

539.293:539.632

Н. Б. БРАНДТ, А. С. ВОРОНЕНКО, Г. А. ИВАНОВ,  
В. Л. НАЛЕТОВ, Е. А. СВИСТОВА

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЛАВОВ BiSb В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Приводятся результаты исследований магнитосопротивления и эффекта Холла в сплавах Bi—Sb—Sn в магнитных полях до 500 кэ при  $t=4,2^\circ\text{K}$ .

Энергетический спектр сплавов BiSb подробно исследован в работах [1, 2, 3].

Сильное легирование сплавов BiSb донорными или акцепторными примесями позволяет в широких пределах изменять энергию Ферми  $E_F$  и исследовать характер изоэнергетических поверхностей при различных энергиях. По мере увеличения степени легирования энергия Ферми изменяется и форма изоэнергетических поверхностей и их топология усложняются: кроме того, могут исчезать одни и появляться новые сечения изоэнергетических поверхностей.

Энергетический спектр полупроводникового сплава BiSb схематически изображен на рис. 1. Экстремумы электронов и легких дырок ( $L_a$  и  $L_s$ ) расположены в одной точке фазового пространства и разделены между собой прямой щелью  $E_g$ . Экстремум тяжелых дырок  $T$  отделен от  $L_a$  непрямой щелью  $\Delta E$ . Величины энергетических щелей  $E_g$  и  $\Delta E$  зависят от концентрации сурьмы [1]. Экстремум  $A$  был предсказан в [4] теоретически и его существование было косвенно подтверждено в работах [5, 6].

Легирование полупроводниковых сплавов BiSb акцепторной примесью Sn позволяет понизить уровень Ферми и исследовать валентную зону сплава.

Настоящая работа посвящена исследованию валентной зоны сплавов  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$  и  $\text{Bi}_{89}\text{Sb}_{11}\text{Sn}_{0,01}$ . Измерения проводились в постоян-

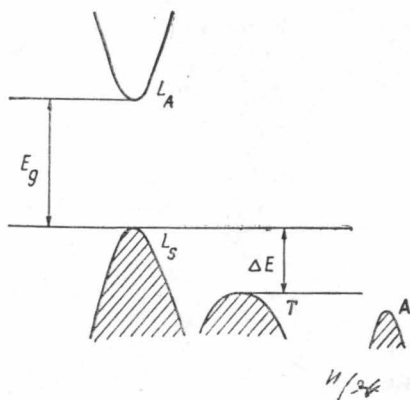


Рис. 1. Энергетический спектр полупроводниковых сплавов BiSb ( $\text{Sb} > 8$  ат. %)

ных магнитных полях до 70 кэ (сверхпроводящий соленоид) и импульсных магнитных полях до 500 кэ [3] при температуре 4,2°К. Из осцилляционной зависимости магнитосопротивления и эффекта Холла определялись концентрации носителей, энергия Ферми и величины эффективных масс.

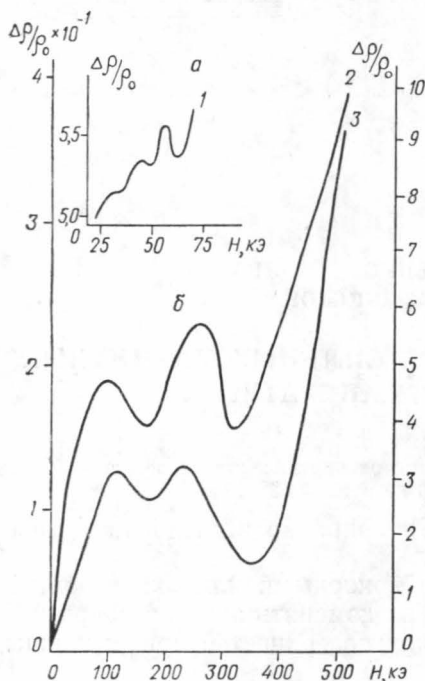


Рис. 2. Зависимость  $\rho(H)$  при  $H$ , параллельном тригональной оси, ток параллелен бинарной оси: 1—образец  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$ , 2 — образец  $\text{Bi}_{89}\text{Sb}_{11}\text{Sn}_{0,01}$

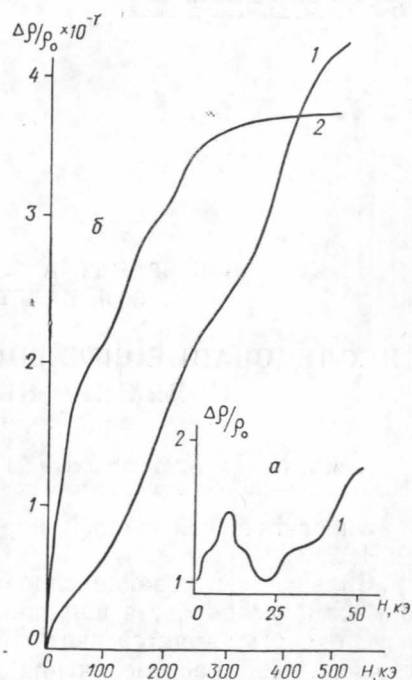
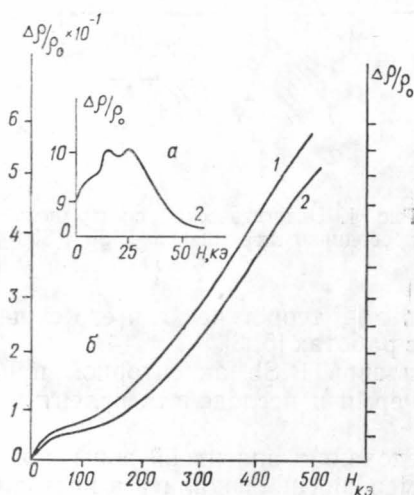


Рис. 3. Зависимость  $\rho(H)$  при  $H$ , параллельном бинарной оси, 1 — образец  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$  (ток параллелен бинарной оси) и 1' — образец  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$ , 2 — образец  $\text{Bi}_{89}\text{Sb}_{11}\text{Sn}_{0,01}$  (ток параллелен бисекторной оси)



Графики зависимости магнитосопротивления при различных ориентациях поля и тока представлены на рис. 2, 3, 4. На монотонную составляющую  $\rho(H)$  накладываются осцилляции — Шубникова — де Гааза.

Экстремальные сечения поверхностей Ферми дырок вычислялись по усредненным периодам осцилляций в обратном поле (рис. 5). По

Рис. 4. Зависимость  $\rho(H)$  при  $H$ , параллельном бисекторной оси: 1 — образец  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$  (ток параллелен бисекторной оси) и 1' — образец  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$ , 2 — образец  $\text{Bi}_{89}\text{Sb}_{11}\text{Sn}_{0,01}$  (ток параллелен бинарной оси)

температурному изменению амплитуды осцилляций  $A(T)$  вычислялись дырочные эффективные циклотронные массы  $m^*$  с помощью уравнения:

$$\frac{A(T_1)}{A(T_2)} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \frac{\text{Sh}\left(\frac{2\pi e\hbar}{m^*kT_1c} H\right)}{\text{Sh}\left(\frac{2\pi e\hbar}{m^*kT_2c} H\right)}$$

Значения экстремальных сечений поверхности Ферми, полученные для сплавов BiSbSn и для чистого Bi [8], даны в таблице.

Направление поля $H$	Экстремальные сечения $S$ , г·эрг	
$H$ параллельно тригональной оси	$S_3^T = 6,75 \times 10^{-42}$ $S_3^L = 8,74 \times 10^{-42}$	$S_3^T = 20 \times 10^{-42}$
$H$ параллельно бинарной оси	$S_2^T = 20,5 \times 10^{-42}$ $S_2^L = 20 \times 10^{-42}$ $S_2^L = 1,5 \times 10^{-42}$	$S_2^T = 33 \times 10^{-42}$ $S_2^L = 1,3 \times 10^{-42}$ $S_2^A = 3,8 \times 10^{-42}$
$H$ параллельно биссекторной оси	$S_1^T = 20,5 \times 10^{-42}$ $S_1^L = 2,56 \times 10^{-42}$ $S_1^L = 1,5 \times 10^{-42}$	$S_1^L = 1,5 \times 10^{-42}$

Сравним сечения, полученные в нашей работе для сплава  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$ , с сечением для чистого Bi. Согласно модели Шенберга электронные эллипсоиды в экстремумах  $L_s$  и дырочный эллипсоид в экстремуме  $T$  имеют сечения, показанные на рис. 6,а.

В чистом Bi при  $H$ , параллельном тригональной оси, наблюдаются два сечения: от дырочного эллипсоида  $T$  и от электронных эллипсоидов в  $L_s$ . В сплаве  $\text{Bi}_{89,7}\text{Sb}_{10,3}\text{Sn}_{0,01}$  нами наблюдались осцилляции только от одного сечения, величина которого ( $20 \times 10^{-42}$  г·эрг) приблизительно в 3 раза больше сечения дырочного эллипсоида в  $T$  и в 2,5 раза больше сечений электронных эллипсоидов в  $L_s$  у чистого Bi (см. табл.). Очевидно, это сечение не может быть отнесено к дырочным эллипсоидам в  $L_s$ , так как энергия Ферми легких дырок ( $E_F^L = 30$  Мэв) сравнима с энергией Ферми электронов в  $L_s$  у чистого Bi ( $E_F^L \approx 27$  Мэв). Уровень Ферми в экстремуме  $T$  ( $E_F^T = 20$  Мэв) почти в 2 раза больше, чем у Bi ( $E_F^T \approx 11$  Мэв), и, по-видимому, наблюдаемые осцилляции относятся к сечению искаженного дырочного эллипсоида в экстремуме  $T$ . В полях свыше 100 кэ это сечение возрастает (рис. 5).

При  $H$ , параллельном биссекторной оси, мы наблюдали одно сечение (рис. 5), которое относится к дырочным эллипсоидам в экстремуме  $L_s$ .

При  $H$ , параллельном бинарной оси, наблюдалось три экстремальных сечения. Большое сечение ( $33,0 \times 10^{-42}$  г·эрг) может быть отнесено к дырочному эллипсоиду в  $T$ . Минимальное сечение ( $1,3 \times 10^{-42}$  г·эрг) сравнимо по величине с малым сечением ( $1,5 \times 10^{-42}$  г·эрг) электронных эллипсоидов для чистого Bi и относится, по-видимому, к дырочным эллипсоидам в  $L_s$ . Третье сечение ( $3,8 \times 10^{-42}$  г·эрг) не может быть отнесено к большому сечению дырочного эллипсоида в  $L_s$ , так как наблю-

даемое сечение приблизительно в 6 раз меньше. Кроме того, в сильных магнитных полях большое сечение эллипсоида легких дырок  $S_2^L$  наблюдать невозможно из-за эффекта перетекания носителей [7]. Следует также отметить, что в наших экспериментах ток направлен вдоль биссекторной оси, следовательно, подвижность дырок в эллипсоиде 1 (рис. 6) много меньше подвижности дырок в эллипсоидах 2 и 3 и вклад их в проводимость незначителен. Таким образом, если считать, что дырки есть только в экстремумах  $L_s$  и  $T$ , то не ясно, какому эллипсоиду принадлежит третье сечение при  $H$ , параллельном бинарной оси.

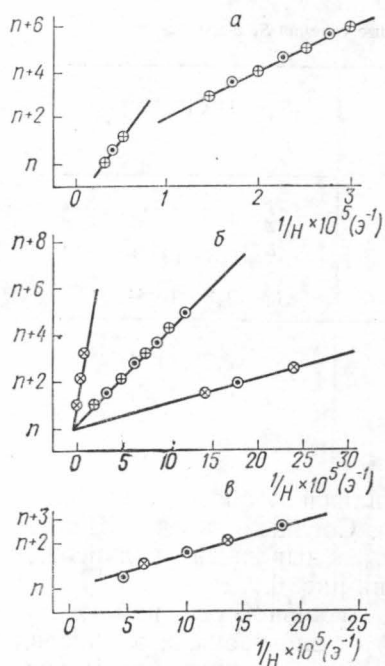


Рис. 5. Зависимость номера уровня Ландау от величины обратного поля: *a* —  $H$  параллельно тригональной оси, *б* —  $H$  параллельно бинарной оси, *в* —  $H$  параллельно бисекторной оси

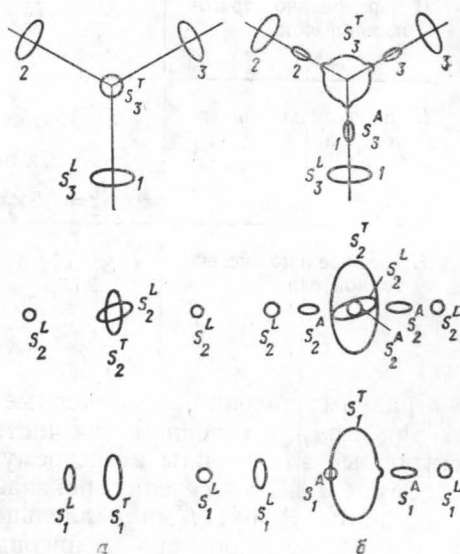


Рис. 6. Сечение изоэнергетических поверхностей  $V_i$  (*a*) и сплавов  $BiSbSn$  (*б*) в базисных плоскостях

Для того чтобы интерпретировать полученные результаты, предположим, что кроме осцилляций от эллипсоидов в экстремумах  $L_s$  и  $T$  в сплаве  $BiSbSn$  появляются осцилляции, связанные с эллипсоидами в экстремуме  $A$  валентной зоны. Экстремум  $A$  зоны Бриллюэна был на основании расчетов предсказан Голиным. В работе [6] на чистом  $Bi$ , легированном  $Sn$  ( $p = 4,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), показано, что изоэнергетические дырочные поверхности в экстремуме  $A$  являются эллипсоидами вращения, вытянутыми вдоль бинарной оси. При увеличении концентрации примеси эллипсоид в экстремуме  $T$  начинает искажаться: в направлении бинарной оси у него появляются «отростки». Объем эллипсоидов в  $A$  также возрастает и в дальнейшем происходит слияние дырочных эллипсоидов в экстремумах  $A$  с эллипсоидом в экстремуме  $T$ .

Предположим, что в сплаве  $BiSbSn$  эллипсоиды в экстремуме еще не слились с эллипсоидом в экстремуме  $T$ .

Большая величина  $S_3^T$  сечения при  $H$ , параллельном тригональной оси, отнесенного нами ранее к дырочному эллипсоиду в  $T$ , объясняется, по-видимому, появлением «отростков» (рис. 6). Увеличение сечения в сильном магнитном поле связано с движением экстремумов [3].

При  $H$ , параллельном бинарной оси сечения  $S_2^A$  ( $3,8 \times 10^{-42}$  г·эрг), происхождение которого было необъяснимо ранее, может быть, по-видимому, отнесено к дырочным эллипсоидам (2,3) в экстремуме  $A$ . Движение экстремумов при  $H$ , параллельном бинарной оси, слабо влияет на изменение энергий Ферми в различных экстремумах из-за малой относительной скорости движения в поле [3].

При  $H$ , параллельном биссекторной оси, отсутствие осцилляций от большого сечения дырочного эллипсоида в  $T$  объясняется, по-видимому, тем, что экстремум  $L_s$  движется вниз быстрее, чем экстремумы  $T$  и  $A$ , что приводит к возрастанию энергии Ферми в этих экстремумах и к слиянию изоэнергетических поверхностей. Осцилляции от образовавшегося сложного большого сечения могут наблюдаться, по-видимому, в более сильных полях.

Таким образом, предположение о существовании новой группы дырок в экстремуме  $A$  позволяет качественно объяснить наблюдавшуюся нами картину осцилляций магнитосопротивления в сплавах  $BiSbSn$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт Н. Б., Чудинов С. М., Караваев В. Г. ЖЭТФ, 61, 689, 1971.
2. Брандт Н. Б., Диттманн Х., Пономарев Я. Г. «Физика твердого тела», 13, № 10, 2860, 1971.
3. Брандт Н. Б., Свистова Е. А. «Успехи физических наук», 101, 249, 1970.
4. Golin S. Phys. Rev., 166, № 3, 643, 1963.
5. Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г. ЖЭТФ, 55, 1215, 1968.
6. Giuga M., Marson R. Phys. Rev., B1, 1528, 1970.
7. Smith G. E., Baraff G. A., Rowell I. M. Phys. Rev., 135A, 1118, 1964.
8. Брандт Н. Б., Долголенко Т. Ф., Ступоченко Н. Н. ЖЭТФ, 45, 1319, 1963; Брандт Н. Б., Любутина Л. Г. ЖЭТФ, 52, 686, 1967.

Поступила в редакцию  
29.2 1972 г.

Кафедра  
низких температур