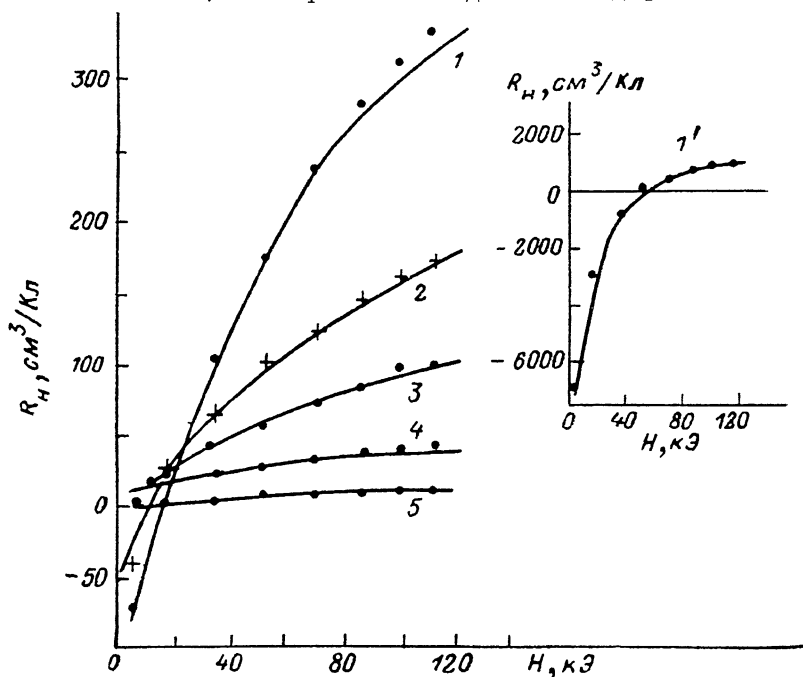


Рис. 2. Зависимости R_H от H .

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет $R_H(H)$ для двух типов носителей заряда. T , К; 1' — 78, 1 — 160, 2 — 184, 3 — 206, 4 — 243, 5 — 291.

Такое различие в подвижностях электронов и дырок в кристалле с симметричными зонами указывает на существование дополнительного канала рассеяния для дырок. Возможно, это связано с деформацией валентной зоны, вызванной ее взаимодействием с состояниями In^{+1} , расположенными близко к потолку валентной зоны.

2. Влияние гидростатического давления на R_H и ρ при $T=4.2$ и 78 К

Уровень In при гелиевой температуре и атмосферном давлении, согласно нашим данным и [2], располагается близко к середине запрещенной зоны. Под влиянием давления он должен максимально приблизиться к валентной зоне при переходе кристалла в бесщелевое состояние, что соответствует $P \approx 7$ кбар при барическом коэффициенте $dE_g/dP=7.4 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар [2].

На рис. 3 показаны зависимости $R_H(H)$ для нескольких давлений вблизи $E_g=0$ до и после инверсии зон. Качественно характер этих зависимостей различается по двум параметрам.

1) До инверсии зон потенциалы на холловских $U_H(H)$ и потенциальных $U_p(H)$ контактах образца в магнитном поле не меняются со временем. После

инверсии $U_H(H)$ и $U_p(H)$ уменьшаются со временем после включения магнитного поля. Время установления стационарного состояния в магнитном поле 30 мин.

2) До инверсии R_H отрицателен в слабом поле и положителен при $H \geq 10$ кЭ (кривые 1, 2), после инверсии R_H положителен в исследуемом интервале магнитных полей (кривые 3, 4).

Кривые 3 и 4 получены в стационарных условиях. На рис. 4 приведены зависимости концентрации дырок от давления. Значения p при давлениях 6.5 и 7 кбар получены из расчета экспериментальных зависимостей $R_H(H)$ и значений σ , концентрации дырок при $P=9$ и 10 кбар соответствуют значениям R_H в поле $H=0.7$ кЭ. Из рис. 4 видно, что концентрация дырок максимальна при $E_g \approx 0$.

Концентрация электронов в образце при $T=4.2$ К были равны $5 \cdot 10^{13}$ и 10^{14} см $^{-3}$ при $P=6.5$ и 7 кбар соответственно, что довольно хорошо коррелирует с расчетными значениями по формуле (2). Как будет ясно из дальнейшего рассмотрения, отрицательные значения R_H в области слабых магнитных полей до точки инверсии связаны с малыми значениями подвижности дырок по сравнению с подвижностью электронов.

Смещение уровня с давлением показано на диаграмме (рис. 4). Видно, что при $P=5.5-10$ кбар уровень перекрывается с валентной зоной ($E_F=2$ мэВ при $P=7$ кбар). С давлением энергия уровня несколько уменьшается.

Максимальная концентрация дырок при $T=78$ К соответствует $P=14$ кбар

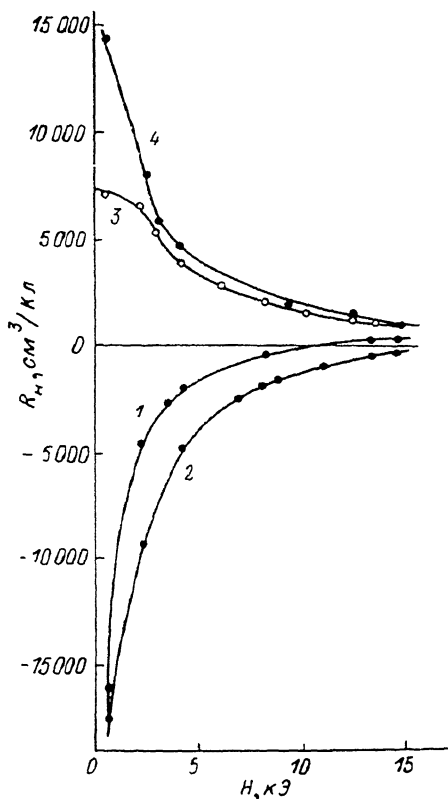


Рис. 3. Зависимости R_H от H при $T=4.2$ К.
 P , кбар: 1 — 6.5, 2 — 7, 3 — 9, 4 — 10.

($E_g=0$ при $P=12$ бар). Интересно отметить, что в этом случае $p_{\max}=2.7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, что совпадает с концентрацией дырок при $T=294$ К (см. таблицу).

3. Резонансное рассеяние дырок

Как видно из диаграммы, при $P=5.5-7$ кбар уровень налагается на зону L_n^+ , а при $P=7.4-10$ кбар — на зону L_6^- . Представляло интерес исследовать влияние симметрии валентной зоны на вероятность резонансного рассеяния дырок. Подвижность дырок, как видно из рис. 5, возрастает более чем на 3 порядка при переходе через точку инверсии. Минимальные значения $\mu_p=1000$ см 2 /В·с при $P=6.5$ и 7 кбар определяются, вероятно, рассеянием дырок на резонансных состояниях примесного уровня, перекрывающегося с зоной L_6^+ . После инверсии зон резонансное рассеяние становится несущественным и подвижность дырок принимает значения, обычные для $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $T=4.2$ К. Минимум зависимости $\rho(P)$ (рис. 5) сдвинут относительно точки $E_g=0$ ($P=7$ кбар) в сторону больших давлений и соответствует максимальному значению μ_p при $P=9$ кбар. Время релаксации при резонансном рассеянии равно [7]

$$\tau_{\text{рез}} = \frac{\hbar \rho_n(E)}{\gamma \rho_i(E)}, \quad (3)$$

где $\rho_n(E)$ — плотность состояний валентной зоны в одном экстремуме, $\rho_i = (N_1\Gamma/\pi)[(E_F - E_1)^2 + (\Gamma^2/4)]^{-1}$ — плотность примесных состояний, Γ — полная ширина примесной полосы, γ — ширина резонансного уровня, связанная с гибридизацией примесных и зонных состояний, N_1 — число центров, E_1 — середина примесной полосы. Отношение Γ/γ определяется из формулы [7]

$$\sigma = \frac{(3\pi^2)^{1/2} e^2 p^{4/3} m_d \Gamma}{4\pi\hbar N_1 m_c \gamma}, \quad (4)$$

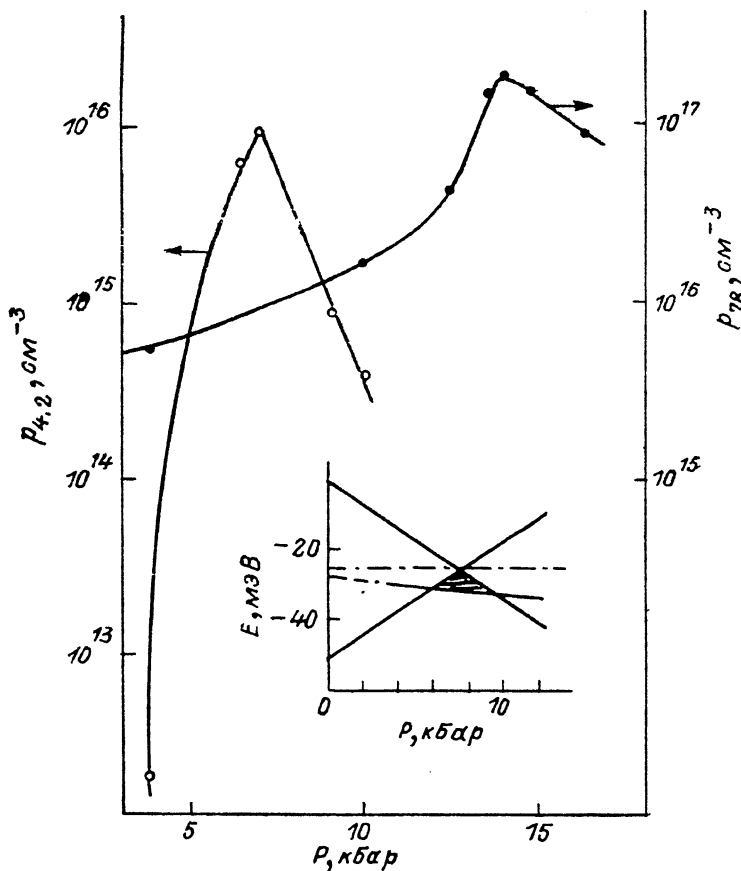


Рис. 4. Зависимости концентрации дырок от гидростатического давления при $T=4.2$ и 78 К.

полученной в предположении, что коэффициент заполнения уровня равен $1/2$, т. е. уровень Ферми близок к середине полосы E_1 . Решая совместно уравнения (3) и (4), получаем, что $\tau_{\text{реа}} \sim 2 \cdot 10^{-15}$ с. Время релаксации $\tau = \mu_p m_c / e$, найденное из эксперимента, равно $4 \cdot 10^{-15}$ с, что довольно близко к $\tau_{\text{реа}}$. Используемые в расчетах σ , μ_p и p соответствуют значениям при $P=6.5$ кбар (рис. 5, 4). Таким образом, можно считать, что μ_p при этом давлении полностью определяется резонансным рассеянием.

Отсутствие резонансного рассеяния дырок при $P=9$ кбар означает, что состояния электронов, локализованных на примеси, и свободных дырок зоны L_6^- гибридизованы слабо и ширина γ очень мала. По оценкам [7], $\gamma \sim 10^{-6}$ эВ. Весьма важным для исключения резонансного рассеяния дырок является существование энергетического барьера Δ , обусловленного взаимодействием локализованных электронов с решеткой и препятствующего переходу носителей из зоны на уровень [7]. Этот эффект проявляется при низких температурах, когда $\Delta \gg kT$.

4. Нестационарные явления

Как уже упоминалось, нестационарные зависимости $U_H(H)$ и $U_p(H)$ возникают при инверсном расположении зон вблизи бесщелевого состояния. Они связаны с туннелированием электронов через энергетический барьер Δ из валентной зоны на примесный уровень. В магнитном поле валентная зона L_6^- смещается вверх по шкале энергий, так как эффективный g^* -фактор, равный отношению спинового расщепления $g\mu_B H$ к орбитальному $\hbar\omega_c$, больше 1. За точкой инверсии вблизи бесщелевого состояния $g^*=1.2$ [8]. Здесь g — фактор спинового расщепления, μ_B — магнетон Бора, ω_c — циклотронная частота. Это приводит к увеличению концентрации дырок в 10 раз в диапазоне магнитных полей 0.7—15 кЭ (рис. 6).

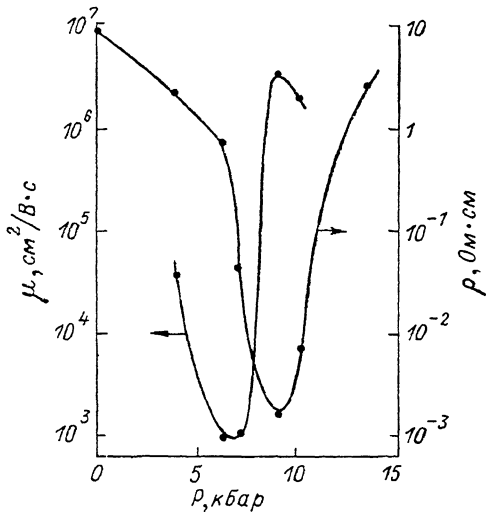


Рис. 5. Зависимости подвижности дырок и удельного сопротивления от гидростатического давления при $T=4.2\text{ K}$.

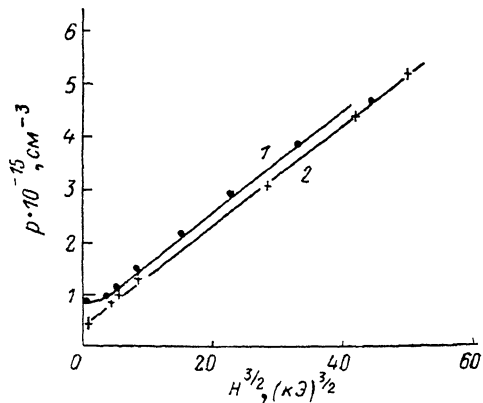


Рис. 6. Зависимости p от $H^{3/2}$ при $T=4.2\text{ K}$. P , кбар: 1 — 9, 2 — 10.

При величине циклотронной эффективной массы $m_c=0.01m_0$ [2] ультраквантовый предел достигается в магнитных полях $H=1\text{ кЭ}$ при $P=9\text{ кбар}$ и $H=0.4\text{ кЭ}$ при $P=10\text{ кбар}$. В ультраквантовом пределе концентрация дырок на уровне Ландау равна [9]

$$p = \frac{M\hbar\omega_c m_c^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} [E_F(H) + 1/2\hbar\omega_c (g^* - 1)]^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь $M=4$ — число эллипсоидов. Так как уровень Ферми стабилизирован примесным уровнем, который не смещается в магнитном поле, можно считать, что $E_F(H) \simeq E_F(0)$. В этом случае из (5) следует, что $p \sim H^{1/2}$, когда $1/2\hbar\omega_c (g^* - 1) > E_F$. Экспериментальные зависимости $p=f(H^{1/2})$ хорошо аппроксимируются прямой линией в полях $H > 4$ (кривая 1) и $H > 1\text{ кЭ}$ (кривая 2) (рис. 6). Это объясняется тем, что в первом случае E_F больше, чем во втором. При $P=14\text{ кбар}$ нестационарные явления исчезают, так как уровень попадает в запрещенную зону и в указанных магнитных полях не может перекрыться с валентной зоной.

Заключение. В настоящей работе обнаружена сильная зависимость вероятности резонансного рассеяния дырок на примесных состояниях In от симметрии валентной зоны. Она велика, когда уровень налагается на зону L_6^+ , и ничтожно мала при изменении ее симметрии на L_6^- , т. е. после инверсии зон. Этот экспериментальный факт позволяет сделать некоторые выводы о симметрии волновых функций электронов, локализованных на примеси. Симметрия состояний дефектов в узлах металла и халькогена рассмотрена в [10, 11].

Согласно [11], волновые функции локализованных электронов с симметрией Γ_1 -типа в узле металла неортогональны волновым функциям свободных дырок

L_6^+ . В этом случае можно ожидать сильного взаимодействия свободных носителей с примесными состояниями. Энергетический барьер Δ в условиях не слишком сильного взаимодействия примесных состояний с решеткой, напротив, образуется в том случае, когда симметрия волновых функций локализованных и свободных электронов различна [11, 12]. Это коррелирует с экспериментом, согласно которому нестационарные явления наблюдаются при наложении уровня Γ_6 на зону L_6^- .

Представляет интерес исследование проводимости по примесной зоне, которая при $T \leq 78$ К становится сравнимой с проводимостью в основных зонах, а при $T=4.2$ К значительно превышает зонную. Однако для изучения свойств этой зоны требуются дополнительные исследования.

Авторы выражают благодарность В. С. Виноградову за участие в обсуждении результатов.

Список литературы

- [1] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Яценко О. Б., Чудинов С. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 752—759.
- [2] Акимов Б. А., Зломанов В. П., Рябова Л. М., Чудинов С. М., Яценко О. Б. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 7. С. 1293—1301.
- [3] Акимов Б. А., Баридт Н. Б., Рябова Л. И., Соковицкая В. В., Чудинов С. М. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 4. С. 1026—1032.
- [4] Кучеренко И. В., Свистов А. Е., Шотов А. П. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 5. С. 890—896.
- [5] Гуреев Д. М., Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Шотов А. П. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 4. Р. 705—712.
- [6] Мойжес Б. Я., Драбкин И. А. // Проблемы современной физики. Л., 1980. С. 128—145.
- [7] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [8] Кучеренко И. В., Моисеенко В. Н., Шотов А. П. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 162—167.
- [9] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. // Электронная структура металлов. М., 1973. Т. 184. С. 206.
- [10] Pankratov O. A., Povarov P. P. // Sol. St. Commun. 1988. V. 66. N 18. P. 847—863.
- [11] Виноградов В. С. // Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР. 1987. № 1. С. 6—9.
- [12] Виноградов В. С. // Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР. 1988. № 10. С. 3—5.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Получена 17.05.1989
Принята к печати 23.05.1989