

ЗОНА ЛОКАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В СПЛАВЕ $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$), ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ

II. СТРУКТУРА ЛОКАЛЬНОЙ ЗОНЫ

Брандт Н. Б., Доропей В. Н., Дубков В. П., Скипетров Е. П.

Исследованы зависимости концентрации электронов от потока облучения и барические зависимости концентрации электронов в образцах сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$), облученных быстрыми электронами ($T_{0.6,1} \approx 300$ К, $E=6$ МэВ, $\Phi \leq 4.1 \cdot 10^{17}$ см⁻²), в интервале давлений $P \leq 18$ кбар. Полученные результаты использованы для определения энергетического положения и структуры локальной зоны, возникающей при электронном облучении в энергетическом спектре сплава. Показано, что при атмосферном давлении зона локальных состояний расположена в зоне проводимости ($E_f \approx E_c + 0.056$ эВ) и ее положение относительно терма L_6^- практически не зависит от давления. Функция плотности состояний в локальной зоне удовлетворительно описывается кривой гауссовского типа, а ширина локальной зоны в исследованных образцах составляет $\epsilon=13 \div 20$ мэВ.

Введение. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [1-4] указывают на появление при электронном облучении зоны локальных состояний, связанных, по-видимому, с вакансиями селена [5], в энергетическом спектре сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. Положение локальной зоны относительно краев энергетических зон в L зависит от состава сплава. В сплаве состава $x=0.125$ с нормальным спектром ($E_g > 0$) локальная зона при атмосферном давлении находится в зоне проводимости [1, 2, 4], а в сплаве состава $x=0.25$, имеющем инверсный спектр ($E_g < 0$), — в запрещенной зоне [1, 3]. Гидростатическое сжатие облученных электронами кристаллов сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$) вызывает инверсию зон в L , уменьшение расстояния между локальной зоной и дном зоны проводимости L_6^+ и понижение концентрации свободных электронов в результате перетекания электронов из зоны проводимости в зону локальных состояний. В случае, если полная емкость локальной зоны N_L превышает исходную концентрацию электронов в образце, концентрация свободных электронов обращается в нуль и происходит переход типа металл—диэлектрик, индуцированный давлением [4].

Целый ряд экспериментальных фактов свидетельствует о значительном, сравнимом с шириной запрещенной зоны в исследованных образцах размытии локальной зоны в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. К ним прежде всего следует отнести следующие.

1. Давление перехода металл—диэлектрик в облученных электронами образцах $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125$) изменяется в значительных пределах ($P^* = = 9 \div 16$ кбар) в зависимости от исходной концентрации электронов в образцах и потока облучения (полной емкости локальной зоны) [4].

2. В диэлектрической фазе облученных электронами образцов сплава $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.25$) наблюдаются сильные полевые зависимости коэффициента Холла при $T=4.2$ К, свидетельствующие об участии в кинетических явлениях легких дырок в L и частичном перекрытии локальной зоны с валентной зоной [3].

3. Подвижность носителей заряда в облученных электронами сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0.125, 0.25$) при проводимости по зоне локальных состояний необычно высока ($\mu_n \sim 10^2$ см²/В·с при $T=4.2$ К [1-4]), что может быть свя-

зано со значительным размытием локальной зоны и в ряде случаев с ее перекрытием с разрешенной зоной.

Представляло интерес определить энергетическое положение и исследовать структуру локальной зоны, возникающей при электронном облучении сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$). С этой целью исследованы зависимости концентрации электронов от потока облучения и барические зависимости концентрации электронов в облученных электронами образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) n -типа, позволившие построить диаграмму перестройки энергетического спектра сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученного электронами, под давлением и восстановить ход плотности состояний в локальной зоне.

1. Методика измерений. Образцы.

У каждого исследованного образца до и после облучения быстрыми электронами ($T_{обл} \approx 300$ К, $E=6$ МэВ, $\Phi \ll 4.1 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$) измерялись удельное сопротивление ρ и коэффициент Холла R_x ($B \leq 0.04$ Т) при $T=4.2$ К в диапазоне давлений $P \leq 18$ кбар. Методики

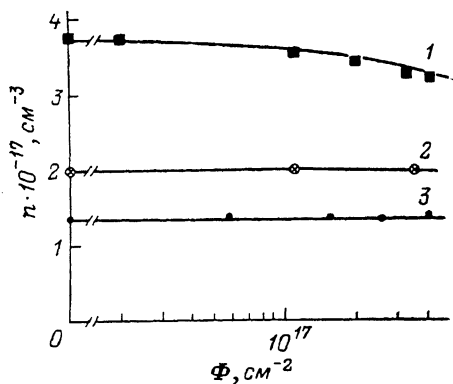


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов в $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) при $T=4.2$ К от потока облучения.

Образцы: 1 — W-0, 2 — W-11, 3 — W-2.

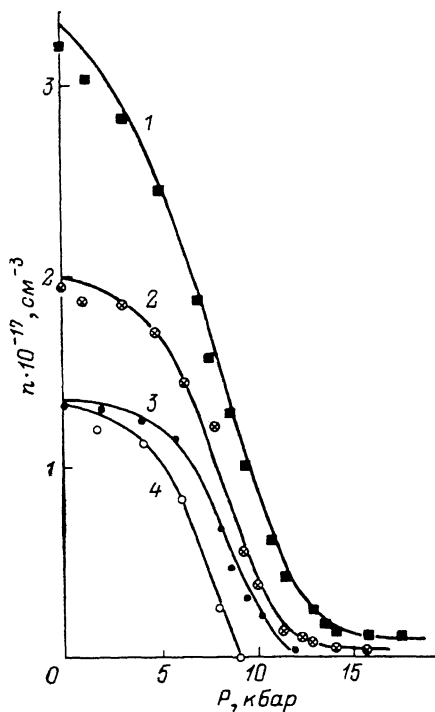


Рис. 2. Барические зависимости концентрации электронов при $T=4.2$ К в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученных электронами.

$\Phi \cdot 10^{-17}$, см $^{-2}$: 1 — 3.3 (для образца W-0); 2 — 3.5 (для образца W-11); 3 — 1.6, 4 — 4.0 (для образца W-2).

подготовки образцов к измерениям, создания и измерения давления, а также параметры исследованных образцов n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) приведены в [4].

2. Барические зависимости концентрации электронов в облученных образцах. Измерения удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_x при $T=4.2$ К облученных электронами образцов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) позволяют построить зависимости концентрации электронов от потока облучения (рис. 1) и давления (рис. 2). Медленное уменьшение концентрации электронов при облучении (рис. 1) свидетельствует о том, что зона локальных состояний, возникающая при электронном облучении сплава, расположена несколько выше уровня Ферми в исследованных образцах и имеет значительную (~ 10 мэВ) ширину. В этом случае увеличение потока облучения приводит к увеличению плотности состояний в локальной зоне и захвату части свободных электронов на состояния в пределах хвоста плотности состояний локальной зоны.

При построении барических зависимостей концентрации электронов в облученных образцах (рис. 2) учитывалось, что с ростом давления уменьшается концентрация электронов в зоне проводимости и происходит относительное увеличение вклада дырочной проводимости по локальной зоне в измеряемые

величины ρ и R_x при $T=4.2$ К. Поэтому концентрация электронов n (P) рассчитывалась в рамках двухзонной модели

$$R_x = \frac{\sigma_p \mu_p - \sigma_n \mu_n}{(\sigma_p + \sigma_n)^2}, \quad \frac{1}{\rho} = \sigma_p + \sigma_n, \quad n = \frac{\sigma_n}{e \mu_n}, \quad (1)$$

где в качестве подвижности при проводимости по зоне локальных состояний μ_p и дырочной проводимости σ_p выбирались предельные значения подвижности и проводимости для каждого из образцов в диэлектрической фазе ($P > P^*$) [4].

Характер зависимостей n (P) позволяет сделать следующие выводы.

1. Зона локальных состояний имеет значительную (порядка энергии Ферми в исследованных кристаллах) ширину. В противном случае (дискретный локальный уровень) концентрация электронов в облученных образцах оставалась бы постоянной вплоть до давления, соответствующего пересечению локального уровня с уровнем Ферми.

2. Уменьшение давления перехода металл—диэлектрик P^* с ростом потока облучения также свидетельствует о значительной ширине локальной зоны, так как в случае дискретного локального уровня переход должен происходить при одном и том же значении P^* , соответствующем пересечению локального уровня с дном зоны проводимости.

3. Известно, что переход сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) в бесщелевое состояние под действием давления сопровождается уменьшением эффективной массы электронов [6] и, следовательно, уменьшением плотности состояний в зоне проводимости, которое должно приводить к увеличению энергии Ферми и перераспределению электронов между зоной проводимости и локальной зоной. Поэтому уменьшение концентраций электронов в области давлений $P \leq 3$ кбар возможно только в случае, если под действием давления локальная зона движется вниз относительно середины запрещенной зоны сплава.

3. *Параметры локальной зоны.* Полученные результаты позволяют построить энергетическую диаграмму движения зоны локальных состояний в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученном электронами, под действием давления и рассчитать функцию плотности состояний в локальной зоне. При расчетах предполагалось, что электронное облучение приводит к генерации локальных уровней с постоянной скоростью $dN_t/d\Phi$, а функция плотности состояний в локальной зоне описывается кривой гауссовского типа

$$g_t(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{dN_t}{d\Phi} \Phi \exp\left(-\frac{(E - E_t)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

где Φ — суммарный поток облучения, N_t — плотность локальных состояний, E_t и σ — середина и ширина локальной зоны.

Наибольшей чувствительностью к энергетическому положению и форме функции плотности состояний локальной зоны обладают, очевидно, зависимости концентраций электронов от давления в облученных образцах (рис. 2). Поэтому выбор параметров $dN_t/d\Phi$, E_t , σ для каждого исследованного образца проводился путем сравнения экспериментальных и теоретических зависимостей n (P). Поскольку экспериментальные результаты, полученные в данной работе, показывают, что как при увеличении потока облучения, так и при гидростатическом сжатии облученных кристаллов происходит перетекание электронов из зоны проводимости в зону локальных состояний, то при построении теоретических зависимостей n (Φ), n (P) считалось, что при любых значениях Φ и P сумма концентраций электронов в зоне проводимости n и в зоне локальных состояний n_t равна исходной концентрации электронов в образце n_0 :

$$n_0 = n(\Phi, P) + n_t(\Phi, P), \quad (3)$$

$$n_t(\Phi, P) = \int_{-\infty}^{E_F} g_t(E) dE, \quad (4)$$

где E_F — уровень Ферми, положение которого в облученных кристаллах (рис. 3) определялось в рамках модели Диммока [7] с параметрами закона дисперсии, приведенными в работе [8].

Наилучшее согласие теории и эксперимента (рис. 1, 2, сплошные линии) достигнуто с параметрами, приведенными в таблице, в предположении, что при атмосферном давлении середина локальной зоны в сплаве $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) расположена в зоне проводимости ($E_i = E_c + 0.056$ эВ) и ее положение относи-

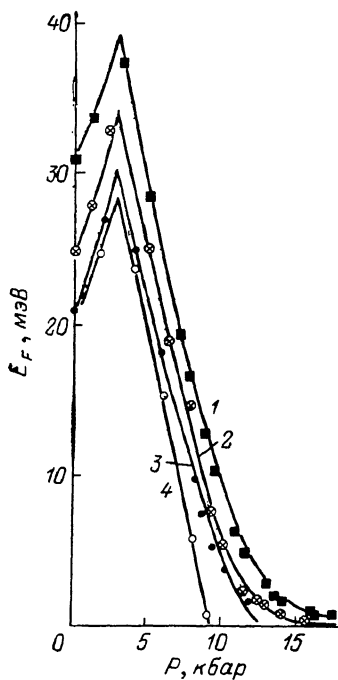


Рис. 3. Барические зависимости энергии Ферми при $T=4.2$ К в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученных электронами.

1—4 — то же, что и на рис. 2.

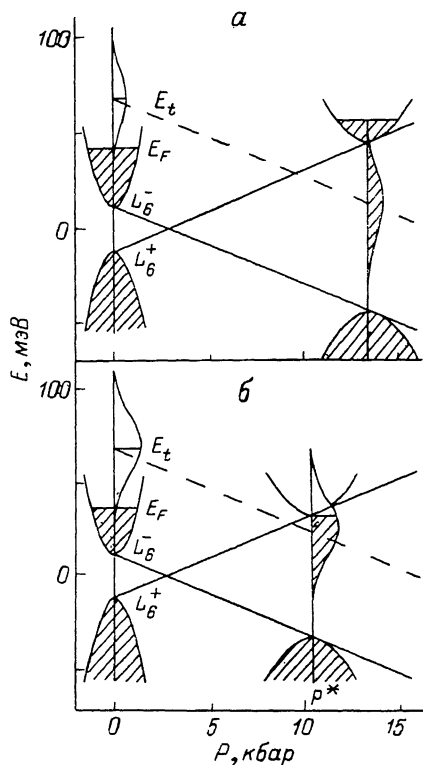


Рис. 4. Перестройка энергетического спектра сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученного электронами, под давлением.

a — $n_0 > N_i$, б — $n_0 < N_i$.

тельно терма L_6^- не зависит от давления (рис. 4). Тогда при увеличении давления происходит перетекание электронов из зоны проводимости в зону локальных состояний и постепенное заполнение локальной зоны (рис. 5). В случае, если исходная концентрация электронов в образце n_0 превосходит плотность локаль-

Параметры локальной зоны в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученных электронами

Образец	$n_0 \cdot 10^{-17}$, см ⁻³	$\Phi \cdot 10^{-17}$, см ⁻²	$\frac{dN_i}{d\Phi}$, см ⁻¹	σ , мэВ
W-0	3.70	3.3	1.10	20
	3.70	4.1	0.91	20
W-11	2.00	3.5	0.57	13
	1.35	1.6	0.89	13
W-2	1.35	4.0	0.75	15

ных состояний N_i , локальная зона полностью заполняется электронами, а концентрация свободных электронов с ростом давления стремится к насыщению. При $n_0 < N_i$ уровень Ферми (рис. 3) и концентрация электронов (рис. 2) в облученных образцах обращаются в нуль при $P=P^*$ и происходит переход металл—диэлектрик. Увеличение потока облучения приводит к возрастанию плотности

локальных состояний, более быстрому заполнению локальной зоны (рис. 5) и сдвигу давления перехода металл—диэлектрик в сторону меньших давлений (рис. 2—5).

Заключение. Таким образом, теоретические зависимости концентрации электронов от потока облучения, а также концентрации электронов, уровня Ферми и степени заполнения локальной зоны в облученных кристаллах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$) от давления, построенные в рамках предложенной модели (рис. 4, см. таблицу) и представленные на рис. 1—3, 5 сплошными линиями, хорошо согласуются с экспериментом. Анализ параметров локальной зоны показывает, что скорость генерации локальных состояний при облучении составляет $dN_i/d\Phi=(0.6\div 1.1) \text{ см}^{-1}$ и, возможно, несколько уменьшается с ростом потока облучения. Ширина локальной зоны составляет $\sigma=13\div 20 \text{ мэВ}$ и медленно увеличивается с ростом потока облучения. Поэтому предположения о неизменности скорости генерации локальных уровней и формы функции плотности состояний, использованные при расчетах, не противоречат полученным данным и не должны оказывать существенного влияния на результаты расчета. Функция плотности состояний в виде кривой гауссовского типа удовлетво-

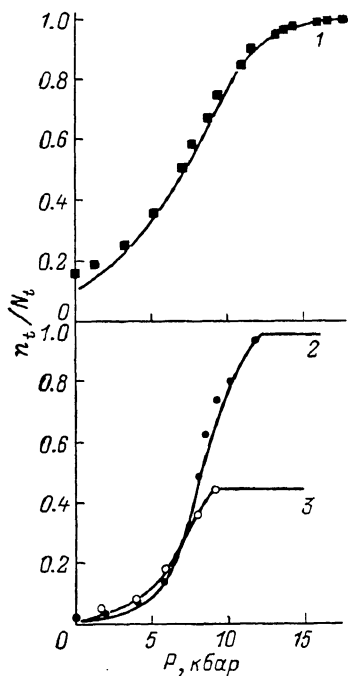


Рис. 5. Барические зависимости степени заполнения локальной зоны при $T=4.2 \text{ К}$ в образцах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$), облученных электронами.

$\Phi \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-2}$: 1 — 3.3 (для образца W-0); 2 — 1.6, 3 — 4.0 (для образца W-2).

рительно описывает ход плотности состояний в локальной зоне, возникающей при электронном облучении в энергетическом спектре сплава $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.125$).

Л и т е р а т у р а

- [1] Скипетров Е. П., Зломанов В. П., Ладыгин Е. А. — В кн.: Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986, ч. 2, с. 125—127.
- [2] Брандт Н. Б., Зломанов В. П., Ладыгин Е. А., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П., Шибаяев П. В. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 1, с. 246—249.
- [3] 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.
- [4] Брандт Н. Б., Доропей В. Н., Дубков В. П., Скипетров Е. П. — ФТП, 1988, т. 22, в. 8, с. 1462—1468.
- [5] Волков Б. А., Панкратов О. А. — ЖЭТФ, 1985, т. 88, в. 1, с. 280—292.
- [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] Dimmock J. O. — In: Phys. Semimet. a. Narrow Gap Semicond. / Ed. by D. L. Carter, R. T. Bate. N. L., 1971, p. 319—330.
- [8] Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г., Скипетров Е. П. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 11, с. 3233—3240.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Получена 26.01.1988
Принята к печати 18.03.1988