

О ХАРАКТЕРЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ НИТЕВИДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ МЕДИ

Р.В.Исаева

До недавнего времени на основании экспериментальных данных как по проводимости тонких поликристаллических образцов (фольги, проволоки, пленок), так и по аномальному скин-эффекту считалось, что в реальных образцах практически все электроны, принимающие участие в переносе заряда, диффузно рассеиваются на поверхности [1-4].

Однако, за последнее время было обнаружено, что зеркальное отражение электронов от поверхности играет существенную роль в проводимости ряда объектов [5-10]. Условия, при которых возникает это явление, еще мало изучены.

В данной работе в качестве объектов для исследования характера отражения электронов проводимости использовались нитевидные монокристаллы меди, обладавшие малыми размерами и имеющие естественную кристаллографическую огранку. Это, очевидно, должно способствовать зеркальному отражению или регулярной дифракции электронов на поверхности, возможность которой должна быть учтена для электронов с длиной волны, меньшей чем период расположения атомов на кристаллической грани.

Нитевидные монокристаллы получались восстановлением спектрально чистого йодида меди в потоке водорода при температуре $610-620^{\circ}\text{C}$ [11]. Они получались трех кристаллографических ориентаций ($[100]$ с ква-

дратным сечением, [IIO] с прямоугольным сечением и [III] с шестиугольным сечением).

Для исследований отбирали под микроскопом прямые упругие, однородные по толщине нитевидные монокристаллы различных диаметров с оптически гладкими поверхностями и с шестиугольными или мало отличающимися от квадратных сечениями. Исследуемый образец располагался между четырьмя нитевидными монокристаллами, которые работали как пружины и служили токовыми и потенциальными подводами. Диэлектрический окисный слой в месте контактов пробивался напряжением в 300 в, приложенным к контакту через сопротивление $\sim 10^6$ ом. Полученные этим способом электрические контакты были достаточно надежными. Длину образцов между контактами измеряли при помощи микроскопа. Среднюю площадь сечения (S) определяли из величины сопротивления при комнатной температуре, диаметр полагался равным \sqrt{S} , $\rho_{\text{комн}}$ принималось равным $1,68 \cdot 10^{-6}$ ом.см. Измерения сопротивления образцов проводили при комнатной и гелиевой температурах при помощи потенциометрической схемы. ρ при $4,2^\circ\text{K}$ определялось из соотношения

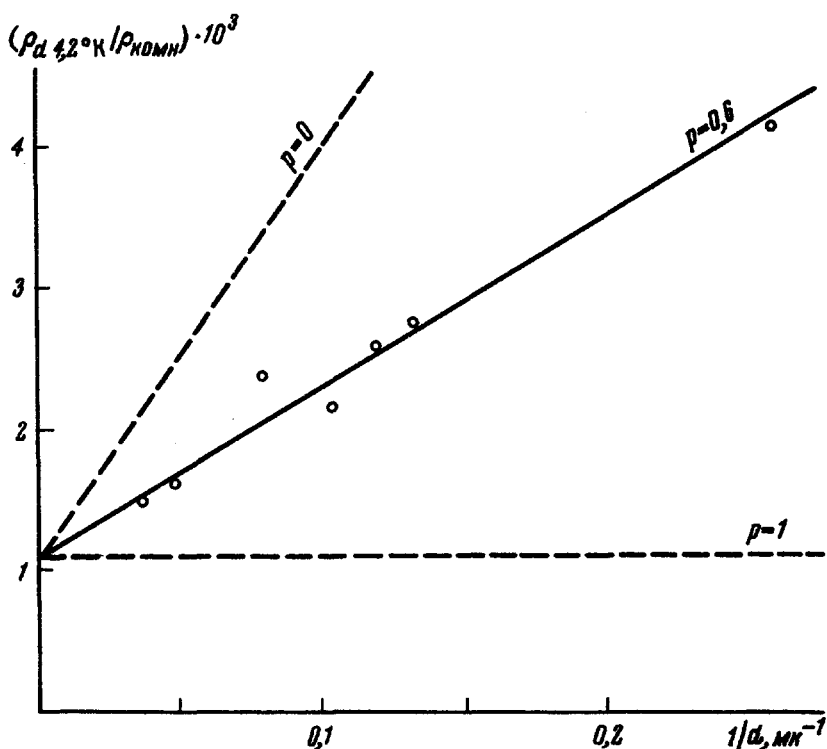
$$\rho_{4,2^\circ\text{K}} / \rho_{\text{комн}} = R_{4,2^\circ\text{K}} / R_{\text{комн}} .$$

В значениях $\rho_{4,2^\circ\text{K}}$ для нитевидных монокристаллов различных партий наблюдался большой разброс, вероятно, связанный с вариацией количества примесей в монокристаллах. Несмотря на это, полученные нами предварительные данные для нитевидных монокристаллов самой чистой партии все же позволяют сделать некоторые достаточно достоверные выводы о характере отражения электронов на гранях монокристаллов.

Для интерпретации экспериментальных данных воспользуемся простейшей теорией проводимости тонких образцов металлов, имеющих сферическую поверхность Ферми [I2]. Для меди, у которой Ферми-поверхность имеет форму слегка искаженных сфер, связанных сравнительно тонкими перемычками, эта теория должна быть приблизительно справедлива. Согласно этой теории, ρ толстых проволок ($d \gg \lambda$) металлов определяется соотношением

$$\rho_d = \rho_\infty [1 + C(1 - p) \lambda/d], \quad (I)$$

где ρ_∞ - удельное сопротивление массивного образца, λ - длина свободного пробега электронов в массивном образце, d - средний диаметр образца, p - параметр, который означает долю электронов, зеркально отраженных от поверхности, C - константа, равная $3/4$ при $d \gg \lambda$. Таким образом, ρ_d является линейной функцией $1/d$. Сравнение с численными расчетами, проделанными Зонхеймером в широком интервале значений d/λ (см. [12] табл. 2) показывает, что формула (I) может быть применена и при меньших значениях $d \sim 0,1\lambda$, причем коэффициент C слабо зависит от p и вблизи $p = 0,5$ $C = 0,8$ (при $p=0$ $C \approx 1$).



На рисунке даны значения $\rho_{4,2^\circ\text{K}} / \rho_{\text{комн}}$ в зависимости от $1/d$ при $T = 4,2^\circ\text{K}$ для семи наиболее чистых нитевидных монокристаллов. Линейная экстраполяция наших данных до значения $1/d = 0$ дает $\rho_\infty = 1,9 \cdot 10^{-9}$ ом.см при $T = 4,2^\circ\text{K}$. Приняв для меди $\rho\lambda = 0,65 \cdot 10^{-11}$ ом.см² по Чемберсу, что находится в хорошем согласии с величиной $\rho\lambda$, полученной по модели свободных электронов ($\rho\lambda = 0,63 \cdot 10^{-11}$ ом.см²),

находим, что длина свободного пробега электронов проводимости в массивном образце с указанным значением ρ_{∞} равна 34 мк. Таким образом, исследованные образцы имели размеры ($d = 3,85-20$ мк) меньше или порядка длины свободного пробега электронов проводимости. Сопоставив экспериментальные данные с соотношением (I) при $C = 0,8$, находим, что $p = 0,6$, т.е. 60% электронов проводимости отражается от поверхности зеркально. Для сравнения на рисунке приведена зависимость $\rho_{4,2^{\circ}\text{K}}/\rho_{\text{комн}}$ от $1/d$ при полном зеркальном ($p=1$) и при полном диффузном ($p=0$) отражении электронов от поверхности образцов такой же чистоты (пунктирные линии).

Наличие частичного зеркального отражения можно показать и без предположения одинаковости чистоты исследованных нитевидных монокристаллов. Для наиболее тонкого из исследованных образцов ($d=3,85$ мк) из соотношения (I)

$$\rho_d \geq 0,8 \rho_{\infty} (1-p) \lambda / d .$$

Следовательно,

$$p \geq 1 - 1,25 \frac{\rho_d d}{\rho_{\infty} \lambda} \quad (2)$$

Подставив в (2) $\rho \lambda = 0,65 \cdot 10^{-11}$ ом.см², $\rho_d = 6,1 \cdot 10^{-9}$ ом.см, получим $p = 0,47$.

Возможно, что при улучшении условий эксперимента зеркальное отражение электронов от поверхности нитевидных монокристаллов могло бы быть более полным. В частности, было бы целесообразно устранить возможность окисления поверхности образцов на воздухе.

Автор благодарен академику П.Л.Капице за предоставление возможности работы в Институте физических проблем АН СССР, Д.В.Шарвину за руководство работой и Д.А.Осипьяну за интерес к работе.

Московский
физико-технический институт

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18 июля 1966 г.

Литература

- [1] E.T.S.Appleyard, A.C.B.Lovell. Proc. Roy. Soc., A. 158, 718, 1937.
- [2] E.R.Andrew. Proc. Phys. Soc., A62, 77, 1949.
- [3] D.K.C.MacDonald, K.Sarginson. Proc. Roy. Soc., A 203, 223, 1950.
- [4] R.G.Chambers. Proc. Roy. Soc., A 215, 481, 1952.
- [5] M.S.P.Lucas, Appl. Phys. Lett., 4, 73, 1964.
- [6] K.L.Chopra, L.C.Bobb. Acta Mett., 12, 807, 1964.
- [7] K.L.Chopra. Phys. Lett, 15, 21, 1965.
- [8] Д.Ларсен, Б.Т.Бойко. ФММ, 21, 150, 1966.
- [9] A.N.Fridman, S.H.Koenig, I.B.M. J.Res. Develop. 4, 158, 1960.
- [10] М.С.Ханкин. ЖЭТФ, 47, 878, 1964.
- [11] S.Brenner. Acta Met., 4, 62, 1956.
- [12] E.H.Sonheimer. Advanc. Phys. 1, 1, 1952.