

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ У GaSb < Te >

*Н.Б.Брандт, С.В.Демисев, В.В.Мощалков
С.М.Чудинов*

У GaSb < Te > одновременно исследованы вид функции плотности состояний и проводимость по примесной зоне, отщепленной от L -экстремума. Обнаружен переход от закона Мотта, наблюдаемого в широкой области температур $0,38 < T < 50\text{K}$ к степенной зависимости $\rho \sim 1/T^\alpha$ ($0,08 < T < 0,38\text{K}$), предсказанной Поллаком [1] для каскадной много-электронной прыжковой проводимости.

1. Изучение прыжковой проводимости (ПП) в неупорядоченных системах продолжает вызывать большой интерес. При достаточно низких температурах осуществляется ПП с переменной длиной прыжка, кото-

рая при условии постоянства плотности состояний вблизи уровня Ферми ϵ_F $g(\epsilon_F \pm \Delta\epsilon/2) = \text{const}$ описывается законом Мотта [2]:

$$\rho \sim \exp(T_0/T)^p \quad (1)$$

с показателем степени $p = 1/4$. Учет электрон-электронного взаимодействия [3] приводит к тому, что в плотности состояний $g(\epsilon)$ образуется "кулоновская щель" и условие $g(\epsilon_F \pm \Delta\epsilon/2) = \text{const}$ не выполняется. В такой ситуации сохраняется экспоненциальная зависимость (1) удельного сопротивления ρ от температуры T но уже с показателем $p = 1/2$ [4]. Недавно Поллаком [1] был рассмотрен вклад в ПП от каскадных многоэлектронных перескоков. При сверхнизких температурах этот процесс может становиться доминирующим и таким образом даст больший вклад в явления переноса, чем одноэлектронные прыжки. Характерной особенностью каскадных возбуждений является степенная зависимость сопротивления от температуры:

$$\rho \sim 1/T^\alpha \quad (2)$$

Здесь $\alpha = (2 \ln d_0) \bar{r}/a$, \bar{r} — средняя длина прыжка, d_0 — константа, зависящая от \bar{r} , для $\bar{r} \sim a$ (a — радиус локализации) $d_0 \sim 6$ [1]. Следовательно, при понижении температуры должен происходить переход от экспоненциальной зависимости (1) к степенной (2). Насколько нам известно, такой переход до сих пор не наблюдался [5].

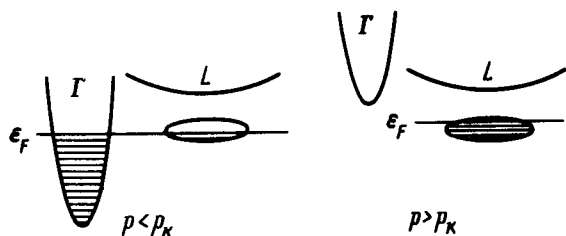


Рис. 1. Перестройка энергетического спектра GaSb <Te> под действием давления. Критическое давление p_k соответствует полному опустошению Γ -зоны

2. В настоящей работе сообщается об исследовании ПП по примесной зоне (здесь и всюду ниже имеется в виду примесная зона, отщепленная от L -экстремума) в GaSb <Te> в интервале температур 0,08–300 К при давлениях до 15 кбар. Использование давления позволяет изменять, в определенных пределах, заполнение примесной зоны (рис. 1), а также получить надежную информацию о структуре функции $g(\epsilon)$ плотности состояний в примесной зоне, что необходимо для однозначной интерпретации результатов.

3. Методика проведения осцилляционных и гальваномагнитных измерений при гелиевых температурах под давлением до 15 кбар подробно описана в работе [6]. Сверхнизкие температуры до 80 мК получались с помощью рефрижератора растворения $\text{He}^3 - \text{He}^4$. Исследования проводились на монокристаллах GaSb <Te> с концентрацией Te $(2 - 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при которой условие сильного легирования выполняется только для Γ -зоны, в то время как для примесной зоны, отщепленной от L -экстремума, справедливо условие слабого легирования.

Учитывая возможность влияния качества обработки поверхности на зависимости $\rho(T)$ [5], изучаемые образцы тщательно протравливались в полирующем травителе $5\text{HNO}_3 : 3\text{HF} : 3\text{CH}_3\text{COOH}$.

4. Особенностью структуры зонного спектра GaSb является возможность варьирования, при помощи давления, относительного расположения Γ -зоны и примесного уровня, находящегося вблизи L -зоны, что приводит к перетеканию Γ -электронов на этот уровень (рис. 1) [6, 7]. В такой ситуации по заполнению Γ -зоны при различных давлениях, надежно определяемому из осцилляционных измерений [6], можно найти количество Γ -электронов, перетекших в примесную зону и, в конечном счете, восстановить ход плотности состояний в ней (см. вставку на рис. 2). Возможное локальное уменьшение $g(\epsilon)$ вблизи уровня Ферми, связанное с образованием кулоновской щели, обнаружено не было. В области давлений $8,55 \lesssim p \lesssim 9,8$ кбар Γ -зона практически пуста, примесная зона заполнена более чем наполовину, причем варьирование этого заполнения осуществляется уже за счет перетекания электронов из "хвоста" Γ -зоны. При $p \gtrsim 9,8$ кбар перетекания нет и уровень Ферми фиксирован в примесной зоне (см. вставку на рис. 2).

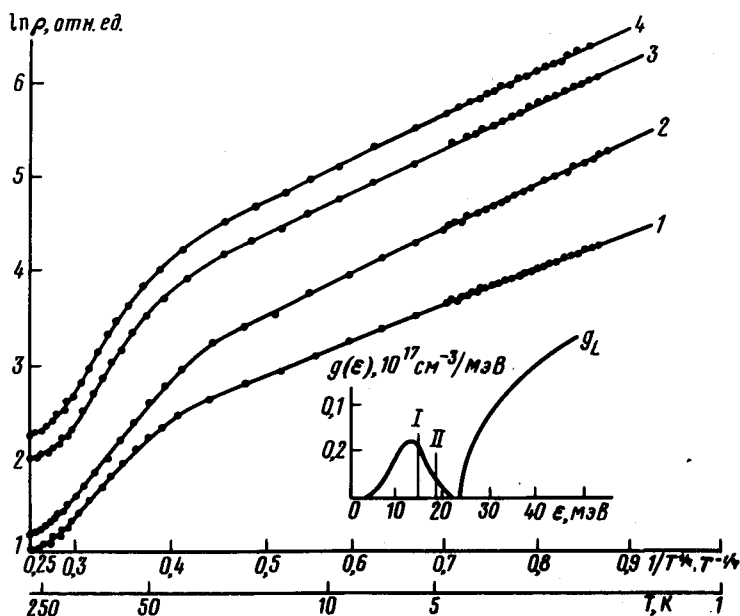


Рис. 2. Зависимости $\rho(T)$ при различных давлениях (в кбар): 1 — 8,55; 2 — 9,8; 3 — 13,3; 4 — 14,7. На вставке показан ход плотности состояний $g(\epsilon)$ вблизи L -экстремума и (схематически) положение уровня Ферми в примесной зоне при $p = 8,55$ кбар (I) и $p \gtrsim 9,8$ кбар (II)

5. Характерные температурные зависимости $\rho(T)$ при различных положениях уровня Ферми в примесной зоне приведены на рис. 2 и на рис. 3. На всех кривых $\ln \rho = f(T^{-1/4})$ наблюдаются отчетливые линейные участки,

соответствующие закону Мотта. Наклон этих участков возрастает при уменьшении плотности состояний на уровне Ферми по мере увеличения давления. от 8,55 до 9,8 кбар. В диапазоне $p \gtrsim 9,8$ кбар величина T_0 в (1) постоянна и равна 1680К.

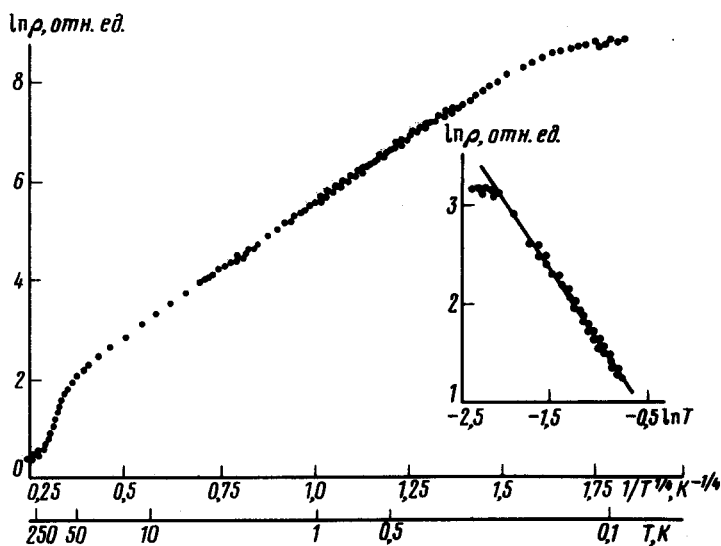


Рис. 3. Зависимость $\rho(T)$ при $p = 9,8$ кбар. Прямая, проведенная на вставке, соответствует степенному закону $\rho \sim 1/T^{1/4}$.

Интересно отметить, что в таком широком интервале температур (см. рис. 3) — от 50 до 0,38К — в котором температура изменяется приблизительно в 130 раз — соответствие закону Мотта наблюдается впервые. Линейность зависимости $\ln \rho = f(T^{-1/4})$ в таких широких пределах исключает возможность ее интерпретации, как некоторой переходной области от одного вида зависимости ρ от T к другому, на возможность чего указывалось в работе [5].

По наклону T_0 (рис. 2 и рис. 3) можно оценить радиус r_0 локализованных состояний, подставляя в формулу $r_0^3 = \beta [T_0 k_B g(\epsilon_F)]^{-1}$ значение T_0 и $g(\epsilon_F)$, найденные из эксперимента. При $p \gtrsim 9,8$ кбар радиус r_0 , рассчитанный для $\beta \approx 20$ [8], составляет $\sim 10 a_B^L$ (a_B^L — боровский радиус для L -экстремума: $a_B^L \approx 20 \text{ \AA}$).

В области температур ниже 0,38К закон Мотта переходит в степенную зависимость $\rho \sim 1/T^{1.4}$ (см. вставку на рис. 3), которую можно интерпретировать как степенную зависимость (2), предсказанную Поллаком [1] для каскадного многоэлектронного механизма ПП.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить Р.В.Парфеньева (ФТИ им. А.И.Иоффе, г.Ленинград) за предоставление монокристаллических образцов GaSb <Te>.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
20 апреля 1981 г.

Литература

- [1] M.Pollak, J.Non-Cryst. Solids, 35 – 36, 83, 1980.
 - [2] N.F.Mott, J.Non-Cryst. Solids, 1, 1, 1968.
 - [3] M.Pollak, J.Non-Cryst. Solids, II, 1, 1972.
 - [4] A.L.Efros, B.I.Shklovskii. J. Phys., C8, L49, 1975.
 - [5] Y.Ootuka, F.Komori, Y.Monden, S.Kobayashi, W.Sasaki. Sol. St. Comm., 36, 827, 1980.
 - [6] Н.Б.Брандт, В.В.Мошалоков, А.С.Рылик, С.М.Чудинов, Д.Г.Андряинов, Г.П.Колчина. ФТП, 14, 1704, 1980.
 - [7] R.A.Noack. Phys. Stat. Sol. (b), 615, 1978.
 - [8] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М., изд. Наука, 1979.
-