

## ФЛУКТУАЦИИ ПРОВОДИМОСТИ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ВИСМУТОВЫХ ПРОВОДНИКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В.Т.Петрашов, П.Рейндерс<sup>1)</sup>, М.Спрингфорд<sup>1)</sup>*

Впервые наблюдались универсальные флуктуации проводимости полуметаллических (висмутовых) проводников в магнитном поле и было обнаружено, что в спектре флуктуаций существуют доминирующие частоты, которые связываются с наличием упорядочения в дефектной структуре образцов.

В проводниках достаточно малых размеров существенную роль начинает играть интерференция электронов проводимости. Такие проводники можно рассматривать, по существу, как электронные интерферометры, а их электропроводность может быть выражена в терминах квантовомеханического коэффициента прозрачности<sup>1</sup>. Коэффициент прозрачности, а следовательно и проводимость, оказываются очень чувствительными к конкретному расположению дефектов, примесей, других рассеивателей. Перемещения рассеивающих центров на расстояния порядка длины волны электронов приводят к изменениям проводимости, флуктуациям<sup>2</sup>. При достаточно низких температурах, как было показано в работах<sup>3, 4</sup>, средний квадрат флуктуации полной проводимости (кондактанса)  $G$  должен быть универсальным для любых образцов и равен по порядку величины

$$\langle \delta G^2 \rangle \simeq (e^2 / \hbar)^2 .$$

Проводники, флуктуациями проводимости которых по сравнению с ее средними значениями пренебречь нельзя, принято называть мезоскопическими, а сами флуктуации — универсальными.

Согласно выдвинутой в работе<sup>4</sup> гипотезе эргодичности изменение магнитного поля, в которое помещен мезоскопический проводник, приводит к флуктуациям проводимости, аналогичным тем, которые происходят при изменениях в структуре рассеивающих центров. Флуктуации проводимости мезоскопических металлических проводников (в золоте и его сплавах) наблюдались в работах<sup>5</sup>, а в полупроводниковых системах — в работах<sup>6</sup>.

В настоящей работе наблюдались универсальные флуктуации проводимости полуметаллических (висмутовых) проводников и было обнаружено, что в спектре флуктуаций существуют доминирующие частоты, которые могут быть связаны с наличием упорядочения в дефектной структуре образцов.

<sup>1)</sup> Сассекский университет, Брайтон, Англия.

Образцы представляли собой висмутовые полоски шириной 1 – 2 микрона, длиной 10 – 20 микрон и толщиной 600 Å. Геометрия образцов показана на вставке рис. 1. Образцы напылялись термически, использовалась фотолитография. Схема измерений представляла собой мост Уитстона, частью которого был образец. Потенциальными служили контакты 2 – 4, т. е. измерялась разность сопротивлений участков 2 – 3 и 3 – 4, монотонная часть сопротивления при этом в значительной степени компенсировалась. Измерения проводились на частоте 31 Гц, при температурах 0,02 – 0,9 К, в перпендикулярных поверхности пленки магнитных полях до 10 кГс, в режиме постоянной амплитуды измерительного тока  $i \approx 50$  нА. Полное сопротивление структуры  $R = 1/G$  между контактами 2 и 4 при гелиевых температурах равнялось примерно 1,5 кОм и уменьшалось в три раза при повышении температуры до комнатной.

На рис. 1 приведены примеры экспериментальных записей. Наблюдаются флуктуации магнитосопротивления, величина которых растет с понижением температуры. Форма кривых воспроизводится с высокой точностью. Амплитуда флуктуаций при температуре 0,1 К равна приблизительно  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Случайная функция  $R(H)$  может быть охарактеризована автокорреляционной функцией

$$K(\Delta H) = \langle R(H)R(H + \Delta H) \rangle - \langle R(H) \rangle^2.$$

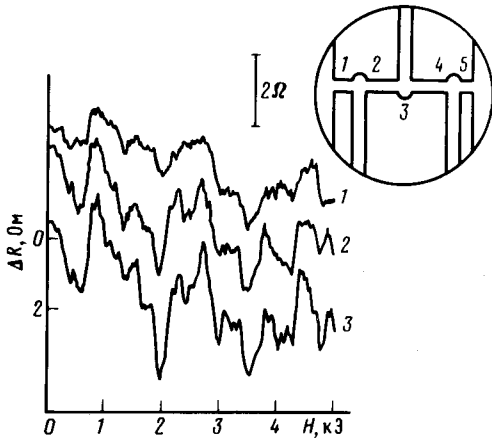


Рис. 1

Рис. 1. Флуктуации магнитосопротивления висмутовых проводников при различных температурах: 1 – 0,9 К; 2 – 0,5 К; 3 – 0,1 К

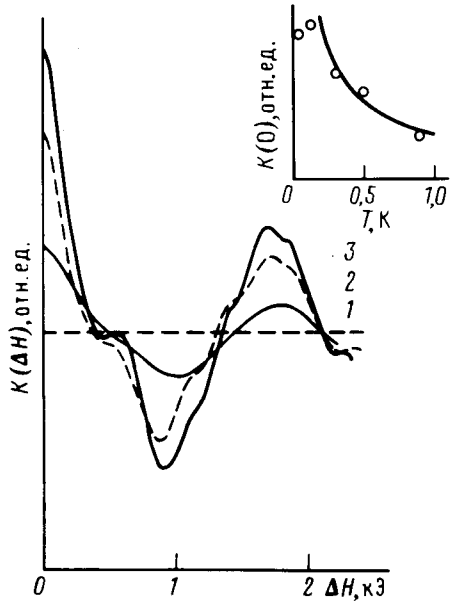


рис. 2

Рис. 2. Зависимость автокорреляционной функции флуктуаций для  $\Delta H = 0$  от температуры. Автокорреляционная функция  $K(\Delta H)$  при температурах: 1 – 0,9 К; 2 – 0,3 К; 3 – 0,1 К

Величина  $K(\Delta H)$  для мезоскопических флуктуаций была вычислена в работе <sup>7</sup>. Амплитуда флуктуаций зависит от соотношений между линейными размерами образца  $L_i$  ( $i = x, y, z$ ) и характерными длинами  $L_T = \sqrt{D \hbar / kT}$ ,  $L_e = \min \{ \sqrt{D \tau_{in}}, L_x \}$ , где  $L_x$  – размер образца в направлении тока,  $D$  – коэффициент диффузии электронов,  $\tau_{in}$  – время между неупругими столкновениями:

$$K(\Delta H = 0) \simeq \left( \frac{e^2}{\hbar} \right)^2 R_0^4 \frac{1}{L_x^3} \begin{cases} L_z L_y L_T, & d = 3 (L_T < L_i) \\ L_y L_T, & d = 2 (L_z < L_T < L_{y,x}) \\ L_e L_T^2, & d = 1 (L_{y,z} < L_T < L_x) \end{cases} \quad (1)$$

На вставке рис. 2 изображена экспериментальная зависимость  $K(\Delta H = 0)$  от температуры.

В наших условиях коэффициент диффузии  $D \approx 100 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $L_T(T = 0,1 \text{ К}) \approx 1 \text{ мк}$ ,  $L_e(T = 0,1 \text{ К}) \approx 1 \text{ мк}$  (здесь использовались результаты работы <sup>8</sup>). Согласно (1), мы находились в условиях двумерной диффузии и  $K(\Delta H = 0)$  должна изменяться с температурой по закону  $T^{-1}$ . Насыщение и даже некоторое уменьшение величины  $K$  при температурах ниже 0,1 К может быть связано, как показывают оценки на основе результатов работы <sup>8</sup>, с разогревом электронной системы образца измерительным током. При температурах 0,1 – 0,9 К величина  $K(0)L_x^3/R_0^4 L_y L_T^2 \approx (e^2/\hbar)^2$ , что хорошо согласуется с предсказаниями теории универсальных мезоскопических флуктуаций <sup>7</sup>.

На рис. 2 изображена автокорреляционная функция  $K(\Delta H)$  для  $\Delta H = 0 - 2,5 \text{ кЭ}$  при разных температурах. Обращает на себя внимание наличие максимумов на кривых, положение которых воспроизводится при различных температурах, а их амплитуда растет с понижением температуры. Наличие этих максимумов говорит о том, что в спектре флуктуаций есть характерные доминирующие частоты. Из этого, в свою очередь можно сделать вывод о том, что в образце существуют выделенные площади электронных орбит.

Мы исследовали наши образцы с помощью растрового электронного микроскопа и обнаружили, что пленка имеет ярко выраженную дефектную структуру, возникающую в ходе термического напыления висмута. Дефекты представляют собой микробугорки, центры которых можно локализовать с точностью не хуже 0,02 микрона. Нами была вычислена парная корреляционная функция  $P(D)$ , характеризующая распределение  $D$  между различными парами дефектов. Оказалось, что эта функция не является константой, как в случае полностью хаотичного распределения, и имеет вид, соответствующий ближнему упорядочению с характерным расстоянием между ближайшими соседями  $D_0 = 0,16 \pm 0,02 \text{ мкм}$ . Независимо от природы дефектов и от механизма взаимодействия электронов проводимости с дефектами в системе диффундирующих через образец электронов должны возникнуть выделенные траектории с характерной площадью  $S_0 \approx 0,026 \text{ мкм}^2$ . Этим траекториям должны соответствовать периоды осцилляций  $\Delta H = 1600 \pm 400 \text{ Э}$  с квантом потока:  $\phi_0 = \hbar c/e$ , и с периодом  $\Delta H'' = 800 \pm 200 \text{ Э}$  для "сверхпроводящего" кванта  $\phi_0/2$ .

Доминирующим периодом флуктуаций в нашем случае является (рис. 2)  $\Delta H \approx 1800 \text{ Э}$ , и наиболее вероятным объяснением наличия этих периодов является существование выделенных траекторий, возникающих из-за взаимодействия электронов с дефектами, вклад в проводимость которых осциллирует с периодом, соответствующим кванту потока  $\phi_0$ . Тот факт, что эти осцилляции не исчезают из-за усреднения остается невыясненным и, возможно, говорит о корреляции вкладов в проводимость соответствующих им электронных траекторий. Эта корреляция может быть следствием того, что в исследовавшихся образцах характерные диаметры траекторий  $D_0$  намного меньше длины сбой фазы электронов  $L_e$ , а длины волн  $\lambda$  электронов проводимости порядка  $D_0$  (в нашем случае  $L_e/D_0 \approx 10$ ,  $D_0 \approx \lambda \approx 0,1 \text{ мкм}$ ).

Вопрос о мезоскопических осцилляциях в системах с упорядочением заслуживает дополнительного изучения.

В заключение авторы благодарят Д.Е.Хмельницкого, Б.З.Спивака за полезные обсуждения результатов, К.Старбарка за техническую помощь. Часть работы была проделана в Сассекском Университете (Великобритания), авторы благодарят Британский Совет по науке и технике (SERC) за финансовую поддержку. Один из авторов (В.Т.П.) благодарит за предоставленную возможность работы в рамках соглашения между Академией наук СССР и Королевским обществом в Лондоне.

#### Литература

1. Landauer R. Phil. Mag., 1970, 21, 863.
2. Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2692.
3. Альтшулер Б.Т. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 520.

4. *Lee P.A., Stone A.D.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1622.
5. *Webb R.A., Washburn S., Umfach C.P., Laibowits R.B.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 485.
6. *Licini J.C., Bishop D.J., Kastner M.A., Melngailis J.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 2987.
7. *Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 291.
8. *Dorozhkin S.I., Lell F., Schoepe W.* Sol. St. Comm., 1986, **60**, 245.

Институт проблем технологии, микроэлектроники  
и особочистых материалов

---

Поступила в редакцию  
3 апреля 1987 г.