

## О ДВУМЕРНОЙ ПРОВОДИМОСТИ У ПОВЕРХНОСТИ СРАЩИВАНИЯ БИКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ ПРИ УЛЬТРАНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Б.М.Вул, Э.И.Заварицкая*

Проведенные исследования электропроводности вплоть до  $T = 20$  мК позволили установить, что у образцов с  $\sigma_{\square} < \sigma_{min} = e^2/h$  электропроводность  $\sigma$  имеет прыжковый характер и  $\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$ . При  $\sigma_{\square} \gg \sigma_{min}$  зависимость электропроводности от температуры слабая: в диапазоне температур  $0,1 \leq T \leq 4,2$ К изменяется, как  $\ln T$ , а при еще более низких температурах  $\sigma = \text{const}$ .

Исследования электропроводности слоя, примыкающего к плоскости сращивания (100) бикристаллов германия были проведены в интервале температур от 4,2К до 20 мК на бикристаллах с углами наклона от 9 до 25°. В этом случае электропроводность определяется переносом дырок в тонких слоях, толщиной около  $30 \text{ \AA}$ .

При двумерной проводимости переход от металлической к активационной электропроводности происходит при значении

$$\sigma = \sigma_{min} \approx e^2/h \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка. Ниже этого значения  $\sigma$ , представление об электропроводности вырожденного электронного газа становится неприменимым. При этом электропроводность осуществляется прыжками из одного локализованного состояния в другое. Такой процесс, рассмотренный в свое время Моттом для трехмерной среды, приводит

$$\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}],$$

где  $T_0$  — некоторая величина, имеющая размерность температуры<sup>2</sup>.

Аналогичное рассмотрение для двумерной среды дает, что при энергии активации  $W$  вероятность прыжка на некоторое расстояние  $R$  пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{R}{R_0}\right)\exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $R_0$  — средняя длина прыжка,  $k$  — постоянная Больцмана. В двумерном случае энергия активации  $W$  и расстояние  $R$  при температуре  $T$  связаны соотношением

$$W(T)\pi N_0 R^2(T) = 1, \quad (2)$$

где  $N_0$  — плотность состояний, в двумерном случае не зависящая от энергии.

Величина скачка, соответствующего максимуму проводимости,

$$R_m = \left(\frac{2R_0}{\pi N_0 kT}\right)^{1/3}. \quad (3)$$

Тогда в электрическом поле  $E$  плотность тока через образец

$$J = J_0 \exp\left[-\frac{3R_m}{2R_0}\right] \operatorname{sh} \frac{eER_m}{kT}, \quad (4)$$

где

$$J_0 = 4\pi e\sqrt{n}W/h$$

$n$  — поверхностная плотность дырок,  $2\pi W/h$  — примерно равно частоте колебаний заряда в потенциальной яме  $W$ .

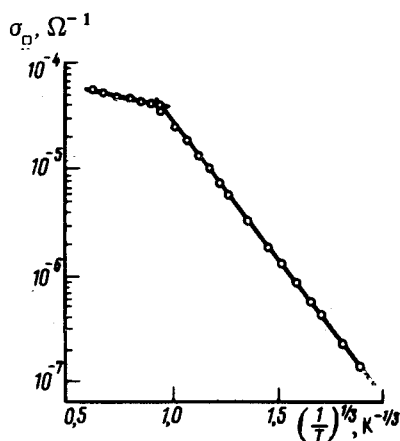


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость электропроводности  $\ln \sigma = f(T^{-1/4})$  у образца №1, изготовленного из бикристалла с углом  $\theta = 9^\circ$

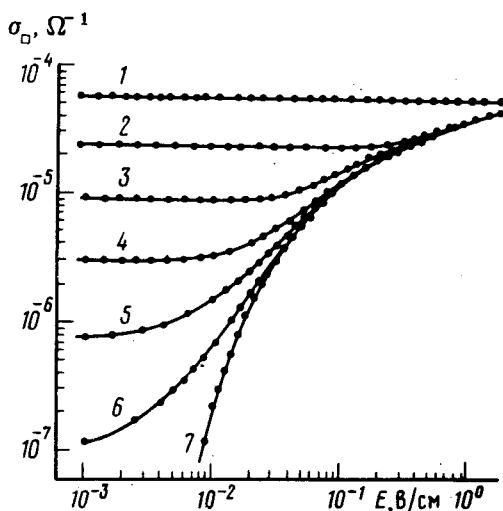


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость электропроводности  $\sigma$  от напряженности электрического поля  $E$  у образца №1 при разных температурах: 1 — 4,2К; 2 — 1,0К; 3 — 0,6К; 4 — 0,4К; 5 — 0,25К; 6 — 0,15К; 7 — 0,10К и 0,05К

В достаточно слабых электрических полях, когда  $eER_m/kT \ll 1$  плотность тока

$$J = 4\pi e^2 / h \sqrt{n} \frac{W}{kT} R_m E \exp\left[-\frac{3R_m}{2R_0}\right], \quad (5)$$

откуда следует, что электропроводность

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-(T_0/T)^{1/3}\right], \quad (6)$$

где

$$T_0 = \frac{27}{4R_0^2 \pi N_0 k}; \quad \sigma_0 = \frac{e^2}{h} \frac{4\pi\sqrt{n}}{(2R_0)^{1/3} (\pi N_0 kT)^{2/3}}. \quad (7)$$

Зависимость электропроводности от температуры у образца №1 с величиной  $\sigma$ , при  $T = 4,2\text{К}$  равной  $1,4 \sigma_{min}$ , приведена на рис. 1. Как видно из этих данных, с понижением температуры электропроводность образца становится равной  $\sigma_{min}$  при  $T = 1,3\text{К}$ . Ниже этой температуры  $\sigma$ , как функция  $T$ , хорошо удовлетворяет зависимости (6) вплоть до наиболее низкой температуры, при этих измерениях равной  $0,15\text{К}$ . Из наклона прямой следует, что у этого образца величина  $T_0 = 190\text{К}$ ; значение  $\sigma_0 \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ . Аналогичные результаты были получены на двух других образцах, данные о которых приведены в таблице.

№№ пп	$\sigma_0$ (4,2К) (эксп)	$T_0$ , К (эксп)	$\sigma_0$ , $\text{Ом}^{-1}$ (эксп)	$R_0$ , см	при $T = 0,2\text{К}$		
					$R_m/R_0$	$R_m$ , см	$W$ , мВ
1	$5,5 \cdot 10^{-5}$	190	$8 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	6,6	$6,6 \cdot 10^{-6}$	0,66
2	$4,0 \cdot 10^{-5}$	310	$6 \cdot 10^{-3}$	$0,77 \cdot 10^{-6}$	7,8	$6,0 \cdot 10^{-6}$	0,78
3	$1,6 \cdot 10^{-5}$	1000	$10 \cdot 10^{-3}$	$0,43 \cdot 10^{-6}$	11,4	$4,9 \cdot 10^{-6}$	1,14

Для оценки величин  $R_0$ ,  $R_m$  и  $\sigma_0$  мы приняли, что плотность состояний  $N_0 = 4\pi m/h^2$ , а масса плотности состояний дырок  $m = 2,9 \cdot 10^{-28} m_0$ , как и в монокристалле, ввиду слабого искажения кристаллической решетки в нашем случае.

Принимая среднее значение температуры, равной  $1\text{К}$ , и учитывая, что поверхностная концентрация дырок  $n \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , из соотношения (7) получаем величину  $\sigma_0 = (7 \div 9) \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ , в хорошем соответствии с найденными экспериментально значениями  $\sigma_0 = (6 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ .

Приведенные результаты измерений относятся к области линейной зависимости тока от приложенного напряжения, что имело место при полях, порядка нескольких мВ/см при  $T = 0,4\text{К}$ . С повышением температуры область закона Ома расширялась на большие напряженности поля. При  $T = 4,2\text{К}$  независимость  $\sigma$  от  $E$  у образца №1 наблюдалась до  $2 \text{ В/см}$ , но в этом случае проводимость не была прыжковой. Зависимость  $\sigma = f(E)$  у образца №1 при разных  $T$  приведена на рис. 2. Как видно из этих данных, в области прыжковой проводимости, при  $T \leq 1\text{К}$ , нелинейная зависимость от поля становится тем более резкой, чем ниже температура. При этом зависимость  $J$  от  $E$  гораздо сильнее, чем это следует из соотношения (4). Этот вопрос будет рассмотрен в одном из следующих сообщений.

У образцов с электропроводностью в исследуемом интервале температур

$$\sigma_0 \gg \sigma_{min}$$

квазиметаллическая двумерная проводимость при понижении температуры от  $T_1$  до  $T$  уменьшается на величину

$$\Delta\sigma = \sigma_0(T_1) - \sigma_0(T) = C \frac{2e^2}{\pi h} \ln \frac{T_1}{T}, \quad (8)$$

где  $C$  — коэффициент порядка единицы<sup>3</sup>.

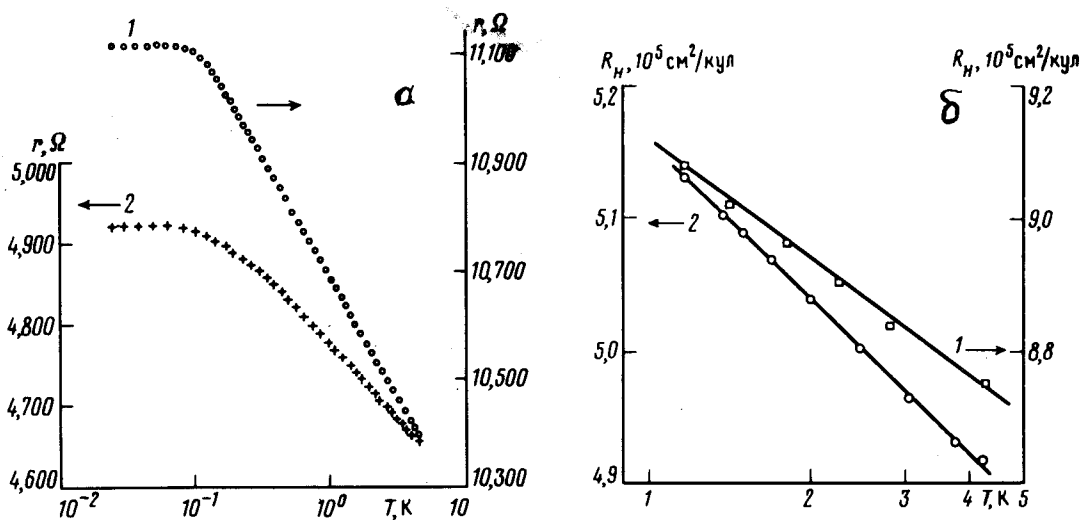


Рис. 3. а – Зависимость сопротивления от температуры у бикристаллов с углами наклона  $\theta = 20 \div 25^\circ$ : 1 – образец №4, с удельным сопротивлением  $\rho = 2 \text{ кОм}$  при  $T = 4,2 \text{ К}$ , 2 – образец №5, с удельным сопротивлением  $\rho = 1,2 \text{ кОм}$  при  $T = 4,2 \text{ К}$ ; б – зависимость коэффициента Холла от температуры: 1 – образец №4; 2 – образец №5

Типичные результаты полученные на бикристаллах с электропроводностью  $\sigma_{\square}(4, 2\text{К}) \gg \gg \sigma_{\text{min}}$  приведены на рис. 3. Для образца, у которого при  $T = 4,2\text{К}$  величина электропроводности в десять раз больше  $\sigma_{\text{min}}$ , с понижением температуры наблюдается хорошо выраженная логарифмическая зависимость от температуры, вплоть до  $0,1\text{К}$ . У другого образца, с еще более высокой проводимостью,  $\sigma_{\square}(4,2\text{К}) = 25\sigma_{\text{min}}$ , логарифмическая зависимость наблюдается до  $0,2\text{К}$ . Аналогичная зависимость имеет место для других пяти исследованных образцов с удельной электропроводностью при  $T = 4,2\text{К}$  от  $20\sigma_{\text{min}}$  до  $3\sigma_{\text{min}}$ . У большей части образцов константа  $C \approx 0,3$ , у двух образцов величина  $C$  была вдвое больше.

При более низких температурах,  $T < 0,1\text{К}$ , проводимость перестает зависеть от температуры и остается для каждого из образцов практически постоянной величиной, вплоть до самой низкой достигнутой нами температуры  $T \approx 20 \text{ мК}$ . Переход от логарифмической зависимости к постоянной величине электропроводности наблюдается при температуре  $T = 0,1\bar{0} - 0,15 \text{ К}$ , независимо от исходной электропроводности этих образцов. Изменение плотности тока от  $10^{-5}$  до  $10^{-7} \text{ А/см}$  не влияло на результаты измерений  $\sigma$ , что исключает возможность нагрева образцов протекающим током. В изученных образцах электронный газ сильно вырожден, а степень беспорядка весьма слабая, что проявляется в очень малом изменении электропроводности, менее 7% в интервале температур от  $4,2$  до  $0,1\text{К}$ ; и при дальнейшем понижении температуры влияние дефектов решетки сказывается все в меньшей степени.

Наряду с исследованием электропроводности на отдельных образцах были проведены измерения зависимости коэффициента Холла  $R_H$  от температуры в магнитных полях, напряженностью  $H_1 = 10 \text{ кЭ}$  и  $H_2 = 20 \text{ кЭ}$ . Напряженность магнитного поля не влияла на величину холловской постоянной. Результаты измерений  $R_H = f(\ln T)$  в диапазоне температур от  $4,2\text{К}$  до  $1,2\text{К}$  приведены на рис. 3, б. Как видно из этих данных, в изученном интервале температур коэффициент Холла возрастает на 3,8% у одного из образцов и на 4,4% у другого. Согласно данным, приведенным на рис. 3, а сопротивление этих образцов возрастает в том же интервале температур соответственно, на 1,9 и 2,2%.

Теоретическая связь между относительными изменениями  $\rho$  и  $R_H$  рассмотрена в работе <sup>4</sup>.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Чуенкову и О.И.Лойко за помощь в работе, А.Г.Аронову и Д.Е.Хмельницкому за обсуждение результатов, К.Н.Зиновьевой и В.Н.Крутихину за возможность провести измерения на установке при ультранизких температурах.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 апреля 1983 г.

#### Литература

1. Вул Б.М., Заварицкая Э.И. ЖЭТФ, 1979, 76, 1089.
  2. Mott N.F. Phil. Mag., 1969, 19, 835,
  3. Ando T., Fowler A.B. Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
  4. Altshuler B.L. Khmel'nitzkii D., Larkin A.I., Lee P.A. Phys. Rev., 1980, B22, 5142.
-