

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЛАВЕ p -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$), ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ

Брандт Н. Б., Скипетров Е. П., Слынько Е. И.,
Хорош А. Г., Штанов В. И.

Исследовано влияние электронного облучения ($T \approx 300$ К, $E=6$ МэВ, $\Phi \leq 8.3 \cdot 10^{17}$ см⁻²) на электрофизические свойства p -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$). Обнаружены уменьшение концентрации дырок и скорости изменения концентрации дырок при облучении, а также нелинейность полевых зависимостей холловского напряжения в облученных образцах. Полученные в работе результаты объяснены в предположении возникновения при облучении зоны резонансных состояний вблизи потолка валентной зоны сплава, «мягко» стабилизирующей уровень Ферми в облученных образцах. Проанализированы возможные модели энергетического спектра сплава Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$), облученного электронами. В рамках предложенных моделей рассчитаны параметры зоны резонансных состояний, индуцированной электронным облучением в энергетическом спектре p -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$).

Введение. Халькогениды свинца и сплавы на их основе характеризуются высокими концентрациями собственных точечных дефектов (вакансий и междоузельных атомов в подрешетках металла и халькогена), связанных с отклонением от стехиометрического состава. В соответствии с данными работ [1-5] эти дефекты электрически активны и являются источником свободных электронов и дырок. Облучение электронами приводит к возникновению радиационных дефектов, изменению равновесного соотношения концентраций дефектов донорного и акцепторного типа и может быть использовано для эффективного управления параметрами сплавов, в частности для получения материалов с новыми свойствами, которых невозможно достичь другими способами.

Влияние электронного облучения на электрофизические свойства сплавов Pb_{1-x}Sn_xTe исследовалось в работах [6-10]. Первые работы, выполненные в 70-х годах [6-8] и посвященные влиянию низкотемпературного ($T \leq 80$ К) облучения, позволили установить, что облучение Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$) приводит к появлению дефектов преимущественно донорного характера. Поэтому при облучении электронами происходят увеличение концентрации электронов в образцах n -типа и уменьшение концентрации дырок в образцах p -типа. Влияние высокотемпературного ($T \approx 300$ К) облучения электронами на электрофизические свойства монокристаллов n -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.135$) и p -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.17$) изучалось в работах [9, 10]. Качественно результаты высокотемпературного облучения согласуются с данными низкотемпературного облучения и также могут объясняться преимущественной генерацией дефектов донорного типа (предположительно вакансий теллура) при облучении. Однако ни те, ни другие экспериментальные результаты не дают информации об энергетическом положении уровней радиационных дефектов. Кроме того, не до конца ясен вопрос о возможности p - n -конверсии при электронном облучении, так как p - n -конверсия наблюдалась лишь у одного из исследованных образцов p -типа [9, 10].

В настоящей работе исследованы гальваномагнитные эффекты в слабых и квантующих магнитных полях у монокристаллических образцов p -Pb_{1-x}Sn_xTe ($x=0.2$), облученных электронами при комнатной температуре, с целью определения предельных значений электрофизических параметров

облученных образцов и энергетического положения уровней радиационных дефектов в сплаве.

1. Методика измерений и образцы

Монокристаллические образцы $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) с характерными размерами $3.0 \times 0.7 \times 0.7$ мм вырезались из слитка на электроэрозионном станке и травились в растворе брома в бромистой кислоте. Контакты к образцам изготавливались из луженной индием медной проволоки диаметром 0.05 мм. Токовые контакты припаивались к торцам образца сплавом $\text{In} + 4\% \text{Ag} + 1\% \text{Au}$, а потенциальные подваривались к образцу электронно-лучевым методом. Параметры исследованных образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1
Параметры образцов $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) при 4.2 К

Образец	$\Phi \cdot 10^{-17}$, см ⁻²	$p_0 \cdot 10^{-16}$, см ⁻³	ρ , Ом · см	R_H , см ² /Кл	$\mu_H \cdot 10^{-1}$, см ² /В · с
p-1	0	7.8	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^1$	4.0
	8.3	2.1	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^2$	5.1
p-2	0	5.5	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$9.3 \cdot 10^1$	3.4
	8.3	2.0	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^2$	5.4
p-3	0	10.0	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$5.1 \cdot 10^1$	2.8
	4.5	2.4	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^2$	4.3
p-4	0	6.0	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$8.5 \cdot 10^1$	4.0
	4.5	2.0	$4.2 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^2$	6.0
p-11	0	3.1	$4.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^2$	3.7
	3.1	0.3	$4.7 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^3$	0.3
p-12	0	2.8	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^2$	4.4
	2.7	0.3	$7.1 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^3$	2.0
sp-1	0	13.0	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^1$	1.9
	3.5	0.1	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^3$	4.9
sp-2	0	12.0	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^1$	2.1
	3.0	0.2	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^3$	2.5

Подготовленные к измерениям образцы облучались электронами при $T \approx 300$ К на линейном ускорителе ЭЛУ-6 ($E=6$ МэВ, $\Phi \leq 8.3 \cdot 10^{17}$ см⁻²). У каждого образца до облучения и после нескольких потоков облучения исследовались температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 0.04$ Т), а также полевые зависимости коэффициента Холла и эффект Шубникова—де-Гааза при 4.2 К, $B \leq 7$ Т ($B \parallel <100>$).

2. Зависимости электрофизических параметров от потока облучения

При облучении быстрыми электронами у всех исследованных образцов $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) наблюдается увеличение удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H (рис. 1), а также периода шубниковских осцилляций Δ_{100} ($1/B$) при 4.2 К, соответствующее уменьшению концентрации дырок в образцах. Начальная скорость уменьшения концентрации дырок при облучении зависит, по-видимому, от исходной дефектной структуры кристаллов и для образцов трех групп, выращенных разными методами, составляет $dp/d\Phi = 0.2 \div 2.4$ см⁻¹. Несмотря на существенные различия в исходной концентрации носителей заряда [$p_0 = (0.3 \div 1.3) \cdot 10^{17}$ см⁻³] и начальной скорости изменения концентрации дырок при облучении, у всех исследованных образцов концентрация дырок уменьшается до $p \approx 10^{16}$ см⁻³, а у некоторых образцов зарегистрированы крайне низкие значения концентрации дырок $p \approx 10^{15}$ см⁻³. Однако инверсия типа проводимости не обнаружена ни у одного из исследованных образцов, так как с ростом потока облучения наблюдается уменьшение скорости изменения концентрации дырок, а у ряда образцов — и тенденция к насыщению зависимостей

концентрации дырок от потока облучения (рис. 2). Поведение холловской подвижности определяется, по-видимому, изменением концентрации дырок при облучении. У большинства облученных образцов холловская подвижность дырок при 4.2 К увеличивается примерно в 2 раза при облучении ($\mu_H \approx 5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), что может быть связано с уменьшением эффективной массы ды-

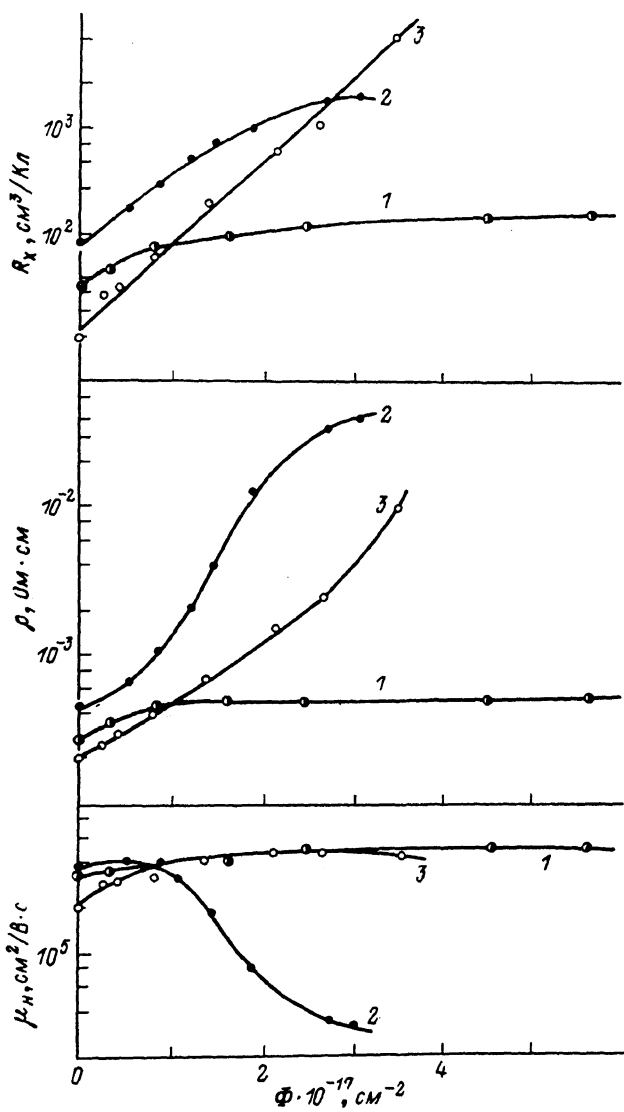


Рис. 1. Зависимости электрофизических параметров образцов $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) при 4.2 К от потока облучения.

Образцы: 1 — $p-2$, 2 — $p-11$, 3 — $sp-1$.

рок при уменьшении концентрации дырок в образцах. И лишь при максимальных потоках облучения, когда уровень Ферми приближается к потолку валентной зоны сплава ($E_F \leq 2 \text{ мэВ}$), наблюдается некоторое уменьшение холловской подвижности.

Температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла исходных образцов имели «металлический» характер во всем исследованном диапазоне температур. По мере уменьшения концентрации дырок при облучении в области высоких температур на зависимостях $\rho(T)$ появляется активационный участок, связанный с собственной ионизацией, а на зависимо-

Стяж $R_x(T)$ наблюдается инверсия знака коэффициента Холла, которая объясняется, очевидно, некоторой разницей в подвижностях электронов и дырок ($\mu_n > \mu_p$) в исследованных образцах.

Полученные экспериментальные данные объясняются, на наш взгляд, генерацией при облучении дефектов донорного типа и возникновением зоны резонансных состояний вблизи потолка валентной зоны сплава. В этом случае с ростом потока облучения уровень Ферми поднимается к потолку валентной зоны и попадает в пределы широкой резонансной зоны. Это приводит к заполнению состояний в резонансной зоне, уменьшению скорости изменения концентрации дырок и «мягкой» стабилизации уровня Ферми резонансной зоной при облучении. Уменьшение подвижности дырок при больших потоках облучения также может быть следствием перемещения уровня Ферми в пределы резонансной зоны и объясняется влиянием дополнительного механизма проводимости — проводимости по зоне резонансных состояний.

3. Полевые зависимости коэффициента Холла

При облучении электронами происходят качественные изменения полевых

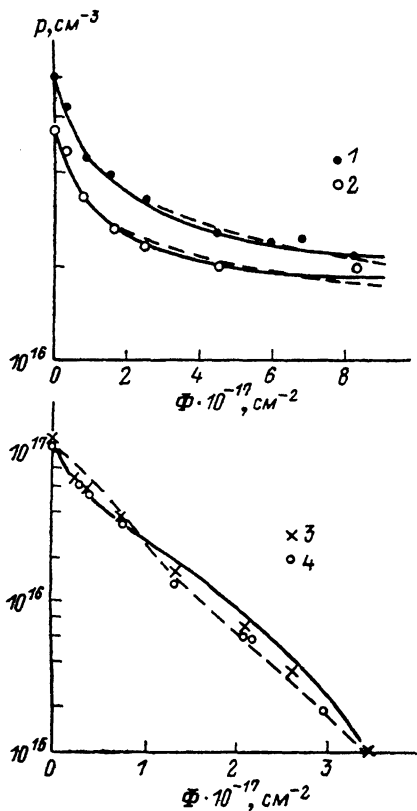


Рис. 2. Зависимости концентрации дырок в образцах $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) при 4.2 К от потока облучения.

Расчет: штриховые линии — по модели I, сплошные — по модели II. Образцы: 1 — $p-1$, 2 — $p-2$, 3 — $sp-1$, 4 — $sp-2$.

зависимостей коэффициента Холла образцов $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$). До облучения и при низких потоках облучения холловское напряжение U_x при 4.2 К линейно увеличивается с ростом магнитного поля и величина R_x не зависит от поля ($B \leq 7$ Т). Однако по мере уменьшения концентрации дырок при облучении наблюдаются все более значительные отклонения полевых зависимостей холловского напряжения от линейности, свидетельствующие об уменьшении коэффициента Холла с ростом поля (рис. 3).

Нелинейность зависимостей $U_x(B)$ в облученных образцах может быть связана с возникновением резонансной зоны вблизи потолка валентной зоны сплава, причем существуют, по-видимому, две возможные причины уменьшения коэффициента Холла при увеличении магнитного поля.

Во-первых, по мере уменьшения концентрации дырок при облучении все большую роль в кинетических явлениях может играть проводимость по зоне резонансных состояний. Однако расчеты, проведенные в рамках двухзонной модели [11], показали, что если учитывать только эту возможность, то для получения удовлетворительного согласия с экспериментальными данными необходимо предположить, что подвижность носителей заряда при проводимости по резонансной зоне составляет $\mu = 10^3 \div 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Эта величина на 1—2 порядка превосходит значения, характерные для проводимости по зоне локальных состояний, индуцированной электронным облучением в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ [11].

Во-вторых, возможной причиной уменьшения коэффициента Холла с ростом магнитного поля может быть увеличение концентрации свободных дырок в результате увеличения плотности состояний в валентной зоне в квантующем магнитном поле и перетекания электронов из валентной зоны в резонансную зону.

Подобное перераспределение электронов между разрешенной зоной и резонансным уровнем в квантующем магнитном поле наблюдалось ранее в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ [12], в которых резонансный уровень имеет ширину < 1 мэВ и практически бесконечную концентрацию пустых и заполненных электронами состояний $N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях резонансный уровень «жестко» стабилизирует уровень Ферми и в квантующих магнитных полях наблюдается насыщение полевых зависимостей холловского напряжения, соответствующее линейному увеличению концентрации свободных носителей заряда с ростом маг-

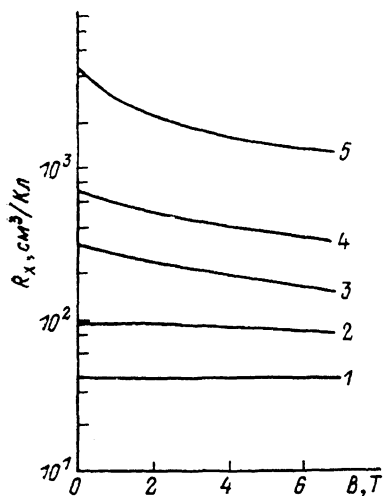


Рис. 3. Полевые зависимости коэффициента Холла образца *sp-1*, облученного электронами, при 4.2 К.

$\Phi \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-2}$: 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 1.4, 4 — 2.1, 5 — 3.5.

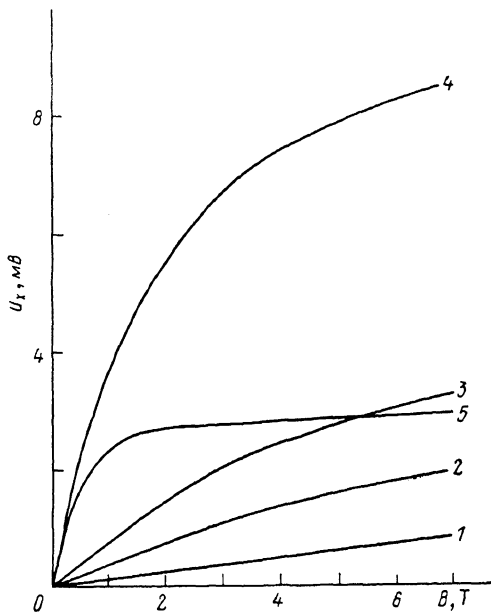


Рис. 4. Полевые зависимости холловского напряжения для образцов *sp-1* (1—4), *p-12* (5), облученных электронами, при 4.2 К.

$\Phi \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-2}$: 1 — 0, 2 — 0.8, 3 — 1.4, 4 — 3.0, 5 — 1.2.

нитного поля. Такое полное насыщение зависимостей $U_H(B)$ обнаружено только у образца *p-12* при потоках облучения $\Phi \approx 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4), а у остальных исследованных образцов наблюдается лишь тенденция к насыщению. Можно предположить, что это связано с низкой плотностью резонансных состояний ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и значительной шириной резонансной зоны (~ 10 мэВ), «мягко» стабилизирующей уровень Ферми при увеличении магнитного поля. В этом случае в образце *p-12* могли реализоваться наилучшие условия для наблюдения

Т а б л и ц а 2

Параметры зоны резонансных состояний в сплаве $p\text{-}Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$), облученном электронами

Образец	Модель I			Модель II			
	$dN_t/d\Phi$, см^{-17}	$E_p - E_t$, мэВ	σ , мэВ	$dN_d/d\Phi$, см^{-1}	$dN_d/d\Phi$, см^{-1}	$E_p - E_d$, мэВ	σ , мэВ
<i>p-1</i>	0.65	6.7	1.7	0.65	0.7	6.5	2
<i>p-2</i>	0.65	6.5	1.8	0.65	0.7	6.2	2
<i>p-3</i>	0.7	6.5	2.0	0.7	0.75	6.3	1.9
<i>p-4</i>	0.7	6.5	1.7	0.7	0.75	6.5	2
<i>p-11</i>	0.23	1.5	1.0	0.23	0.17	2.5	1.5
<i>p-12</i>	0.25	1.5	1.0	0.25	0.2	1.8	1
<i>sp-1</i>	1.0	2.0	3.0	1.9	1.7	6.5	4
<i>sp-2</i>	1.0	2.0	3.0	1.9	1.7	6.5	4

насыщения зависимостей $U_X(B)$, а именно высокая плотность резонансных состояний, малая ширина резонансной зоны, близость середины резонансной зоны к потолку валентной зоны и совпадение уровня Ферми с максимумом плотности состояний в ней в указанном диапазоне потоков облучения. Расчеты, проведенные в рамках предложенной далее модели энергетического спектра облученного электронами сплава $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$), вполне допускают такую возможность (табл. 2).

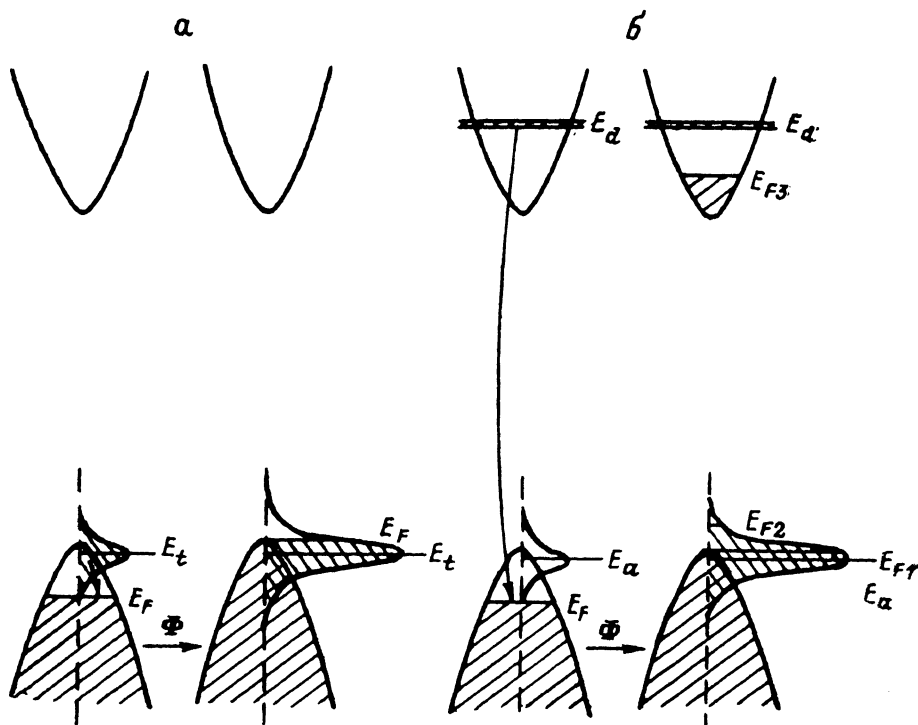


Рис. 5. Модели I (а) и II (б) энергетического спектра сплава $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$), облученного электронами.

4. Энергетический спектр сплава $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$), облученного электронами

Таким образом, поведение электрофизических параметров облученных электронами образцов сплава $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) указывает на возникновение при облучении зоны резонансных состояний вблизи потолка валентной зоны сплава и может объясняться «мягкой» стабилизацией уровня Ферми резонансной зоной. Экспериментальные зависимости концентрации дырок от потока облучения позволяют определить параметры резонансной зоны путем сравнения их с теоретическими зависимостями $p(\Phi)$. Необходимо, однако, иметь в виду, что эффект «мягкой» стабилизации уровня Ферми в облученных образцах может наблюдаться как в случае генерации при облучении резонансных состояний донорного характера (состояний, заполненных электронами), так и в случае генерации при облучении резонансных состояний акцепторного характера (состояний, свободных от электронов). Поэтому при построении теоретических зависимостей концентрации дырок от потока облучения нами проанализированы две возможные модели энергетического спектра облученного электронами сплава $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) (рис. 5). Рассмотрим основные особенности этих моделей, а также возможное поведение электрофизических параметров облученных образцов в рамках каждой из них при глубоком облучении электронами.

Модель I предполагает возникновение при облучении зоны резонансных состояний донорного типа вблизи потолка валентной зоны сплава (рис. 5, а) и

уменьшение концентрации дырок в результате перетекания электронов из резонансной зоны в валентную зону. В рамках этой модели зависимости концентрации дырок от потока облучения должны подчиняться уравнению

$$p(\Phi) = p_0 - p_t, \quad p_t(\Phi) = \int_{E_F}^{\infty} g_t(E) dE, \quad g_t(E) = \frac{N_t}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - E_t)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

где p_0 — исходная концентрация дырок в образце, $N_t = \Phi (dN_t/d\Phi)$, $dN_t/d\Phi$ — скорость генерации дефектов при облучении, $g_t(E)$ — функция плотности состояний в резонансной зоне в виде кривой гауссовского типа, E_t и σ — середина и ширина резонансной зоны, E_F — энергия Ферми, рассчитанная в рамках модели Кейна [13].

При увеличении потока облучения уровень Ферми должен перемещаться в пределы хвоста плотности состояний резонансной зоны, находящегося в запрещенной зоне сплава, и концентрация свободных дырок должна обращаться в нуль. Поэтому при максимальных потоках облучения облученные образцы должны переходить в диэлектрическое состояние.

Модель II предполагает возникновение при облучении резонансного донорного уровня в зоне проводимости, зоны резонансных состояний акцепторного типа вблизи потолка валентной зоны сплава (рис. 5, б) и уменьшение концентрации дырок в результате перетекания электронов с донорного уровня в валентную зону. Поэтому зависимости концентрации дырок от потока облучения должны рассчитываться из уравнения

$$p(\Phi) = p_0 - (N_d - N_a), \quad N_a(\Phi) = \int_{-\infty}^{E_F} g_a(E) dE, \quad g_a(E) = \frac{N_a}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[\frac{(E - E_a)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (2)$$

где $N_d = \Phi (dN_d/d\Phi)$, $N_a = \Phi (dN_a/d\Phi)$, $dN_d/d\Phi$ и $dN_a/d\Phi$ — скорости генерации дефектов донорного и акцепторного типа при облучении, $g_a(E)$ — плотность состояний в резонансной зоне акцепторного типа в виде кривой гауссовского типа, E_a и σ — середина и ширина резонансной зоны, E_F — энергия Ферми, рассчитанная в рамках модели Кейна [13].

Анализ уравнения (2) показывает, что поведение концентрации носителей заряда в облученных образцах определяется соотношением скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного характеров при облучении (рис. 5, б). При $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$ с ростом потока облучения уровень Ферми должен стремиться к предельному положению, причем в зависимости от соотношения величин $dN_d/d\Phi$ и $dN_a/d\Phi$, энергетического положения и ширины резонансной зоны концентрация дырок может достигать насыщения (стабилизация уровня Ферми в валентной зоне — E_{F1}) или обращаться в нуль (стабилизация уровня Ферми в запрещенной зоне — E_{F2}). В случае, если $dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$, при увеличении потока облучения должны происходить заполнение валентной зоны и зоны резонансных состояний и уменьшение концентрации дырок до нуля. Затем в некотором конечном интервале потоков облучения вплоть до заполнения состояний в пределах хвоста плотности состояний резонансной зоны, находящегося в запрещенной зоне, облученные кристаллы должны находиться в диэлектрическом состоянии. И, наконец, при максимальных потоках облучения уровень Ферми должен подниматься в зону проводимости (E_{F3}), а концентрация электронов — увеличиваться вплоть до стабилизации уровня Ферми донорным уровнем.

Таким образом, в зависимости от модели энергетического спектра p - $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x=0.2$), облученного электронами, при глубоком облучении электронами может наблюдаться несколько вариантов поведения зависимости $p(\Phi)$: 1) насыщение зависимости $p(\Phi)$ (модель II в случае $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$); 2) протяженное диэлектрическое состояние, в котором основным механизмом проводимости при низких температурах может быть проводимость по зоне резонансных состояний (модель I, модель II в случае $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$); 3) менее протяженное диэлектрическое состояние и p - n -конверсия при облучении (модель II в случае $dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$).

Расчеты, проведенные в рамках предложенных моделей, показали, что обе модели позволяют удовлетворительно описать зависимости $p(\Phi)$ для всех исследованных образцов (рис. 3). Кроме того, величины ряда параметров моделей (энергетического положения и ширины резонансной зоны) слабо зависят от выбора модели энергетического спектра (табл. 2). Дело, видимо, в том, что с точки зрения уравнений электронейтральности (1), (2) модель II, являясь более общей, включает в себя модель I в качестве частного случая ($dN_i/d\Phi = dN_i/d\Phi$), а рассчитанные в рамках модели II величины скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного типа различаются не более чем на 30%. Именно это обстоятельство не позволяет, опираясь на экспериментальные данные, сделать однозначный выбор модели энергетического спектра и решить вопрос о характере резонансных состояний в валентной зоне облученного электроном сплава $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$). С точки зрения имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [6-10] модель II выглядит предпочтительнее, однако для окончательного решения этого вопроса необходимы, по-видимому, дополнительные исследования [расширение диапазона потоков облучения $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$), изучение влияния электронного облучения на электрофизические свойства $n-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$), исследование влияния давления на свойства $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$), облученного электронами и т. д.].

Заключение. Таким образом, полученные в работе экспериментальные результаты указывают на то, что при электронном облучении в энергетическом спектре $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$) возникает зона резонансных состояний, расположенная вблизи потолка валентной зоны сплава. Поведение электрофизических параметров облученных образцов в квантующем магнитном поле и при дальнейшем облучении электронами объясняется перераспределением электронов между резонансными состояниями и валентной зоной и «мягкой» стабилизацией уровня Ферми резонансной зоной. Предельные значения электрофизических параметров облученных образцов определяются моделью энергетического спектра сплава $p-Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0.2$), облученного электронами, для окончательного выбора которой необходимы, по-видимому, дополнительные исследования образцов в более широком диапазоне потоков облучения ($\Phi > 10^{18}$ см⁻²), а также под давлением.

Список литературы

- [1] Parada N. J., Pratt G. W. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 5. P. 180—182.
- [2] Parada N. J. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 6. P. 2042—2055.
- [3] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 1. С. 280—292.
- [4] Панкратов О. А., Поваров П. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 3. С. 880—882.
- [5] Heinrich H., Lopez-Otero A., Palmotshofer L., Haas L. D. // Latt. Def. Semicond. Conf. Ser. N 23. 1975. P. 264—271.
- [6] Harper H. T., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. V. NS-21. N 6. P. 30—33.
- [7] Naber J. A., Leadon R. E., Harper H. T., Green B. A., Mallon C. E. // Latt. Def. Semicond. Conf. Ser. N 23. 1975. P. 325—331.
- [8] Green B. A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 5. P. 2243—2244.
- [9] Брудный В. Н., Войцеховский А. В., Кривов М. А., Лиленко Ю. В., Петров А. С., Потапов А. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1495—1498.
- [10] Voitshovski A. V., Broudnyi V. N., Lilenko Yu. V., Krivov M. A., Petrov A. S. // Sol. St. Commun. 1979. V. 31. N 2. P. 105—108.
- [11] Скипетров Е. П., Дубков В. П., Мусалитин А. М., Подсекалов И. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1785—1791.
- [12] Akimov V. A., Brandt N. B., Ryabova L. I., Sokovishin V. V., Chudinov S. M. // J. Low Temp. Phys. 1983. V. 51. N 1-2. P. 9—32.
- [13] Акимов В. А., Вадхва Р. С., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Чудинов С. М. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1077—1083.