

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ СПЛАВА $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ ЛЕГИРОВАННЫМ ОЛОВОМ

Б. А. ТАИРОВ, О. И. ИБРАГИМОВА, Э. Р. ЮЗБАШЕВ

Институт Физики им. академика Г.М.Абдуллаева

НАН Азербайджана

AZ- 1143, Баку, пр. Г. Джавида 33

0,1 at % qalayla aşqarlanmış və məxsusi $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ bərk məhlullarında maye azot temperaturunda xüsusi elektrik müqavimətinin, Holl əmsalının və maqnit müqavimətinin komponentləri tədqiq edilmişdir.

Qeyri-asilı qalvanomaqnit əmsallarının hesablamalarının nəticəsi göstərmişdir ki, qalayla aşqarlanmış nümunələrdə birzonalı hal yaranır və dəşik ellipsoidlərinin meyl bucağı elektron ellipsoidlərininkindən kifayət qədər böyükdür. Digər tərəfdən dəşik ellipsoidləri elektron ellipsoidlərinə nəzərən az elliptikdir, belə ki, elektron ellipsoidlərinin yüklüklərinin nisbəti $\mu_2/\mu_1=0,009$ olduğu halda ağır dəşik ellipsoidlərinin yüklüklərinin nisbəti $v_2/v_1=0,05$ olmuşdur. Qeyd edək ki, bu cür nisbət L, H və T ekstremumlarının heç birisinə məxsus deyil. Ona görə də güman olunur ki, tədqiq olunmuş nümunələrdə valent zonasının ekstremumu Brilliyen zonasının Σ nöqtəsində yerləşir.

Проведено исследование компонентов удельного электросопротивления, коэффициента Холла и магнетосопротивления образцов $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$, легированным оловом в количестве 0,1 at% при температуре жидкого азота.

Результаты расчётов по всем гальваномангнитным коэффициентам показывают, что путём легирования оловом сплав переходит либо в дырочное, либо электронное состояние и наклон дырочных эллипсоидов значительно больше, чем электронных.

Следующим интересным фактом является, то, что дырочные эллипсоиды менее анизотропны, чем лёгкие дырочные и электронные, так как отношение подвижностей электронов $\mu_2/\mu_1=0,009$, а тяжелых дырок $v_2/v_1=0,05$. Заметим, что такие соотношения между парциальными подвижностями несвойственны L, H и T экстремумам. Поэтому предполагается, что экстремум валентной зоны для исследованного сплава находится в Σ точке зоны Бриллюэна.

The investigation of components of resistance, Hall coefficient and magnetoresistance of $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ samples, doped by Sn in amount 0,1 at% at the temperature of liquid nitrogen has been carried out.

The calculation results on all galvanomagnetic coefficients show that the one-band state is achieved by doping by Sn and inclination of hole ellipsoids is essentially bigger than electron ones.

Another interesting fact is that hole ellipsoids are less anisotropic than easy hole and electron ones, i. e. the relation of electron mobility $\mu_2/\mu_1=0,009$, and relation of hard holes $v_2/v_1=0,05$. We note that such relations between partial mobilities are not peculiar to either L, H or T extremums. Therefore it is supposed that extremum of valence band for investigated alloy is in point Σ of Brillouin zone.

ВВЕДЕНИЕ.

Легирование полуметаллов и их твёрдых растворов донорными и акцепторными примесями широко применяется для исследования энергетического спектра носителей заряда в них, поскольку позволяет, смещая уровень химического потенциала, проследить за изменениями спектра с изменением энергии, а иногда, при переходах путём легирования либо в дырочное, либо электронное состояние значительно упростить расчёты параметров спектров. Большинство опубликованных работ посвящены изучению гальваномангнитных эффектов в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ легированных акцепторной примесью с меньшим содержанием сурьмы [2-5].

Из схемы перестройки энергетического спектра носителей заряда в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с изменением концентрации сурьмы [1], для полупроводниковых сплавов состава $0,15 < x < 0,22$ (см. рис.), следует, что минимальная энергетическая щель определяется термами L_a и Σ .

Подбирая содержание сурьмы из указанного выше интервала и концентрацию легирующей акцепторной примеси олова, можно получить информацию о структуре валентной зоны Бриллюэна Σ .

Заметим, что в нелегированных сплавах вклад L_a электронов в гальваномангнитные эффекты настолько

велики, что изучение структуры валентной зоны затруднено.

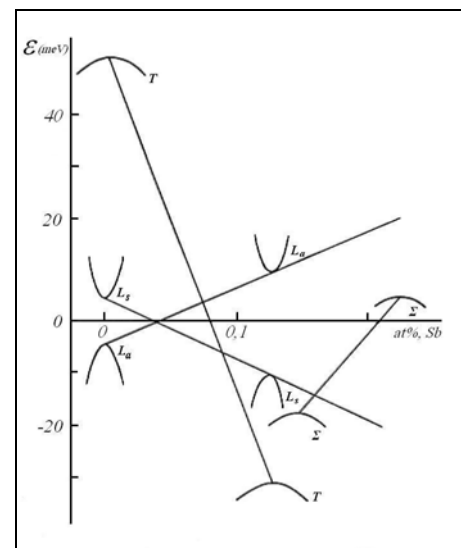


Схема перестройки энергетического спектра сплавов висмут-сурьма при возрастании концентрации сурьмы.

Поэтому, в данной работе проводились измерения всех независимых гальваномагнитных коэффициентов в сплавах $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$, $\text{Bi}_{0,80}\text{Sb}_{0,20} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ при 77 К.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

Измерения компонентов тензора удельного сопротивления ρ_{11} , ρ_{33} , коэффициента Холла R_{231} R_{123} , магнетосопротивления $\rho_{11,11}$, $\rho_{11,22}$, $\rho_{11,33}$, $\rho_{33,33}$ проводились для монокристаллических сплавов $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ и $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ при $T=77 \text{ K}$.

Для количественной интерпретации экспериментальных результатов по гальваномагнитным свойствам $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$, $\text{Bi}_{0,80}\text{Sb}_{0,20} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ использовались соотношение [6] между компонентами тензоров гальваномагнитных коэффициентов подвижностей электронов и дырок, а также их концентрациями, определяемые моделью энергетического спектра. Такая интерпретация позволяет с одной стороны, по согласию экспериментальных и вычисленных величин судить о правильности выбора модели энергетического спектра и, с другой стороны, о характере изменения параметров спектра, поскольку с учётом анизотропии времени релаксации и в предположении его изотропности, компоненты тензора подвижности характеризуют соответствующие компоненты тензора эффективной массы.

Запись в [6] удобна тем, что в ней явно отражается аддитивность вкладов носителей отдельных зон. В эксперименте, однако, измеряемыми величинами являются компоненты сопротивления в магнитном поле, которые связаны с соответствующими компонентами электропроводности для кристаллов типа Vi в [5].

В таблице 1 представлены экспериментальные и вычисленные значения гальваномагнитных коэффициентов для сплавов $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ и $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ при $T=77 \text{ K}$.

Для количественной интерпретации экспериментальных результатов использовались соотношения между компонентами тензоров гальваномагнитных коэффициентов и кинетическими параметрами [7]. Такая интерпретация позволяет с одной стороны, по согласию экспериментальных и вычисленных величин судить о правильности выбора модели энергетического спектра и, с другой стороны, о характере изменения параметров спектра.

Для интерпретации гальваномагнитных свойств сплавов $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ и $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ нами была принята модель, представляющая поверхность Ферми электронов в виде трех эллипсоидов общего типа, слегка наклоненных относительно тригональной оси, переходящих друг в друга при повороте на 120° вокруг оси и располагающихся в L точке ЗБ. Поверхность Ферми дырок представляется тремя или шестью эллипсоидами общего типа, наклоненными относительно тригональной оси и располагающимися в точках Σ и H ЗБ.

Такая модель в общем случае может быть описана тремя компонентами подвижности L_a электронов (μ_1, μ_2, μ_3), тремя компонентами подвижности H и Σ дырок (ν_1, ν_2, ν_3),

углом наклона электронных и дырочных эллипсоидов ϕ_e , ϕ_g – соответственно и концентрациями N_e и N_g .

Соотношения между выше перечисленными параметрами и гальваномагнитными коэффициентами могут быть получены в предположении независимости вкладов в общий ток носителей разных сортов [7].

Из таблицы 1 видно, что анизотропия сопротивления

$$A = \frac{\rho_{33}}{\rho_{11}} = 1,18, \text{ коэффициента Холла } C = \frac{R_{123}}{R_{231}} = 0,34,$$

$$\text{коэффициента магнетосопротивления } K = \frac{\rho_{33,11}}{\rho_{11,33}} = 2,47$$

для сплава $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16} + 0,1 \text{ at\% Sn}$ сильно отличается от других исследованных образцов. А для нелегированного сплава $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$ $A=9$, $C=0,035$ и $K=31$. Отметим, что последнее характерно для всех нелегированных полупроводниковых составов $\text{Vi}_{1-x}\text{Sb}_x$. Это даёт основание предположить, что дырочные эллипсоиды менее анизотропны, чем электронные, так как в нелегированных сплавах основную роль в явлениях переноса играют электроны. Однако, степень анизотропии и достижение, «однозонного» (либо дырочного, либо электронного) состояния должны быть определены после проведения соответствующих расчётов кинетических и зонных параметров. Результаты расчёта параметров приведены в таблице 2. Вычисленные по этим параметром значения гальваномагнитных коэффициентов сравниваются с экспериментальными данными в таблице 1.

Изотермические гальваномагнитные коэффициенты сплавов $\text{Bi}_{0,84}\text{Sb}_{0,16}$, легированных оловом при 77 К.

Таб. 1.

at % Sn	0 эсп.	выч.	0,1 эсп.	выч.
σ_{11}	5,15 (3)	4,87 (3)	4,12 (2)	4,00 (2)
σ_{33}	5,70 (3)	6,10 (3)	3,52 (2)	3,40 (2)
σ_{231}	2,00 (9)	2,06 (9)	2,48 (5)	2,36 (5)
σ_{123}	0,68 (8)	0,60 (8)	0,74 (5)	0,81 (5)
$\sigma_{11,33}$	34,00 (12)	39,00 (12)	0,69 (8)	0,58 (8)
$\sigma_{33,11}$	10,70 (14)	14,30 (14)	1,72 (8)	1,43 (8)
$\sigma_{11,11}$	5,84 (14)	5,10 (14)	0,86 (8)	0,74 (8)
$\sigma_{11,22}$	14,20 (14)	15,60 (14)	1,98 (8)	2,33 (8)
$\sigma_{33,33}$	19,30 (14)	20,00 (14)	0,21 (8)	0,18 (8)

(ρ_{11} , ρ_{33} были измерены с точностью 3% , ρ_{123} , ρ_{231} - 5%, $\rho_{11,22}$ - 10%, $\rho_{11,11}$ и $\rho_{33,11}$ - 15%, $\rho_{11,33}$ и $\rho_{33,33}$ - 20%; Единицы: σ_{ij} - $\text{Om}^{-1}\text{cm}^{-1}$, σ_{ijk} - $\text{cm Kl}^{-1}\text{Om}^{-2}$, $\sigma_{ij,kl}$ - $\text{cm}^3\text{Kl}^{-2}\text{Om}^{-3}$) μ_{ij} измеряется $\text{sm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

электронов и дырок, φ_e и φ_g —угла наклонов электронных и дырочных эллипсоидов, соответственно.

Таб. 2

at % Sn	0	0,1
φ_e	5°	
φ_g	16°	16°
μ_1	9,00 (5)	
μ_2	8,10 (3)	
μ_3	6,30 (5)	
ν_1	3,00 (5)	1,32 (3)
ν_2	1,50 (4)	6,60 (1)
ν_3	1,50 (5)	6,60 (2)
N_e	4,95 (16)	
N_g	4,95 (16)	3,50 (18)

При рассмотрении полученных значений зонных и кинетических параметров, прежде всего, следует отметить, что путём легирования оловом можно достичь ситуации либо дырочного, либо электронного состояния, причем наклон дырочных эллипсоидов значительно больше, чем электронных эллипсоидов.

Следующим интересным фактом является, то, что дырочные эллипсоиды менее анизотропны, чем лёгкие дырочные и электронные, так как отношение подвижностей электронов $\mu_2/\mu_1=0,009$, а тяжёлых дырок $\nu_2/\nu_1=0,05$. Отметим, что в предположении изотропности времени релаксации обратные значения подвижностей характеризуют форму изоэнергетических поверхностей электронов и дырок. Заметим, что такие соотношения между гальваномагнитными коэффициентами и парциальными подвижностями не свойственны L, H и T экстремумам. Предполагается, что экстремум валентной зоны в исследованных сплавах находится в точке Σ зоны Бриллюэна.

N_e , N_g —концентрация носителей заряда, μ_i и ν_i — соответственно компоненты тензора подвижности

- [1]. *Н.Б.Бранд, Б.А.Корчак, А.М. Чесноков, С.М.Чудинов* Переходы полупроводник – полуметалл у сплавов Bi–Sb с высокой концентрацией Sb. ФТТ, 1977, т. 19, в. 7, с. 2107–2116.
- [2]. *Г.А.Иванов, Г.Н.Колтачников, И.И.Фадеева,* Электрические и гальваномагнитные свойства висмута и его сплавов с сурьмой, легированных оловом. Уч. Зап. ЛГПИ им. А. И. Герцена, 1968, т. 384, в. 4, Полуметаллы, с. 45–53.
- [3]. *В. С.Волошин, Г. А.Иванов В. А.Куликов и Ю.Н.Сараев,* ФТТ, 1969, т. 2, в. 7, с. 1876.
- [4]. *Г. А.Иванов, Г. Д.Копосов* Электрические свойства чистого висмута и его сплавов с оловом в широком температурном интервале. Вопросы кристаллизации и физики твердого тела. Уч. Зап. ЛГПИ им. А. И. Герцена, 1965, т. 265, с. 205–213.
- [5]. *Б. А.Таиров* Дисперсия электромагнитных магнитоплазменных волн и гальваномагнитные эффекты в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико–математических наук. Баку, 1995
- [6]. *H. J. Juretschke* Symmetry of galvanomagnetic effect in antimony. Acta Crystallog., 1955, v. 8, n. 11, p. 716–722.
- [7]. *А. Ш.Мехмиев, Б. А.Таиров, М. Г.Шахташтински* Методология определения кинетических параметров в твёрдых телах со сложной зонной структурой. Международная Конференция «Физика–2005» посвящённый 60-летию Институт Физики, Институт Физики НАН Азербайджана. Баку, 2005, в.7–9, №78, с. 282–292