

СОПРОТИВЛЕНИЕ ВИСМУТОВЫХ МИКРОКОНТАКТОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И.Л.Броневой, Ю.В.Шарвин

Обнаружен максимум дифференциального сопротивления $\frac{\partial U}{\partial J}(U)$ висмутовых микроконтактов при $U = 0$. $\frac{\partial U}{\partial J}(0)$ возрастает с понижением температуры, как сопротивление сильно деформированного висмута. Форма максимума соответствует представлению о разогреве электронного газа вблизи контакта до эффективной температуры большей температуры решетки.

Микроконтакты изготовлялись путем приведения в соприкосновение проволоки ϕ 100 мк с массивным образцом или другой проволокой с последующей сваркой током при азотной или гелиевой температуре, напряжении 100 В и балластном сопротивлении 1 МОм.

При исследовании дифференциальных вольт-амперных характеристик $\frac{\partial U}{\partial J}(U)$ контактов между образцом из чистого висмута $\frac{\rho_{4,2\text{К}}}{\rho_{293\text{К}}} > 200$ и проволоками из различных металлов (Cu, W, Bi) вблизи $U = 0$ устойчиво появлялась особенность, имевшая наиболее простой симметричный вид в случае проволоки из чистого висмута (рис. 1, кривая 1). Изменение формы пика в интервале $-4 < U < 4$ мВ в зависимости от температуры представлено кривыми 2 – 7 рис. 1. Подобные же кривые наблюдались и в случае контактов, образованных двумя скрещенными висмутowymi проволоками, у которых два конца служили токоподводами и два других – потенциальными выводами, и в случае контактов, образовавшихся при механическом разрушении проволоки в жидком гелии (кривая 8, рис. 1). Магнитные поля меньше 4 кэ практически не влияли на форму пика. В контрольных опытах с контактами Cu – Cu эффект отсутствовал. Измерения производились модуляционным методом [1] на частоте 975 гц при амплитуде модуляции 0,02 – 0,04 мВ.

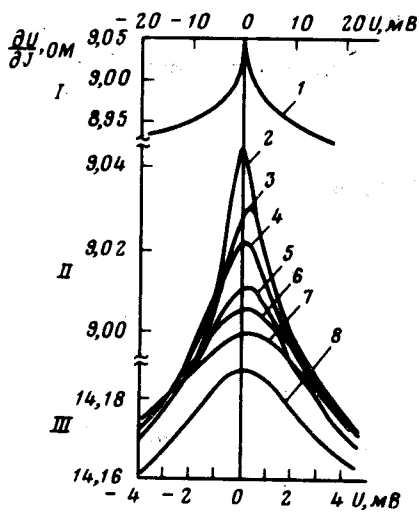


Рис. 1. Зависимость $\frac{\partial U}{\partial J} U$: 1 – контакт монокристалл + проволока, $T = 1,34\text{К}$ (верхняя шкала для U , шкала I для $\frac{\partial U}{\partial J}$). 2 – 7 – тот же контакт в растянутой шкале U при температурах 2 – 1,34К, 3 – 1,95К, 4 – 2,41К, 5 – 2,92К, 6 – 3,53К, 7 – 4,2К. 8 – контакт внутри трещины в проволоке, образовавшейся при гелиевых температурах. $T = 2,41\text{К}$ (III шкала для $\frac{\partial U}{\partial J}$)

Температурная зависимость $\left(\frac{\partial U}{\partial J}\right)_{U \rightarrow 0} = R(T)$ для пяти контактов показана на рис. 2. Несмотря на существенное различие в величине сопротивления, его относительное изменение не сильно варьируется от контакта к контакту. Это заставляет предположить, что температурная зависимость связана с особыми свойствами вещества в районе контакта, а не с его формой и размерами. Исходная проволока имела при 4,2К $\rho = 3,3 \cdot 10^{-9}$ Ом·см и обычную зависимость $\rho(T)$, показанную на рис. 2.

Мы проделали несколько предварительных опытов по определению сопротивления сильно деформированного висмута. Проволока $\varnothing 100$ мк сплющивалась при гелиевой температуре до толщины ~ 50 мк на длине ~ 1 см. После снятия деформирующего нажима проволока сохраняла приобретенные ею сверхпроводящие свойства (например, $R(4,2\text{ K}) = 4$ Ом, а $R(1,3\text{ K}) = 0,3$ Ом). После отжига в течение нескольких часов при азотной температуре сверхпроводимость, по-видимому, исчезала — сопротивление при 4,2 К оказывалось в несколько раз большим, чем до отжига, а его температурная зависимость становилась близкой к характеристикам контактов. На рис. 2 представлены данные для деформированной проволоки с $\rho = 1,9 \cdot 10^{-3}$ Ом · см. Возможно, что насыщение роста сопротивления микроконтакта при 0,5 К на рис. 2 свидетельствует о начале сверхпроводящего перехода, также как и неустойчивость, приводившая к разбросу точек при $T < 0,7$ К.

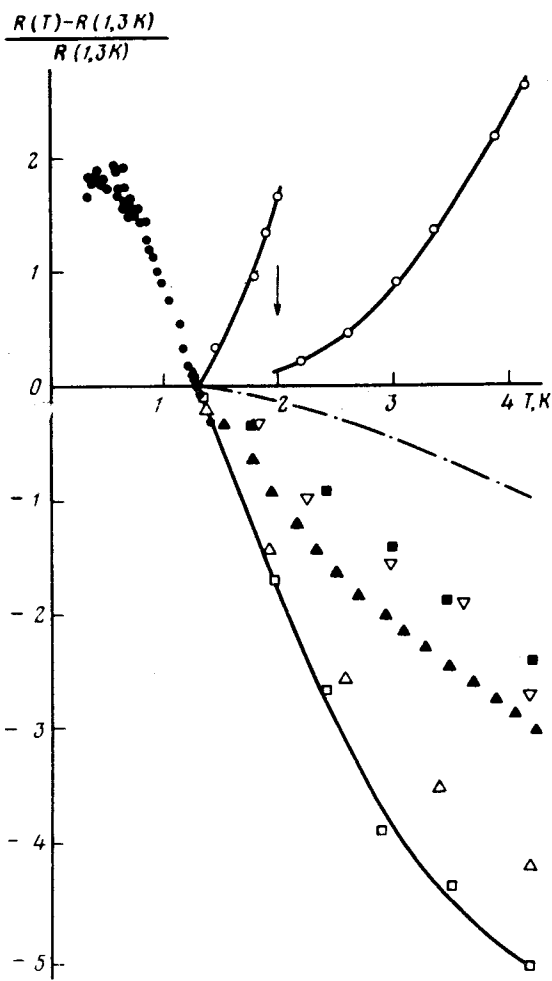


Рис. 2. Зависимость $R = \frac{\partial U}{\partial J} U \rightarrow 0$ от температуры. Для микроконтактов: □ — монокристалл + проволока (кривые 2 — 7 на рис. 1); ■ — контакт внутри трещины в проволоке (кривая 8 на рис. 1); ◇, ●, Δ — скрещенные проволоки с сопротивлением контакта при 4,2 К соответственно 55; 15 и 3,5 Ом. Для проволок: o — недеформированная проволока. В правой части кривой масштаб уменьшен в 10 раз. ▲ — сплюснутая проволока

Количество дефектов в металле вблизи микроконтакта, видимо, настолько велико, что длина свободного пробега электронов l_D уже мала по сравнению с диаметром контакта d . При этом условии $R = \rho/d$.

Уменьшение $\partial U/\partial J$ при увеличении U можно связать с нагревом электронов, диффундирующих в районе контакта, до эффективной температуры Θ , определяемой из зависимости сопротивления от T для данного контакта, т.е. из соотношения $R(\Theta) = \frac{\partial U}{\partial J}(U)$.

С другой стороны величина Θ входит в уравнение теплопередачи от системы электронов к решетке, которая предполагается находящейся при температуре гелиевой ванны T . Согласно [2, 3] плотность мощности, передаваемой решетке висмута, $w = \alpha(\Theta^3 - T^3)$, где $\alpha = 7,6 \text{ вт/см}^3 \cdot \text{К}^3$. Отсюда по порядку величины

$$\frac{U^2}{R} \approx d^3 \alpha (\Theta^3 - T^3).$$

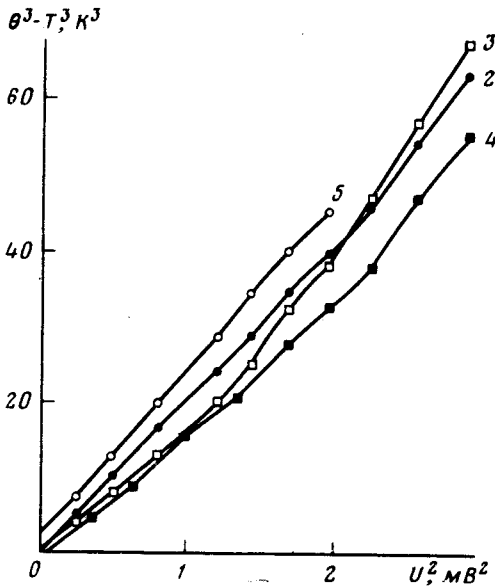


Рис. 3

На рис.3 величина $\Theta^3 - T^3$, определенная для кривых 2 – 5 рис.1 при помощи нижней кривой на рис.2, отложена, как функция U^2 . Использование при построении графика второй или четвертой степени Θ и T привело бы к большему отличию кривых от прямой. Из наклона кривых можно определить для данного контакта величину $d = 10^{-3}$ см и $\rho = 10^{-2}$ Ом·см. Принимая для висмута $\rho l = 2,8 \cdot 10^{-8}$ Ом·см² [4], получаем $l_D = 3 \cdot 10^{-6}$ см $\ll d$. Диффундируя, электрон смещается

на расстояние $\sqrt{l_D l_{eph}}$ порядка d между двумя электрон-фононными столкновениями (для висмута можно принять $l_{eph} = 1,9 \cdot T^{-2}$ см [5]). Электрон, таким образом, отдает свою энергию решетке вблизи контакта, что оправдывает применение для оценок уравнения локальной теплопередачи. Оценка теплопроводности решетки с плотностью дефектов, определенной из величины ρ , согласно [6] показывает, что температура решетки вблизи контакта практически равна температуре ванны.

В настоящее время трудно сделать определенные предположения относительно механизма наблюдаемого роста сопротивления с понижением температуры. Изменение концентрации носителей с температурой, вычисленное согласно [7], дает существенно меньший эффект (штрихпунктирная кривая на рис. 2).

Авторы благодарны А.Ф. Андрееву, Н.В. Заварицкому, И.П. Крылову и Э.И. Рашба за обсуждение результатов.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 июня 1978 г.

Литература

- [1] И.П. Михин, И.К. Янсон. Физика конденсированного состояния, изд. ФТИНТ АН УССР, **29**, 122, 1973.
 - [2] М.И. Каганов, И.М. Лифшиц. Л.В. Танатаров. ЖЭТФ, **31**, 232, 1956.
 - [3] И.П. Крылов, Ю.В. Шарвин. Письма в ЖЭТФ, **23**, 166, 1976.
 - [4] В.С. Эдельман. УФН, **123**, 257, 1977.
 - [5] И.Н. Жиляев, Л.П. Межов-Деглин. ЖЭТФ, **70**, 971, 1976.
 - [6] В.Н. Копылов, Л.П. Межов-Деглин. ФТТ, **15**, 13, 1973.
 - [7] Г.Д. Белов, Ф.Г. Серова. Известия высш. уч. зав., сер. Физика, **6**, 139, 1969.
-