

## КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ПЕРЕХОД ПОЛУМЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК В СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНКАХ ВИСМУТА

В. Н. Молин, В. И. Петросян, П. А. Скрипкина,  
Б. А. Тавгер, Э. И. Дагман, М. Д. Блох

В [1, 2] теоретически предсказан переход полуметалл — полупроводник в пленках при уменьшении их толщины. Если аппроксимировать пленочный потенциал прямоугольной ямой, то указанный переход в пленках висмута должен происходить при толщинах  $L, \sim 300 \text{ \AA}$  [3] для текстурованных образцов; для нетекстурованных образцов толщина перехода  $L, \sim 200 \text{ \AA}$  [4].

Текстурованные пленки  $\text{Bi}$  были исследованы вплоть до толщины  $L \sim 170 \text{ \AA}$  [5, 6], однако переход полуметалл — полупроводник не наблюдался. Смещение красной границы поглощения в пленках  $\text{Bi}$  [7] не свидетельствует о переходе из-за большого температурного размытия ( $T = 300^\circ\text{K}$ ). Указание на существование перехода в сколах  $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{S}_5$  [8] нельзя считать убедительным, так как в работе не определялась концентрация носителей, а сопротивление не имеет роста при  $T \rightarrow 0$ .

Отсутствие перехода вплоть до толщин  $170 \text{ \AA}$ , по-видимому, связано с неточностью модели пленочного потенциала. Учет электронного взаимодействия должен привести к понижению пленочных уровней, т. е. к уменьшению ожидаемой  $L$ , [9].

В данной работе проведено исследование толщинных зависимостей проводимости  $\sigma$ , коэффициента Холла  $R$  и магнетосопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  в сверхтонких пленках  $\text{Bi}$  при  $T = 4,2^\circ\text{K}$  с целью обнаружения перехода полуметалл — полупроводник. Для измерений использовались нетекстурованные поликристаллические пленки в интервале толщин  $60 + 400 \text{ \AA}$ , полученные электрическим взрывом на стеклянных подложках по методике, использованной ранее [4]. Снижение критических толщин пленок обеспечивалось предельно высокими скоростями конденсации (до  $10^3 \text{ мкм/сек}$ ) [10]. Сплошность пленок определялась электронномикроскопически, а также по отсутствию резкого роста удельного сопротивления вплоть до  $L \sim 50 \text{ \AA}$ . Толщина пленок определялась фотометрически по оптическому поглощению с абсолютным эталонированием интерферометрическим методом полос равного хроматического порядка [11] с точностью  $\pm 5 \text{ \AA}$ . Измерения  $\sigma$ ,  $R$ ,  $\Delta\rho/\rho_0$  проводились компенсационным методом, образец помещался непосредственно в жидкий гелий, напряженность магнитного поля  $5000 \text{ э}$ .

Ранее [4] появление щели при уменьшении  $L$  не наблюдалось, что, по-видимому, связано с температурным размытием, которое при температурах  $78 + 300^\circ\text{K}$  порядка величины перекрытия зон в  $\text{Bi}$   $\Delta = 4,3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$ . При  $T = 4,2^\circ\text{K}$  температурное размытие незначительно.

Результаты измерений представлены на рис. 1. Существенным является рост  $|R|$  при уменьшении толщины, начиная с  $L = 140 \text{ \AA}$ . В [4] этого не наблюдалось из-за высокой температуры; в других же работах по КРЭ, такие толщины не достигались. Отметим также значительную величину  $\Delta\rho/\rho_0$ , что (см. ниже), связано со сравнительно высокими подвижностями  $\mu_n$  и  $\mu_p$ .

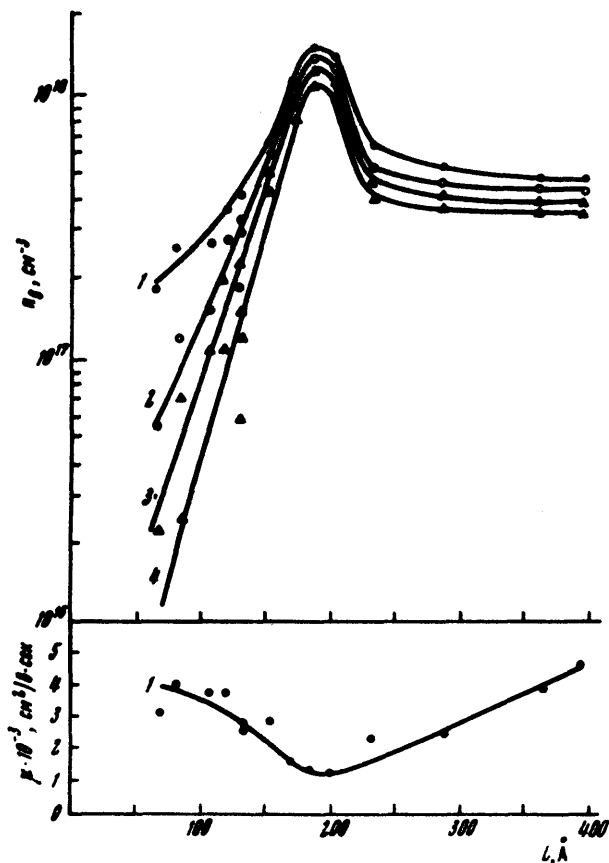


Рис. 1. Зависимость проводимости (1), коэффициента Холла (2), магнетосопротивления (3) от толщины пленок

По измеренным  $\sigma$ ,  $R$ ,  $\Delta\rho/\rho_0$  можно числить концентрации  $n$  и  $p$  и подвижности по формулам (1), если принять какую-либо гипотезу о связи  $n$  и  $p$ :

$$\begin{aligned}
 n\mu_n + p\mu_p &= \frac{\sigma}{e}, & n\mu_n^2 - p\mu_p^2 &= R\sigma^2, \\
 n\mu_n^3 + p\mu_p^3 &= \sigma \left\{ \frac{\Delta\rho c^2}{\rho_0 H^2} + (R\sigma)^2 \right\}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

В тонких пленках следует учитывать влияние поверхностных уровней на концентрацию носителей. Отсутствие эффекта поля, однако, не позволило определить поверхностную концентрацию  $n_s$ .

Результаты расчетов по формулам (1) в предположении  $n = p$ , что соответствует "идеальному" полуметаллу в отсутствии или при полной компенсации поверхностных состояний, представлены на рис. 2. Видно,

что объемная концентрация носителей  $n_b$  падает при уменьшении толщины, начиная с  $L \sim 180 \text{ \AA}$ , что вызвано переходом пленок  $\text{Vi}$  в полупроводниковое состояние. Толщинный интервал  $\Delta L$  падения  $n_b$  в  $e$  раз составляет  $\sim 50 \text{ \AA}$ . Как отмечалось, температурное размытие здесь мало и величина  $\Delta L$  определяется уширением уровней (сглаживанием  $\psi$  функции плотности состояний) из-за рассеяния носителей. Величина  $\mu$  приводит к  $\Delta L$  такого же порядка.

Были проведены также расчеты  $n_b$  в предположении  $n = p + (n_s / L)$  (рис. 2). При разумных значениях  $n_b$  характер зависимости  $n_b(L)$  не меняется, спад  $n_b$  начинается при той же толщине  $L \sim 180 \text{ \AA}$ , меняется лишь  $\Delta L$ .

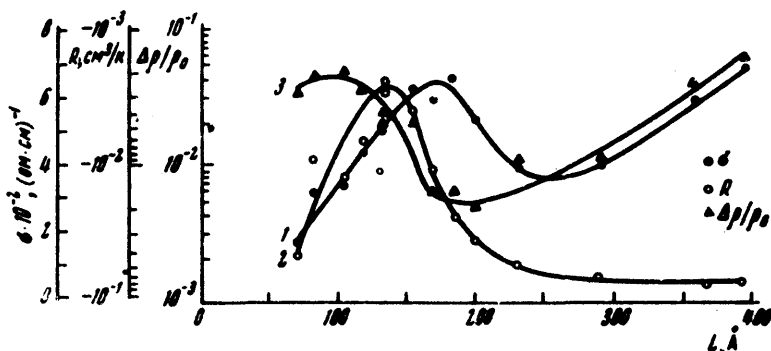


Рис. 2. Зависимость концентрации  $n_b$  и подвижности  $\mu$  от толщины  $L$  при: 1)  $n = p$ ; 2)  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 3)  $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 4)  $n_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Из-за малого различия  $\mu_n$  и  $\mu_p$  приведена одна кривая для  $\mu$

Косвенно о наличии перехода говорит также зависимость  $\mu(L)$ . Возрастание  $\mu$ , начиная с  $L \sim 200 \text{ \AA}$ , по-видимому, вызвано уменьшением рассеяния при уменьшении концентрации заряженных рассеивателей. Таким образом, из зависимости  $n_b(L)$ , а также  $\mu(L)$  следует, что в пленках  $\text{Vi}$  происходит переход полуметалл – полупроводник при  $L, \sim 180 \text{ \AA}$ . Эта величина несколько ниже толщины теоретически рассчитанной из модели прямоугольной ямы, что, как отмечено выше, связано с неточностью модели.

Интересной особенностью зависимости  $n_b(L)$  является рост  $n_b$  при изменении  $L$  от 250 до 180  $\text{ \AA}$ . Аналогичный подъем наблюдался в [6]. При  $n_s \neq 0$  максимум на кривой  $n_b(L)$  несколько понижается, но не исчезает (рис. 2). Удовлетворительное объяснение указанного резкого роста  $n_b$  в настоящее время затруднительно, но, возможно, он связан с вкладом поверхностных состояний. Для "толстых" пленок ( $L > 300 \text{ \AA}$ ) вдали от точки перехода  $L$ , величина концентрации  $n_b$  совпадает с данными других авторов [6, 12].

Выражаем благодарность В.П. Луцкому за содействие в проведении экспериментов, К.С. Киричуку за помощь в вычислительной работе, А.Б. Ржанову, А.Ф. Кравченко и В.П. Мигалю за полезные обсуждения.

## Литература

- [ 1] В.Н.Луцкий. Письма в ЖЭТФ, 2, 391, 1965.
  - [ 2] Б.Б.Сандомирский. ЖЭТФ, 52, 158, 1967.
  - [ 3] И.Гольдцарб. Б.А.Тавгер. ФТТ, 11, 1517, 1969.
  - [ 4] В.И.Петросян, В.Н.Молин, Э.И.Дагман, Б.А.Тавгер, П.А.Скрипкина, Л.Н.Александров. ФММ, 31, 725, 1971.
  - [ 5] V.N.Lutskii. Phys. Status Solidi (a), 1, 199, 1970.
  - [ 6] Ю.Ф.Комник, Е.И.Бухштаб, Ю.В.Никитин, В.В.Андриевский. ЖЭТФ, 60, 669, 1971.
  - [ 7] В.Н.Луцкий, Л.А.Кулик. Письма в ЖЭТФ, 8, 3, 1968.
  - [ 8] R.Schemmel, H.Soonpraа. Solid State Comm., 6, 10, 1968.
  - [ 9] Б.А.Тавгер, Б.Я.Демиховский. УФН, 96, 61, 1968.
  - [ 10] L.N.Alexandrov, E.I.Dagman, V.I.Petrosyan, P.A.Skripkina, V.I.Zelevinskaya. Thin Solid Films, 6, 1, 1970.
  - [ 11] Х.Ф.Беннет, Дж. М.Беннет. Физика тонких пленок, Изд. Мир, 4, 1970.
  - [ 12] В.Н.Луцкий. Автореферат докторской диссертации, Ленинград, 1970;
-