

УДК 539.2 : 537.633.9

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР p - Bi_2Te_3

*В. А. Кульбачинский, Н. Е. Клокова, Я. Горак, П. Лоштяк,
С. А. Азоу, Г. А. Миронова*

Установлено, что легирование оловом Bi_2Te_3 приводит к возникновению примесной акцепторной зоны, локализующей носители тока, расположенной над потолком зоны тяжелых дырок. Высокая плотность состояний в этой зоне приводит к фиксации уровня Ферми, обуславливающей осцилляции холловского напряжения, имеющие вид плато. Исследовано перетекание носителей тока из примесной зоны в зону легких дырок под действием давления.

Теллурид висмута представляет собой полупроводник группы слоистых кристаллов A_2B_3 с непрямой запрещенной зоной $\mathcal{E}_g \approx 0.15$ эВ [1]. Согласно расчетам [2] и экспериментальным данным [3-5], валентная зона Bi_2Te_3 состоит из шести эквивалентных экстремумов, которым соответствует поверхность Ферми (ПФ), состоящая из 6 эквивалентных эллипсоидов. Следующий максимум валентной зоны лежит на ≈ 0.016 эВ ниже и начинает заполняться при концентрациях дырок более $5 \cdot 10^{18}$ см^{-3} [3].

В работе исследовались образцы p - Bi_2Te_3 , параметры которых приведены в таблице. При понижении температуры от 300 до 4.2 К сопротивление нелегированных образцов монотонно уменьшается, а при $0.5 \leq T \leq 4.2$ К практически не изменяется, что соответствует преимущественному рассеянию на акустических фоновых на первом участке и рассеянию на ионизированных примесях на втором. Анизотропия сопротивлений (отношение сопротивления вдоль оси C_3 к сопротивлению вдоль оси C_2) ρ_{C_3}/ρ_{C_2} составляет 1.8—2.0.

У всех исследованных образцов отчетливо наблюдаются осцилляции Шубникова—де Гааза (ШдГ), соответствующие ПФ из 6 эллипсоидов. Легирование исходных образцов оловом вплоть до концентраций ≈ 0.5 ат. % практически не изменяет сечений ПФ. Амплитуда осцилляций ШдГ у легированных образцов резко возрастает, что может быть объяснено осцилляциями радиуса экранировки заряженных примесных центров в магнитном поле (а следовательно, и ширины уровней Ландау), в результате периодического изменения плотности состояний на уровне Ферми. Кроме этого эффекта легирование приводит к появлению особенности при $T \approx 60$ К на зависимости сопротивления от температуры. Для образцов с различным содержанием олова зависимости $\rho(T)$ приведены на рис. 1, а. При содержании олова x более 0.5 ат. % особенность при $T \approx$

Параметры исследованных образцов
 Bi_2Te_3

x	$P_x \cdot 10^{-18}$ см^{-3}	$S \cdot 10^{-12}$ см^{-2}	$\mu \cdot 10^8$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
0	2.1 ± 0.2	9.3 ± 0.3	6.0
0.05	2.2 ± 0.2	11.1 ± 0.3	9.0
0.10	2.5 ± 0.2	11.1 ± 0.3	6.0
0.15	2.8 ± 0.2	11.3 ± 0.3	8.5
0.20	4.0 ± 0.3	11.9 ± 0.4	2.0
0.30	4.5 ± 0.3	12.5 ± 0.5	1.9
0.5	12.6	—	0.3
0.7	29.5	—	0.2

Примечание. x — концентрация олова (ат. %), P_x — холловская концентрация дырок при 4.2 К, S — экстремальное сечение поверхности Ферми при $B \parallel C_3$, μ — подвижность при 4.2 К.

≈ 60 К размывается и при $x \geq 0.7$ ат. % исчезает. При этом сопротивление слабо возрастает при уменьшении температуры от комнатной до гелиевой. В легированных образцах анизотропия сопротивлений возрастает при повышении температуры от гелиевой (рис. 1, а, кривые 1 и 2, 3 и 4). Указанные особенности характерны для полупроводников, в которых примесь образует примесную зону.

У Bi_2Te_3 масса плотности состояний в зоне легких дырок существенно меньше, чем в зоне тяжелых дырок. Поэтому существует такой интервал концентраций N_a акцепторов, в котором условие сильного легирования для зоны легких дырок и слабого для зоны тяжелых дырок выполнено одновременно: $(a_B^+)^{-3} \ll N_a \ll (a_B^-)^{-3}$, где a_B^+ , a_B^- — боровские радиусы для соответствующих зон. Вследствие этого акцепторные состояния, отщепленные от максимума валентной зоны тяжелых дырок, являются резонансными и пересекаются с зоной легких дырок. Отметим, что кон-

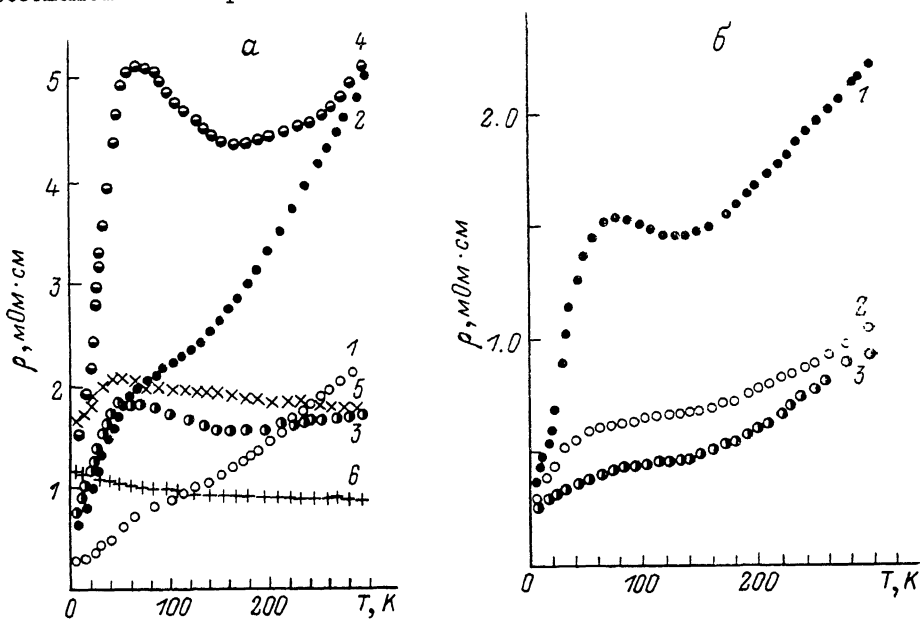


Рис. 1. Зависимости сопротивления от температуры у образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_3\langle\text{Sn}\rangle$.

а: 1, 2 — $x=0.05$; 3, 4 — 0.25; 5 — 0.5; 6 — 0.7 ат. %. 1, 3, 5, 6 — сопротивление вдоль оси C_2 ; 2, 4 — вдоль оси C_3 ; б: $x=0.1$ ат. %. 1 — $P=0.001$, 2 — 3.2, 3 — 5.3 кбар.

центрация дырок в легированных образцах при содержании олова менее 0.5 ат. % недостаточна для того, чтобы зона тяжелых дырок начала заполняться. Поэтому естественно предположить, что легирование Bi_2Te_3 оловом приводит к появлению примесной зоны над потолком зоны тяжелых дырок. Повышение температуры от 4.2 К приводит к размытию уровня Ферми ϵ_F у легированных образцов, забросу дырок из локализованных состояний примесной зоны в зону тяжелых дырок и возникновению межзонного рассеяния. Изменение анизотропии сопротивлений можно объяснить сильной анизотропией зоны тяжелых дырок, отличной от анизотропии зон легких дырок. Предполагаемый энергетический спектр $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ около потолка зоны представлен на вставке рис. 2.

Высокая плотность состояний в примесной зоне стабилизирует уровень Ферми: в магнитном поле при приближении очередного уровня Ландау к ϵ_F вырождение этого уровня растет пропорционально B , носители с локализованных состояний примесной зоны перетекают в зону легких дырок, почти полностью компенсируя рост холловского напряжения U_x . Таким образом, от минимума осцилляций поперечного сопротивления ρ_{xx} до его максимума при увеличении магнитного поля на зависимости холловской компоненты ρ_{xy} наблюдается плато (рис. 2). (Напомним, что максимум ρ_{xx} соответствует выходу очередного уровня Ландау). Постоян-

ство U_x в этом интервале магнитного поля соблюдается с точностью лучше 1%. Плато холловской компоненты существенно расширяется при понижении температуры до 0.5 К. Отметим существенную особен-

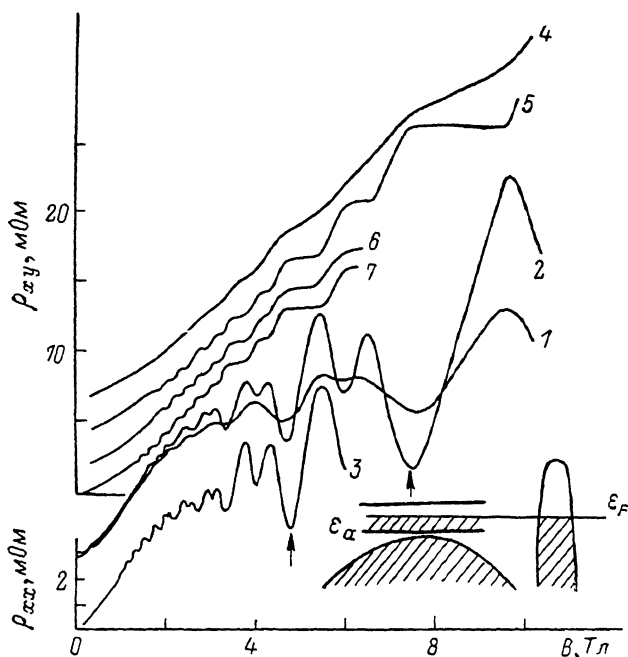


Рис. 2. Зависимости поперечного сопротивления ρ_{xx} (1—3) и холловского сопротивления ρ_{xy} (4—7) от индукции магнитного поля B при $T=4.2$ (1, 4), 1.6 (2, 5), 1.0 (6), 0.5 К. (3, 7).

Кривые 3—6 смещены по оси ординат. На вставке — зонная структура $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$ вблизи потолка валентной зоны.

ность поперечного магнитосопротивления: абсолютные значения ρ_{xx} в минимумах зависимостей $\rho_{xx}(B)$ (отмечены стрелками на рис. 2) с понижением температуры уменьшаются приблизительно логарифмически.

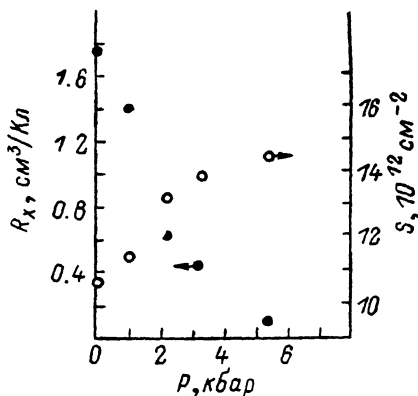


Рис. 3. Зависимости от давления экстремальных сечений ПФ при $B \parallel C_3$ (правая шкала) и коэффициента Холла (левая шкала).

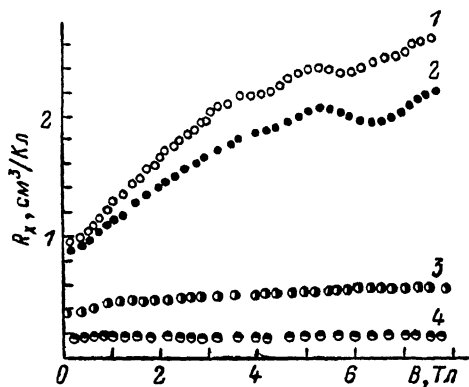


Рис. 4. Зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при 4.2 К у образца $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$ с 0.1 ат. % олова при $P=0.001$ (1), 1.1 (2), 3.2 (3) и 5.3 кбар (4).

Для подтверждения предполагаемой зонной структуры Bi_2Te_3 были проведены измерения эффекта Холла и эффекта ШдГ под давлением у образца с 0.1 ат. % олова. Под действием всестороннего сжатия особенность в зависимости $\rho(T)$ исчезает (рис. 1, б). Экстремальные сечения ПФ

растут, коэффициент Холла уменьшается (рис. 3). Исчезает зависимость коэффициента Холла от магнитного поля (рис. 4).

Совокупность экспериментальных данных можно объяснить движением зоны легких дырок вверх относительно потолка зоны тяжелых дырок, что согласуется с данными других авторов [6-8]. Зная изменение сечений ПФ под давлением, можно оценить скорость роста ϵ_F в зоне легких дырок, которая оказывается равной ≈ 3 мэВ/кбар. Исчезновение особенностей на зависимости $\sigma(T)$ (рис. 1, б) и отсутствие зависимости константы Холла $R_H(B)$ (рис. 4) при давлении $P \geq 5$ кбар означает полное перетекание носителей тока из примесной зоны в зону легких дырок.

Квантование эффекта Холла, проявляющееся в виде плато (рис. 2), внешне выглядит так же, как и квантовый эффект Холла в двумерных системах [9]. Однако в данном случае минимумы сопротивления не совпадают с серединами плато, хотя при понижении температуры абсолютная величина сопротивления в минимумах уменьшается, а ширина плато растет.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гольцман Б. Н., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., 1972.
- [2] Олешко Е. В., Корольшин В. Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2856—2859.
- [3] Köler H. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 74. P. 591—690.
- [4] Сологуб В. В., Голецкая А. Д., Парфеньев Р. В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 3. С. 915—917.
- [5] Middendorf A., Landwehr G. // Sol. St. Commun. 1972. V. 11. N 1. P. 203—207.
- [6] Волоцкий М. П., Гудкин Т. С., Дашевский З. М. и др. // ФТП. 1974. Т. 8. № 5. С. 1044—1047.
- [7] Санфиоров Ю. З. // Автореф. канд. дис. Л., 1980.
- [8] Averkin A. A., Grjaznov O. S., Sanfirov Yu. Z. // High Temp—High pressure. 1975. V. 7. P. 687—688.
- [9] Рашба Э. И., Тимофеев В. Б. // ФТП, 1986. Т. 20. № 6. С. 977—1024.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
28 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
15 августа 1988 г.