

## Особенности низкотемпературной термоэдс $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ и $\text{Te}$ при электронно-топологических переходах под давлением

© Е.С. Ицкевич, Л.М. Каширская, В.Ф. Крайденев

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук,  
142092 Троицк, Россия

(Получена 9 января 1996 г. Принята к печати 4 июня 1996 г.)

Проведены измерения термоэдс узкозонных полупроводников  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Te}$  при гидростатическом давлении до 2.5 ГПа при гелиевых температурах. Наблюдавшиеся зависимости коррелируют с данными, полученными при исследовании осцилляций Шубникова-де-Гааза. Это позволяет использовать термоэдс для поиска электронно-топологических переходов в полупроводниках.

Мы поставили перед собой задачу расширения количества методов поиска электронно-топологических переходов (ЭТП) в узкозонных полупроводниках под давлением за счет применения, — кроме традиционного исследования деталей зонной структуры с помощью квантовых осцилляций сопротивления (эффект Шубникова-де-Гааза), — исследования термоэдс (ТЭДС).

Осцилляционные методы фиксации ЭТП требуют, как основное условие, монокристаллов высокого качества и сложной техники эксперимента. Использование разработанной модели поведения ТЭДС при электронно-топологических переходах для случая полуметаллов и сплавов при одноосной деформации оказалось, как это показала Минина с соавт. в работах [1–4], достаточно эффективным. В ее работах доказана возможность применения ТЭДС для широкого поиска основных модификаций ЭТП в полуметаллах и сплавах при одноосной деформации. Аналогичная задача в условиях гидростатического сжатия была решена нами для кадмия [5]. Доказано наличие корреляции между прямыми наблюдениями ЭТП путем осцилляционных методов и особенностями в барической зависимости ТЭДС кадмия.

В работах [6,7] при исследовании осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШГ) под гидростатическим давлением были обнаружены ЭТП типа "образование (или же разрыв) перемычки, соединяющей отдельные изоэнергетические полости" поверхности Ферми (ПФ) у  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Te}$ . В этом случае наблюдается плавное прохождение энергии Ферми  $E_F$  через критические точки спектра носителей заряда  $E^*$ , в которых происходит ЭТП, при изменении гидростатического давления. Это считается одним из самых информативных и тонких методов исследования ЭТП. Особенно эффективен такой способ наблюдения прохождения  $E_F$  через  $E^*$  при использовании для поиска ЭТП метода ТЭДС, так как весь эксперимент проводится на одном и том же образце.

ПФ дырочного теллурида висмута при  $E_F < E^* = 18$  мэВ состоит из шести квазиэллипсоидов, между которыми под давлением возникают связи, подобные имеющимся в ПФ мышьяка [7]. Теллур имеет мелкую ( $E^* = 2.3$  мэВ) седловую точку в спектре валентной зоны, которая выдавливается,

т.е. движется вверх под давлением, что в образцах с  $E_F < E^*$  ведет сначала к возникновению перемычки между двумя имеющимися эллипсоидами, т.е. к появлению гантелеобразной ПФ и затем, после исчезновения седла при  $P \simeq 2.7$  ГПа, к превращению снова в эллипсоидальную ПФ [7,8].

1. Наш эксперимент проводился при гелиевых температурах в гидростатической камере высокого давления, аналогичной описанной в экспериментах [6,7]. Образцы вырезались электроискровым методом из монокристаллических слитков и обрабатывались полирующим хромовым травителем. Ось  $C_3$  определялась визуально по плоскостям скола. Градиент температуры направлялся как вдоль  $C_3$  ( $\nabla T \parallel C_3$ ) для  $\text{Te}$ , так и перпендикулярно  $C_3$  ( $\nabla T \perp C_3$ ) для  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и для  $\text{Te}$ . Методика измерения ТЭДС на образцах в форме прямоугольного параллелепипеда  $1 \times 1 \times 6$  мм<sup>3</sup> описана в [9].

2. На рис. 1 приведена барическая зависимость ТЭДС для 3 образцов дырочного теллурида висмута с  $E_F$  ниже критического значения  $E^* = 18$  мэВ. Для наиболее подробно измеренного образца 1 с  $E_F = 6$  мэВ наблюдается сложная картина зависимостей с 2 минимумами и 2 максимумами. Исходя из предложенной для  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  модели ПФ [6,10] такая картина может быть объяснена "тонкой" структурой образования перемычки, а именно — сначала образуется дырочная полость ПФ, вызывая первую аномалию в барической зависимости ТЭДС при критическом давлении  $P_{c1}$ , которая затем с ростом давления соединяется с основными дырочными эллипсоидами, вызывая вторую аномалию при  $P_{c2}$ . Схема смены ЭТП дана на рис. 2. Полученная картина перестройки ПФ  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  под гидростатическим давлением из измерений ТЭДС позволяет не только еще раз однозначно подтвердить, но и уточнить предложенную ранее модель ПФ для данного кристалла.

Особенностями барической зависимости термоэдс, которые вызваны перестройкой спектра, можно считать как 2 максимума, так и 2 минимума при соответствующих значениях  $P_{c1}$  и  $P_{c2}$ . Используя полученный из данных по эффекту ШГ барический коэффициент изменения энергетического зазора  $dz/dP = -2.7$  мэВ/кбар [6] ( $z = E^* - E_F$ ), можно оценить величину давления, при котором  $z = 0$ , т.е. про-

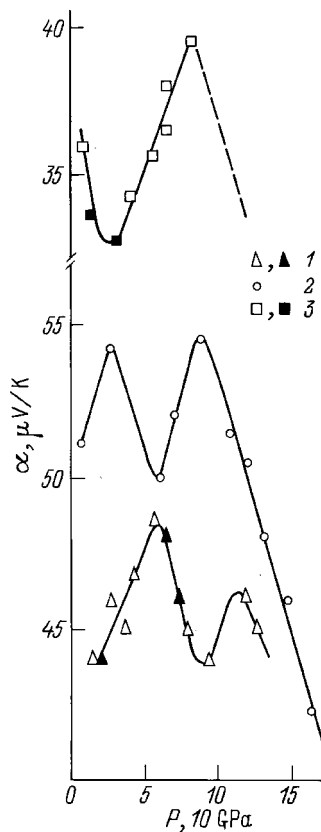


Рис. 1. Зависимость термоэдс  $p$ - $\text{Vi}_2\text{Te}_3$  от давления  $P$  при  $T = 4.2$  К. Концентрация дырок  $p$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 7, 2 — 8, 3 — 20. Темными значками показаны значения  $\alpha$ , измеренные при сбросе давления.

исходит первый ЭТП типа "образование новой изоэнергетической полости", вызывающий первую особенность в ТЭДС. Так, для образца 1 с  $z = 12 \div 13$  мэВ это значение составляет  $P_{c1} = 4.5 \div 5$  кбар, для образца 2 с  $z = 10 \div 11$  мэВ —  $P_{c1} = 3.5 \div 4$  кбар, а для образца 3 с  $z = 6 \div 5$  мэВ —  $P_{c1} = 1.5 \div 2$  кбар. Таким оценкам достаточно удовлетворительно соответствует 1-й максимум; таким образом, знак аномалий ТЭДС, соответствующий ЭТП в  $p$ - $\text{Vi}_2\text{Te}_3$ , — положительный.

Из работы [11], в которой в широком температурном диапазоне исследовались ТЭДС и теплопроводность образцов  $\text{Vi}_2\text{Te}_3$ , аналогичных нашим, следует, что и в наших образцах ТЭДС при 4 К носит в основном фоновый характер ( $\alpha_{ph}$ ), и при этом мы четко наблюдаем особенности  $\alpha(P)$ . Выводы Абрикосова и Панцулая [12] об отсутствии особенностей в  $\alpha_{ph}$  при ЭТП основываются на предположении об изотропном рассеянии носителей заряда. Учет анизотропности времени релаксации, которая имеет место в некубических кристаллах, в частности у  $\text{Vi}_2\text{Te}_3$  и  $\text{Te}$ , позволил Суслову [13] обосновать появление аномалий  $\alpha_{ph}$  при ЭТП. Величина  $\alpha$  определяется не только концентрацией дырок, но и количеством структурных дефектов, особенно дислокаций, кото-

рые, рассеивая фононы, могут сильно уменьшить  $\alpha$ . Причиной появления дислокаций может быть нарушение гидростатичности в камере высокого давления при охлаждении ее до гелиевых температур. Каждая смена давления сопровождается отжигом и появлением новых дислокаций. Скорее всего это и есть причина почти в 2 раза меньшего значения  $\alpha$  для нашего образца 3 по сравнению с аналогичным образцом  $p$ - $\text{Vi}_2\text{Te}_3$  из работы [11] при 4.2 К, а также того, что величина  $\alpha$  для образца 1 несколько меньше значения  $\alpha$  для образца 2.

Таким образом ЭТП в дырочном теллуриде висмута, надежно зафиксированный осцилляционными методами, проявляется в виде особенности в зависимости ТЭДС от гидростатического давления, переводящего  $E_F$  через уровень  $E^*$ .

3. Наши измерения ТЭДС образцов теллура с концентрацией дырок  $p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при  $\nabla T \parallel C_3$  и с  $p = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $\nabla T \perp C_3$  под давлением до 25 кбар при гелиевых температурах представлены на рис. 3. Сплошной и штриховыми линиями показаны расчетные кривые изменения термоэдс  $\text{Te}$  с ростом давления при допущении, что измеряемая ТЭДС либо чисто диффузионная ( $\alpha_D$ ), либо полностью фоновая ( $\alpha_{ph}$ ). В исследуемых образцах при 4.2 К дырочный газ является невырожденным, т.е.  $\alpha_D \sim \ln[(m^*)^{1.5}]$ ,  $\alpha_{ph} \sim m^*$ , а эффективная масса дырок  $m^*(P) = m^*(0) \exp(-0.06P)$  [14]. Таким образом, общий ход зависимости  $\alpha(P)$  достаточно удовлетворительно может быть объяснен уменьшением с ростом давления величины  $m^*$ .

Если сопоставить значения ТЭДС для наших образцов при 4 К, полученные экспраполизацией к  $P = 0$ , с литературными для аналогичных образцов [15], то можно сделать вывод: фоновая составляющая ТЭДС наших образцов при 4 К, дающая основной вклад в величину  $\alpha$ , значительно (более чем в 6 раз) меньше, чем для образцов из работы [15]. Мы измерили температурную (от 16 до 300 К) зависимость ТЭДС теллура с концентрацией дырок  $p = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $P = 0$ . При  $T = 200$  К, где основной вклад в  $\alpha$  дает диффузионная составляющая  $\alpha_D$ , наше значение  $\alpha \approx 700$  мкВ/К близко к величине  $\alpha$  для аналогичного образца 2 из работы [15]. Как

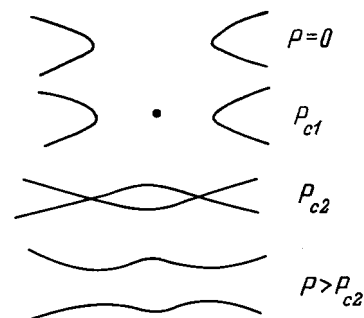
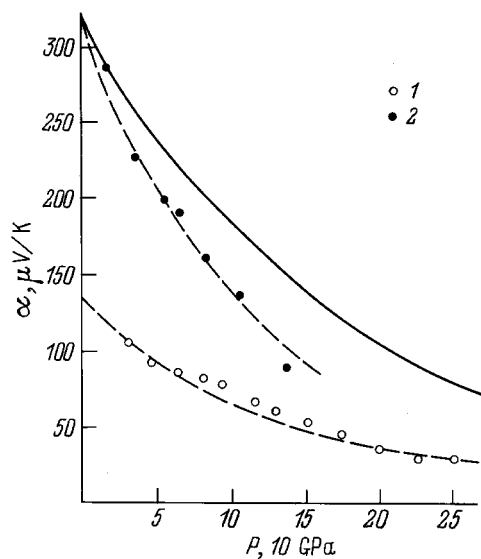


Рис. 2. Схема последовательности возникновения перемычки между двумя дырочными эллипсоидами  $p$ - $\text{Vi}_2\text{Te}_3$  под давлением  $P$ .



**Рис. 3.** Зависимость термоэдс  $\text{Te}$  от давления  $P$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ . Концентрация дырок  $p$ ,  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 4, 2 — 20. Расчеты показаны линиями:  $\alpha_D$  — штриховыми,  $\alpha_{ph}$  — сплошной.

показано в работе [16], охлаждение под давлением вызывает в образце  $\text{Te}$  сильное возрастание числа дислокаций (в  $3 \div 4$  раза). Рассеяние фононов на дислокациях должно сильно уменьшать эффект увлечения дырок и, следовательно, величину  $\alpha_{ph}$ , что приводит к значительно меньшему значению ТЭДС для наших образцов.

Явно выраженные аномалии  $\alpha(P)$  отметить трудно, но определенная нерегулярность при давлении 7 кбар для  $\text{Te}$  с  $p = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $\nabla T \perp C_3$ ) и при  $P = 12$  кбар для  $\text{Te}$  с  $p = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $\nabla T \parallel C_3$ ), а также тенденция к насыщению ТЭДС при самых больших давлениях достаточно четкие. Такой характер зависимости удовлетворительно согласуется как с теоретическими выводами, так и с нашими экспериментальными данными, полученными из осцилляций ШГ под давлением. Согласно расчету, проведенному Ляпиным [8], полное исчезновение седловой точки в валентной зоне  $\text{Te}$ , а следовательно, и переход от гантелеобразной поверхности Ферми к эллипсоидальной ожидается при  $P_c = 27$  кбар. Этот ЭТП может быть ответствен за выполаживание зависимости  $\alpha(P)$  при  $P > 20$  кбар. Первая наблюдаемая нерегулярность вполне может быть связана с ЭТП, вызванным слиянием двух дырочных квазиэллипсоидов в гантель [7]. Малые объемы изоэнергетических поверхностей ( $E_F < 2.3$  мэВ), — возможно, одна из основных причин слабо выраженных аномалий.

Таким образом, можно утверждать, что при всех исследованных типах электронно-топологических переходов надежно фиксируемых по осцилляциям Шубникова–де-Гааза, имеют место аномалии ТЭДС, однозначно связанные с изменением топологии поверхности Ферми, а наличие особенностей на бари-

ческих зависимостях низкотемпературной термоэдс свидетельствует об электронно-топологических переходах у полупроводников, полуметаллов и металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-14235).

### Список литературы

- [1] Н.Б. Брандт, В.С. Егоров, М.Ю. Лавренюк, Н.Я. Минина, А.М. Савин. *ЖЭТФ*, **89**, 1157 (1985).
- [2] М.Ю. Лавренюк, Н.Я. Минина, А.М. Савин. *Письма ЖЭТФ*, **46**, 224 (1987).
- [3] Н.Б. Брандт, М.Ю. Лавренюк, Н.Я. Минина, А.М. Савин. *ЖЭТФ*, **94**, 235 (1988).
- [4] Л.А. Киракозова, М.Ю. Лавренюк, Н.Я. Минина, А.М. Савин. *ФТТ*, **30**, 666 (1988).
- [5] В.Ф. Крайденев, Е.С. Ицкевич, А.Г. Гапотченко. *ФТТ*, **37**, 405 (1995).
- [6] В.В. Сологуб, М.Л. Шубников, Е.С. Ицкевич, Л.М. Каширская, Р.В. Парфеньев, А.Д. Голецкая. *ЖЭТФ*, **79**, 2374 (1980).
- [7] V.B. Anzin, M.S. Bresler, I.I. Farbstein, E.S. Itskevich, Yu.V. Kosichkin, V.A. Sukhoparov, A.S. Telepnev, V.G. Veselago. *Phys. St. Sol. (b)*, **48**, 531 (1971).
- [8] С.Г. Ляпин. Автореф. канд. дис. (М., 1988) с. 78.
- [9] С.Л. Будько, А.Г. Гапотченко, Е.С. Ицкевич, В.Ф. Крайденев. *ПТЭ*, № 2, 205 (1977).
- [10] В.В. Сологуб, Р.В. Парфеньев, А.Д. Голецкая. *Письма ЖЭТФ*, **21**, 711 (1975).
- [11] А.Д. Голецкая, В.В. Сологуб, С.С. Шалыт. *ФТП*, **5**, 477 (1971).
- [12] А.А. Абрикосов, А.В. Панцулая. *ФТТ*, **28**, 2140 (1986).
- [13] И.М. Суслов. *Письма ЖЭТФ*, **46**, 26 (1987).
- [14] V.B. Anzin, M.I. Eremets, Yu.V. Kosichkin, A.I. Nadezhdinskii, A.M. Shirokov. *Phys. St. Sol. (a)*, **42**, 385 (1977).
- [15] И.Н. Тимченко, С.С. Шалыт. *ФТП*, **4**, 934 (1962).
- [16] М.В. Глушков, Е.С. Ицкевич, Ю.В. Косичкин, А.Н. Толмачев, А.М. Широков. *ФТТ*, **19**, 3580 (1977).

Редактор Т.А. Полянская

### Singularities of the low temperature $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ and $\text{Te}$ thermoelectric power at the electron-topological transitions under pressure

*E.S. Itskevich, L.M. Kashirskaya, V.F. Kraidenov*

Institute of High Pressure Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
142092 Troitsk, Russia

**Abstract** The thermoelectric power measurements have been carried out for narrow band  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  and  $\text{Te}$  semiconductors under pressures up to 2.5 GPa at helium temperatures. The dependencies observed correlate with data obtained by oscillation methods. These correlations allow to use thermoelectric power in search of the electron-topological transitions in semiconductors.