

ПРОВОДИМОСТЬ ПО ЛОКАЛЬНОЙ ЗОНЕ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Sn_xSe$, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ

Скипетров Е. П., Дубков В. П., Мусалитин А. М.,
Подсекалов И. Н.

Исследованы полевые зависимости коэффициента Холла R_x ($4.2 \leq T \leq 11$ К, $B \leq 7$ Т) сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125, 0.25$), облученных электронами, в окрестности переходов типа металл—диэлектрик, индуцированных давлением ($P \leq 18$ кбар) и электронным облучением ($\Phi \leq 4.1 \cdot 10^{17}$ см⁻²). Показано, что характер зависимостей $R_x(B)$ определяется в основном электронной проводимостью по разрешенной зоне и дырочной проводимостью по локальной зоне. В рамках двухзонного приближения рассчитаны теоретические зависимости $R_x(B)$, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными. Полученные результаты позволили получить данные о параметрах носителей заряда при проводимости по зоне локальных состояний, возникающей при электронном облучении в энергетическом спектре сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Введение. Электронное облучение сплавов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ приводит к возникновению в энергетическом спектре сплавов зоны локальных состояний, связанных, возможно, с вакансиями селена, положение которой относительно краев разрешенных зон зависит от состава сплава [1-4]. Появление локальной зоны качественно изменяет электрофизические свойства сплавов. В сплаве $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.25$) локальная зона расположена в запрещенной зоне (рис. 1, а) [3, 4]. Поэтому генерация дефектов при электронном облучении вызывает увеличение плотности локальных состояний, перетекание электронов из зоны проводимости в зону локальных состояний и переход типа металл—диэлектрик при потоке облучения $\Phi = \Phi^*$. В сплаве $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) локальная зона находится в зоне проводимости (рис. 1, б) [1-3]. Однако под действием давления положение локальной зоны относительно краев разрешенных зон в L меняется, концентрация свободных электронов уменьшается в результате перетекания электронов из зоны проводимости в локальную зону, и при давлении $P = P^*$ происходит переход типа металл—диэлектрик.

В окрестности переходов металл—диэлектрик, индуцированных электронным облучением и давлением, сосуществуют два механизма проводимости — электронная проводимость по разрешенной зоне и проводимость по зоне локальных состояний, имеющая дырочный характер. Это обстоятельство обуславливает сильные полевые зависимости коэффициента Холла в облученных кристаллах, изучение которых позволяет получить дополнительную информацию о параметрах носителей заряда при проводимости по локальной зоне.

В настоящей работе исследованы полевые зависимости коэффициента Холла R_x образцов $n-Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125, 0.25$), облученных электронами, и определены параметры носителей заряда в зоне проводимости и локальной зоне, степень заполнения которых изменялась с помощью электронного облучения или гидростатического сжатия.

1. *Методика измерений. Образцы.* Монокристаллические образцы $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125, 0.25$) n -типа облучались при $T \approx 300$ К потоками электронов $\Phi \leq 4.1 \cdot 10^{17}$ см⁻² с энергией $E=6$ МэВ. Параметры исследованных образцов при $T=4.2$ К представлены в табл. 1.

Параметры исследованных образцов

 $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$
при $T=4.2\text{ K}$

Образец	x	$n \cdot 10^{-17}$, см $^{-3}$	$\rho \cdot 10^4$, Ом \cdot см	$-R_H$, см 3 /Кл	$\mu_H \cdot 10^{-5}$, см 2 /В \cdot с	$\Phi_{\text{max}} \cdot 10^{-17}$, см $^{-2}$
w-3	0.25	4.7	17.6	13.4	0.076	1.28
w 6	0.25	4.1	13.9	15.4	0.111	1.65
w 0	0.125	3.8	0.65	16.3	2.5	4.1
w 11	0.125	2.0	0.74	31.2	4.2	3.5
w 2	0.125	1.4	0.96	46.3	4.8	4.0

У каждого образца измерялись полевые зависимости коэффициента Холла R_H ($4.2 \leq T \leq 11\text{ K}$) в магнитных полях $B \leq 7\text{ T}$, а также удельное сопротивление ρ и коэффициент Холла R_H ($B \leq 0.04\text{ T}$) при $T=4.2\text{ K}$. Образцы n -

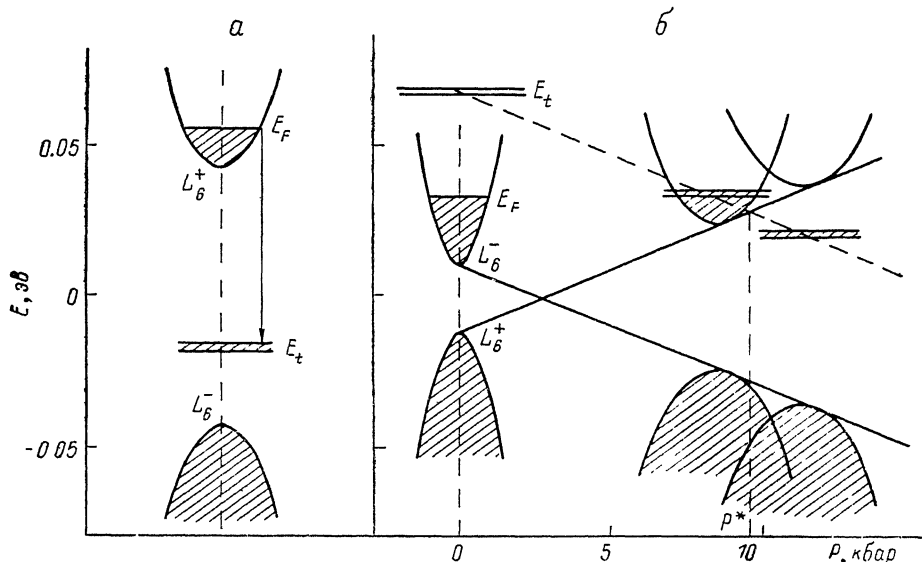


Рис. 1. Зонные диаграммы сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$), облученного электронами (а), и сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$), облученного электронами, под давлением (б).

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$) исследовались в интервале потоков облучения $\Phi \leq 1.65 \times 10^{17}\text{ см}^{-2}$, а образцы $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$), облученные электронами ($\Phi \leq 4.1 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$), — в интервале давлений $P \leq 18\text{ кбар}$. Методики подготовки образцов к измерениям, а также создания и измерения давления приведены в [1, 4].

2. Полевые зависимости коэффициента Холла $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$) в окрестности перехода металл—диэлектрик, индуцированного электронным облучением. В окрестности перехода металл—диэлектрик характер полевых зависимостей коэффициента Холла определяется по крайней мере двумя механизмами проводимости — электронной проводимостью по разрешенной зоне и дырочной проводимостью по локальной зоне, вклады которых в величину R_H при $T=4.2\text{ K}$ изменяются с ростом потока облучения (рис. 2). При низких потоках облучения $\Phi < \Phi^*$ ($\Phi^* \approx 8 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$) величина R_H имеет отрицательный знак и не зависит от магнитного поля ($B \leq 7\text{ T}$). Однако по мере приближения к точке $\Phi = \Phi^*$ наблюдаются сначала уменьшение абсолютной величины, а затем инверсия знака R_H при увеличении магнитного поля. С ростом потока облучения точка инверсии знака R_H сдвигается в сторону слабых магнитных полей. Такое поведение зависимостей $R_H(B)$ объясняется, очевидно, уменьшением концентрации электронов при облучении. Дело в том, что при наличии

нескольких типов носителей заряда коэффициент Холла в произвольном магнитном поле определяется выражением [5]

$$R_X = \frac{\sum_k [\sigma_k \mu_k (1 + \mu_k^2 B^2)]}{\left[\sum_k \sigma_k / (1 + \mu_k^2 B^2) \right]^2 + \left[\sum_k \sigma_k \mu_k B / (1 + \mu_k^2 B^2) \right]^2}, \quad (1)$$

где σ_k и μ_k — удельная электропроводность и подвижность для каждого из типов носителей заряда.

В области потоков облучения $\Phi \ll \Phi^*$ в слабых магнитных полях ($\mu_k B \ll 1$) основной вклад в величину R_X вносят носители заряда с большей подвижностью

(электроны в зоне проводимости), а в пределе сильных магнитных полей ($\mu_k B \gg 1$) величина и знак R_X определяются носителями заряда с большей концентрацией (тяжелые носители заряда, обеспечивающие дырочную проводимость по локальной зоне). При приближении к точке $\Phi = \Phi^*$ концентрация электронов стремится к нулю и наблюдается инверсия знака R_X с ростом маг-

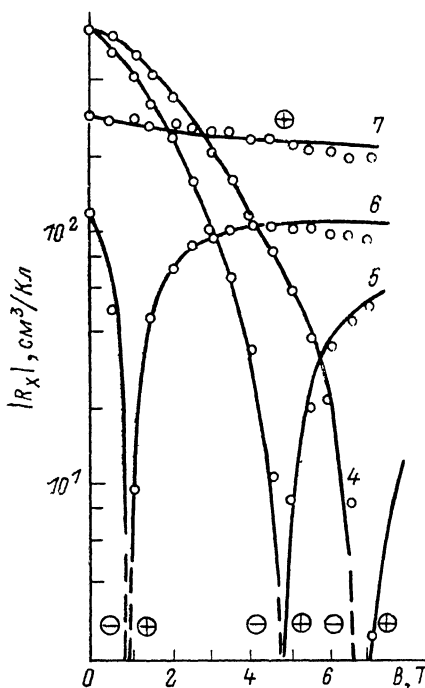
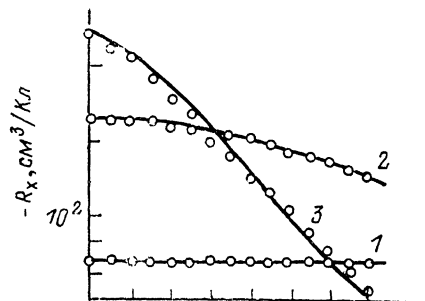


Рис. 2. Полевые зависимости коэффициента Холла образца w-6, облученного электронами, при $T=4.2$ К.

Сплошные кривые рассчитаны в соответствии с (1), (2). $\Phi \cdot 10^{-16}$, см^{-2} : 1 — 4.2, 2 — 5.9, 3 — 6.7, 4 — 7.1, 5 — 7.3, 6 — 7.9, 7 — 13.0.

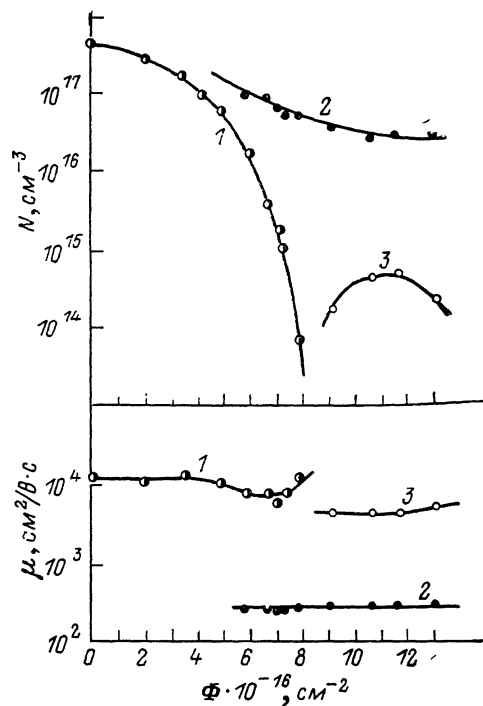


Рис. 3. Зависимости концентраций и подвижностей носителей заряда при $T=4.2$ К в образце w-6 от потока облучения.

1 — n , 2 — p_h , 3 — p_l .

нитного поля. В диэлектрической фазе ($\Phi > \Phi^*$) коэффициент Холла при $T=4.2$ К имеет положительный знак во всем исследованном диапазоне магнитных полей и плавно уменьшается с ростом магнитного поля. Это обстоятельство указывает на существование двух типов дырок с сильно различающимися подвижностями.

Полученные экспериментальные результаты позволяют в рамках двухзонной модели (1) рассчитать параметры каждого из указанных типов носителей

заряда в облученных образцах. При расчетах считалось, что в металлической фазе ($\Phi < \Phi^*$) в кинетических явлениях принимают участие электроны в L (n, μ_n) и тяжелые дырки, ответственные за проводимость по локальной зоне (p_h, μ_{ph}), а в диэлектрической фазе ($\Phi > \Phi^*$) — тяжелые и легкие дырки (p_l, μ_{pl}). Оптимизация параметров носителей заряда проводилась с помощью ЭВМ. Для однозначности выбора параметров модели при расчетах использовались экспериментальные значения удельного сопротивления при $T=4.2$ К:

$$1/\rho = \sum_k \tau_k = \sum_k e_k n_k \mu_k. \quad (2)$$

Теоретические зависимости $R_X(B)$ представлены на рис. 2 сплошными линиями, а параметры носителей заряда приведены на рис. 3 и в табл. 2. Анализ

Т а б л и ц а 2

Параметры носителей заряда
при проводимости по локальной зоне ($T=4.2$ К) в сплавах
 $Pb_{1-x}Sn_xSe$, облученных электронами

Образец	x	$\Phi \cdot 10^{-17}$, $см^{-2}$	σ_{ph} , $(Ом \cdot см)^{-1}$	μ_{ph} , $см^2/В \cdot с$	$p_h \cdot 10^{-17}$, $см^{-3}$
w-3	0.25	1.3	4.0	120	2.1
w-6	0.25	0.8	2.4	250	0.6
w-0	0.125	4.1	4.4	120	2.3
w-2	0.125	1.6	3.5	80	2.7
w-2	0.125	4.0	2.8	110	1.6

результатов показывает, что с ростом потока облучения концентрация электронов и их вклад в электропроводность монотонно уменьшаются и стремятся к нулю при $\Phi^* \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. В то же время электропроводность и концентрация тяжелых дырок не зависят от потока облучения в образце w-3 и медленно уменьшаются с ростом потока облучения в образце w-6.

Отметим, что подвижность легких дырок близка к подвижности электронов. Можно предположить, что роль легких дырок выполняют дырки в L -экстремуме валентной зоны сплава. В этом случае зона локальных состояний должна иметь значительную ширину (~ 10 мэВ) и перекрываться с валентной зоной (рис. 1, а). Легкие дырки оказывают заметное влияние на величины R_X и ρ облученных кристаллов, по-видимому, только в диэлектрической фазе. Поэтому вполне возможно, что их появление связано с возникновением свободных состояний в локальной зоне при $\Phi > \Phi^*$ и значительным перекрытием локальной зоны с потолком валентной зоны в L .

3. Полевые зависимости коэффициента Холла n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученного электронами, при переходе металл—диэлектрик под действием давления. Гидростатическое сжатие облученных электронами кристаллов n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) позволяет плавно изменять расположение локальной зоны относительно терма L_6^+ , индуцируя таким образом перетекание электронов из зоны проводимости в локальную зону (рис. 1, б). Характер полевых зависимостей коэффициента Холла в облученных образцах под давлением зависит при этом от соотношения исходной концентрации электронов в образце n_0 и плотности локальных состояний N_l , определяемой суммарным потоком облучения. При $n_0 > N_l$ [образцы w-0 ($\Phi=3.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), w-11 ($\Phi=3.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$)] концентрация электронов в образце под действием давления стремится к предельной величине $n' = n_0 - N_l$. Поэтому основным механизмом проводимости при всех давлениях остается электронная проводимость по разрешенной зоне, и коэффициент Холла имеет отрицательный знак во всем исследованном диапазоне магнитных полей ($B \leq 7$ Т). Абсолютная величина R_X не зависит от магнитного поля в области давлений $P \leq 8$ кбар, однако дальнейшее увеличение давления приводит к заметному уменьшению $|R_X|$ с ростом магнитного поля.

В случае, когда $n_0 < N_i$ [образцы w-0 ($\Phi = 4.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), w-2 ($\Phi = 1.6 \times 10^{17}$, $4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$)] при критическом давлении P^* , величина которого зависит от исходной концентрации электронов в образце и плотности локальных состояний, концентрация электронов обращается в нуль и происходит переход типа металл—диэлектрик. В металлической фазе ($P < P^*$) основной вклад в кинетические явления вносят свободные электроны. Поэтому в области низких давлений ($P \leq 6$ кбар) коэффициент Холла при $T = 4.2 \text{ К}$ имеет отрицательный знак и практически не зависит от величины магнитного поля (рис. 4). По мере приближения к точке $P = P^*$ наблюдаются сначала уменьшение коэффициента Холла, а затем инверсия знака R_x с ростом магнитного поля. В диэлектрической фазе ($P > P^*$) коэффициент Холла при $T = 4.2 \text{ К}$ имеет положительный знак, а величина R_x уменьшается с ростом магнитного поля, причем в области максимальных давлений зависимость коэффициента Холла от величины поля заметно ослабевает. Такое поведение коэффициента Холла связано, очевидно, с уменьшением концентрации электронов в зоне проводимости под действием давления и относительным увеличением вклада дырочной проводимости по зоне локальных состояний, которая становится основным механизмом проводимости при низких температурах в диэлектрической фазе. Уменьшение величины коэффициента Холла с ростом магнитного поля при $P > P^*$ может быть связано с участием в кинетических явлениях второго сорта дырок с более высокой подвижностью.

Экспериментальные полевые зависимости R_x использованы для определения

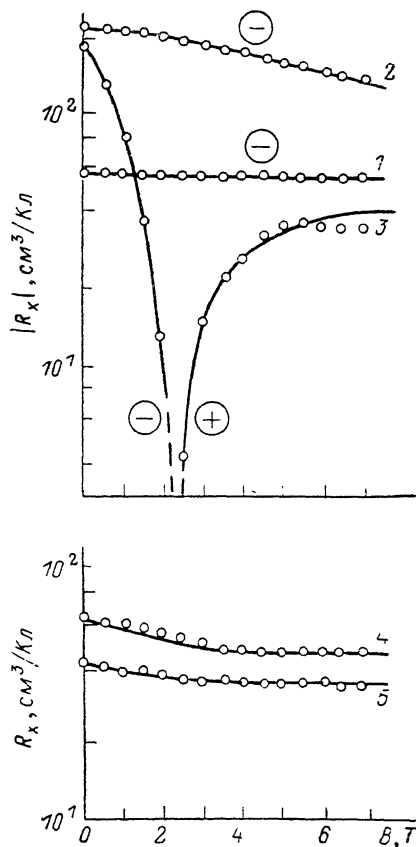


Рис. 4. Полевые зависимости коэффициента Холла ($T = 4.2 \text{ К}$) образца w-2, облученного электронами ($\Phi = 4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), при разных давлениях.

Сплошные кривые рассчитаны в соответствии с (1), (2). P , кбар: 1 — 4.05, 2 — 8.0, 3 — 9.05, 4 — 10.9, 5 — 13.6.

параметров носителей заряда в облученных электронами образцах $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x = 0.125$). Предполагалось, что в металлической фазе существуют два типа носителей заряда — свободные электроны и тяжелые дырки в локальной зоне, а в диэлектрической фазе — два типа дырок с сильно различающимися подвижностями. Результаты расчета для исследованных в работе образцов приведены на рис. 4 (сплошные линии), рис. 5 и в табл. 2. Оказалось, что при увеличении давления концентрация электронов монотонно уменьшается на несколько порядков и стремится к нулю при $P = P^*$, в то время как концентрация тяжелых дырок составляет $p_h = (1 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и практически не изменяется под давлением. Подвижность электронов уменьшается под давлением почти на 2 порядка, т. е. заметно быстрее, чем в необлученных образцах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x = 0.125$) [6]. Подвижность тяжелых дырок не зависит от давления и в исследованных образцах составляет $\mu_{p_h} = 80 \div 120 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$.

Характер зависимостей $R_x(B)$ в диэлектрической фазе требует участия в кинетических явлениях легких дырок, концентрация которых $p_l \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и уменьшается с ростом давления. По-видимому, применение двухзонной модели в этом случае неоправданно, а уменьшение коэффициента Холла с ростом магнитного поля вызвано другими причинами, например значительным ушире-

режим локальной зоны и увеличением ее перекрытия с зоной проводимости в результате движения дна зоны проводимости в квантующем магнитном поле.

Необычный вид имеют зависимости $R_X(B)$ на границе диэлектрической фазы ($P \geq P^*$). В слабых магнитных полях коэффициент Холла при $T=4.2$ К имеет положительный знак, а увеличение поля приводит к инверсии знака R_X (рис. 6). С ростом температуры точка инверсии знака R_X сдвигается в сторону

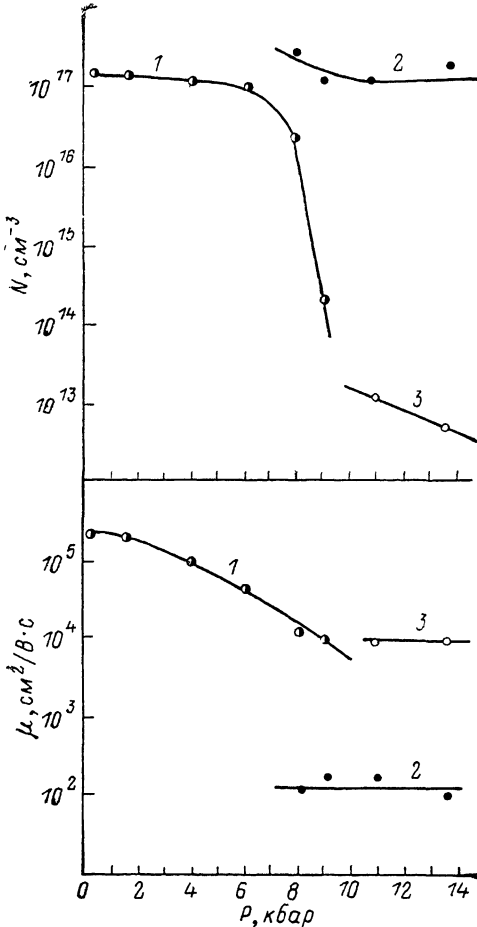


Рис. 5. Барические зависимости концентрации и подвижностей носителей заряда при $T=4.2$ К в образце w-2, облученном электронами ($\Phi=4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$).
1 — n, 2 — p_h , 3 — p_l .

слабых магнитных полей. Такое поведение коэффициента Холла непосредственно после перехода металл—диэлектрик связано, видимо, с движением дна зоны проводимости в квантующем магнитном поле. Известно, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ спиновое расщепление уровней Ландау оказывается больше орбитального до точки инверсии зон в L ($E_g > 0$) и больше орбитального после точки инверсии ($E_g < 0$) [7]. В сплаве $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$) энергетические зоны инвертируют уже при $P \approx 3$ кбар, и в окрестности давления перехода металл—диэлектрик уровень 0^- , определяющий границу зоны проводимости

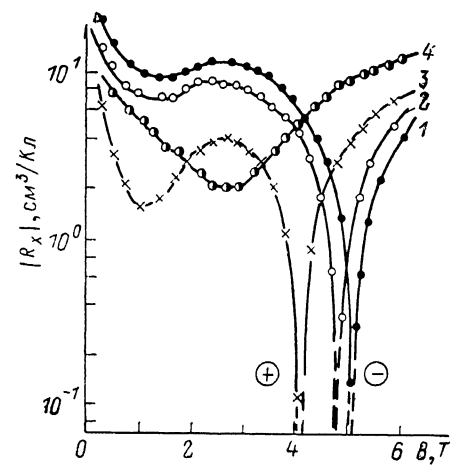


Рис. 6. Полевые зависимости коэффициента Холла образца w-2, облученного электронами ($\Phi=1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), при $P=12.3$ кбар.
T, К: 1 — 4.2, 2 — 6.0, 3 — 8.5, 4 — 10.5.

в квантующем магнитном поле, опускается вниз при увеличении поля. Поэтому в области давлений $P \geq P^*$, в которой основным механизмом проводимости становится дырочная проводимость по зоне локальных состояний, увеличивается перекрытие локальной зоны с зоной проводимости, приводящее к смене механизма проводимости и инверсии знака коэффициента Холла. С ростом температуры увеличивается концентрация электронов, термически активированных в зону проводимости, в результате чего инверсия знака R_X , связанная с переходом от дырочной проводимости по локальной зоне к электронной проводимости по разрыхленной зоне, происходит в меньших магнитных полях.

Заключение. Показано, что зона локальных состояний, возникающая при электронном облучении в энергетическом спектре сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, имеет значительную (~ 10 мэВ) ширину, а подвижность тяжелых дырок при проводимости по локальной зоне при $T=4.2$ К практически не зависит от состава сплава и степени заполнения локальной зоны и составляет $\mu_{ph} \approx 10^2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В рамках двухзонной модели построены теоретические зависимости $R_X(B)$,

удовлетворительно согласующиеся с экспериментом, и рассчитаны параметры носителей заряда в сплавах $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125, 0.25$), облученных электронами.

Л и т е р а т у р а

- [1] Брандт Н. Б., Зломанов В. П., Ладыгин Е. А., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П., Шибанов П. В. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 1, с. 246—249.
- [2] Скипетров Е. П., Дороней В. Н., Дубков В. П. — В кн.: Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках. Матер. Всес. семинара. Павлодар, 1987, с. 72—74.
- [3] Брандт Н. Б., Дубков В. П., Иванова Г. В., Ладыгин Е. А., Скипетров Е. П. — Вестн. МГУ, сер. 3, Физика, астрономия, 1987, т. 28, в. 5, с. 96—97.
- [4] Брандт Н. Б., Дубков В. П., Зломанов В. П., Иванова Г. В., Ладыгин Е. А., Скипетров Е. П. — ФТП, 1987, т. 21, в. 12, с. 2136—2141.
- [5] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.
- [6] Брандт Н. Б., Белоусова О. Н., Зломанов В. П., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П., Штанов В. И. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 2, с. 646—657.
- [7] Брандт Н. Б., Ковалев Б. Б., Пономарев Я. Г., Пырегов Б. П., Скипетров Е. П., Титтель В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 61—64.

Московский институт стали
и сплавов

Получена 5.01.1988
Принята к печати 11.04.1988