

## МИКРОКОНТАКТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА

И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко,  
В.В. Фисун, О.А. Миронов, С.В. Чистяков,  
А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко

Впервые с помощью микроконтактов исследована энергетическая щель сверхпроводящих полупроводниковых сверхрешеток PbTe–PbS как ниже критической температуры  $T_c = 3,9$  К, так и во флуктуационной области  $T > T_c$ . Обнаружено, что величина щели и ее термополевая зависимость определяются положением микроконтакта внутри сверхрешетки.

Эпитаксиальные полупроводниковые сверхрешетки (СР) PbTe–PbS изготавливались методами вакуумной технологии на подложках (001) KCl и имели число периодов  $N = 1,5$  и  $10$ . Основное внимание было уделено трехслойному сэндвичу PbS–PbTe–PbS/(001)KCl (см. рис. 1а), который является минимальной структурной единицей ( $N = 1,5$ ) проявляющей сверхпроводящие (СП) свойства. Ранее было установлено, что СП в этой системе имеет квазидвумерный характер и обусловлена наличием регулярных квадратных сеток краевых дислокаций несоответствия (ДН) на гетерограницах (ГГ). Для СР с  $N = 10$  в температурной зависимости  $H_{C2}^{\parallel}(T)$  наблюдается кроссовер – переход от трехмерного поведения в области температур  $3,2 < T < 3,8$  К к двумерному при  $T < 3,2$  К, что обусловлено температурной зависимостью длины когерентности  $\xi^{\perp}(T)$ . При  $T = 3,2$  К имеем  $\xi^{\perp} \approx D$ , где  $D = 35$  нм – период СР, а при  $T < 2,1$  К  $\xi^{\perp}(T) = (6 \div 8)$  нм  $< D$  и СП локализуется вблизи сетки ДН при любых  $N$ . При  $T > T_c$  можно определить размерность сверхпроводящих флуктуаций (СПФ), анализируя резистивные переходы аналогично <sup>2</sup> с учетом специфики слоистых СП <sup>3</sup>. Оказалось (см. рис. 2а), что при  $4,4 < T < 5$  К  $\xi^{\perp} = (5 - 10)$  нм и температурная зависимость добавки от СПФ к проводимости соответствует ситуации, промежуточной между двумерным и трехмерным случаями. При более высоких температурах  $5 < T < 7$  К  $\xi^{\perp} < 5$  нм и СПФ носят нульмерный характер – СП локализуется в узлах сетки ДН.

Микроконтакты (МК) создавались между острием медной монокристаллической пирамиды и СР перпендикулярно слоям (см. рис. 2б). Для подробного изучения отбирались МК с вольт-амперными характеристиками (ВАХ), первая производная  $dV/dI$  которых имела минимумы (рис. 1б и 2г), расположенные вблизи  $V = 0$  ( $V$  – напряжение на МК) симметрично относительно оси ординат. Обычно такие минимумы связывают с проявлением энергетической щели  $\Delta$  на ВАХ ScN- и ScS-контактов с размерами меньше  $\xi^{\perp}$ . Избыточный ток  $I_{\text{нзб}}$  в таких МК обычно пропорционален параметру порядка вблизи микросужения. Размер наших МК, однако, не мал. Оценка диаметра МК дает  $d^{\text{МК}} \sim 10$  нм. Учет барьерного отражения электронов, обусловленного туннельностью, приведет к еще большим значениям  $d^{\text{МК}}$ . Следовательно, существующие теории для определения величины и температурных зависимостей  $\Delta(T)$  и  $I_{\text{нзб}}(T)$ , строго говоря, не применимы. Мы будем связывать положение минимума  $dV/dI$  на оси  $eV$  именно с  $\Delta$ , учитывая его независимость от сопротивления контакта, то есть от плотности тока через МК. Оказалось, что ВАХ МК, по-видимому зависит от глубины возникновения микрозакоротки в СР. Для трехслойных структур ( $N = 1,5$ ), характеристики которых приведены на рис. 1 и рис. 2, она, вероятно, образовалась внутри слоя PbTe недалеко от сверхпроводящей ГГ (случай В на рис. 1а). Об этом свидетельствует наличие  $I_{\text{нзб}}$  вплоть до самых низких  $T$ , что становится понят-

ным из-за обогащения слоев PbTe электронами за счет разности работ выхода для PbTe и PbS. У некоторых МК на СР с  $N = 10$  исчезал при  $T < 2,5$  К, что можно объяснить

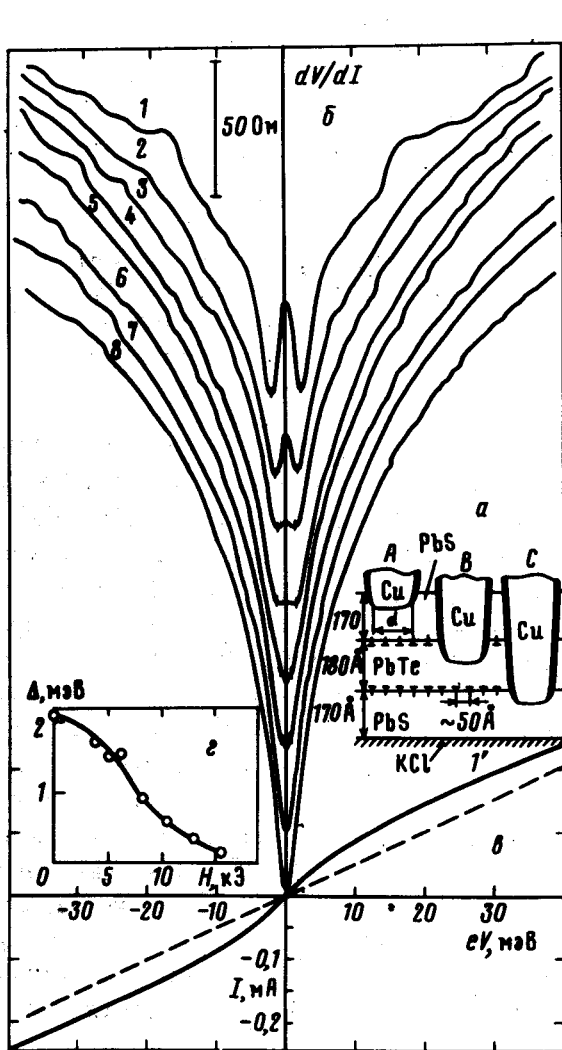


Рис. 1

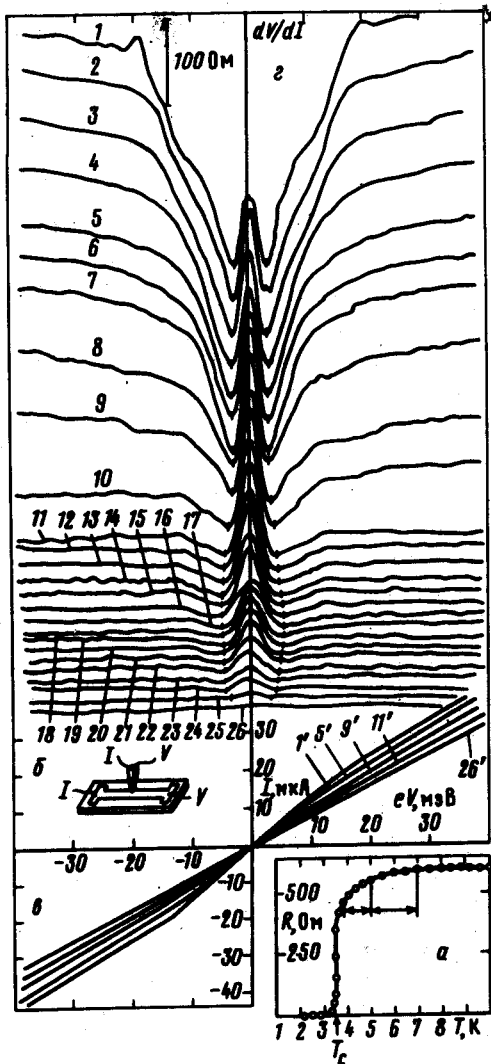


Рис. 2

Рис. 1. Трехслойная эпитаксиальная структура PbS-PbTe-PbS(001)KCl и различные модели контакта (а). Зависимости дифференциального сопротивления (б) и ВАХ (в) для трехслойной структуры при  $T = 1,85$  К и  $H = 0$  (1, 1'); 3,8 кЭ (2); 5,1 кЭ (3); 6,25 кЭ (4); 7,9 кЭ (5); 10,5 кЭ (6); 13 кЭ (7); 15,6 кЭ (8). Штриховая прямая проведена параллельно ВАХ при  $eV > \Delta$ . Зависимость энергетической щели от магнитного поля (в)

Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления СР с  $N = 1,5$ , измеренного вдоль слоев (а). Геометрия опыта по исследованию ВАХ микроконтакта СР PbTe-PbS (б). Зависимости ВАХ (в) и дифференциального сопротивления (г) для МК у трехслойной эпитаксиальной структуры PbS-PbTe-PbS(001)KCl при  $H = 0$  от температуры:  $T = 1,85$  К (1, 1'); 2,01 К (2); 2,2 К (3); 2,36 К (4); 2,6 К (5, 5'); 2,8 К (6); 3,0 К (7); 3,28 К (8); 3,6 К (9, 9'); 3,8 К (10); 4,0 К (11, 11'); 4,2 К (12); 4,4 К (13); 4,6 К (14); 4,8 К (15); 5,0 К (16); 5,2 К (17); 5,4 К (18); 5,6 К (19); 5,8 К (20); 6,0 К (21); 6,2 К (22); 6,4 К (23); 6,6 К (24); 6,8 К (25); 7,0 К (26, 26')

образования закоротки в обедненном электронами слое PbS на расстоянии от ГГ больше, чем  $\xi^{\perp}(0)$ . На рис. 1б показаны характеристики, снятые в различных магнитных полях  $H$ , ориентированных параллельно слоям СР, а на рис. 1г зависимость  $\Delta(H)$ , построенная для этих кривых, принимая расстояние между минимумами (изломами) за величину  $2\Delta(H)$ . В полях  $H > 15$  кЭ щель обращается в нуль (бесщелевая СП). На рис. 2 представлены семейства  $dV/dI$  от  $V$  и ВАХ другого контакта для СР с  $N = 1,5$  при различных  $T$ . Температурные зависимости  $\Delta(T)$  для данного МК, вместе с зависимостью для МК на СР с  $N = 10$  приведены на рис. 3. Обе зависимости лишь в узком интервале  $2,5 < T < 3,2$  К совпадают с зависимостью  $\Delta(T)/\Delta(0)$  теории БКШ. При более низких  $T$  среднее по приконтактной области значение щели уменьшается, так как СП локализуется на сетке ДН.

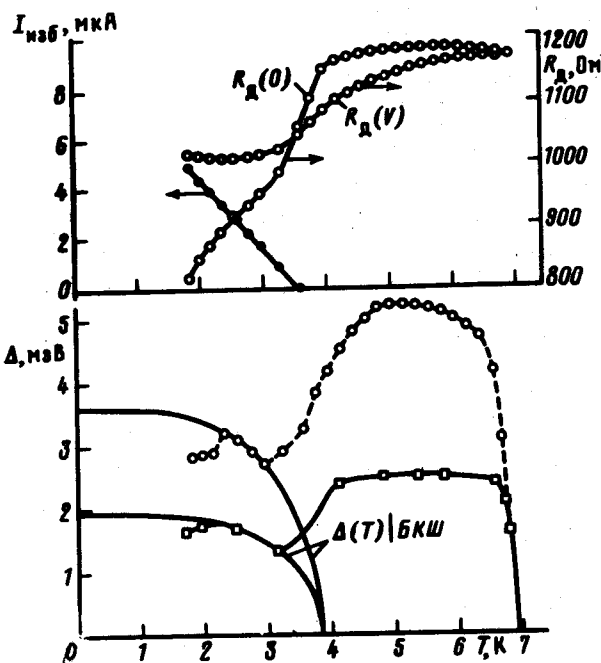


Рис. 3. Температурные зависимости энергетической щели  $\Delta$ , избыточного тока  $I_{изб}$  и дифференциальных сопротивлений при нулевом  $R_D(0)$  и при больших смещениях на МК  $R_D(V)$  для контакта, характеристики которого приведены на рис. 2.  $\square$  — температурная зависимость щели для СР с  $N = 10$

При больших  $T$  щель отвечает СП, локализующейся на ГГ вдоль линий или узлов сетки ДН. Кажущееся возрастание и размытие щели обусловлены дополнительным падением напряжения на нормальных областях парапроводящей фазы. Для МК, образовавшихся, по-видимому, вблизи нижней ГГ (случай С на рис. 1а),  $\Delta$  не зависит от  $H$  вплоть до 30 кЭ, хотя  $I_{изб}$  исчезает при  $H > 20$  кЭ. Для таких МК щель не зависела от  $T$  и уменьшалась до нуля лишь в непосредственной близости от  $T_c^* = (6-7)$  К, хотя СП в объеме исчезала обычно при  $T_c \sim 3,5$  К, а при  $T > T_c^*$  СП никогда не наблюдалась. На рис. 3 приведены также температурные зависимости динамического сопротивления при нулевом смещении  $R_D(0)$  и при смещениях много больших  $\Delta - R_D(V)$ , где последнее почти постоянно. Зависимость  $R_D(V)$  от  $T$  можно связать с изменением геометрии растекания тока в окрестности МК. В нормальном состоянии оно носит квазидвумерный характер и осуществляется преимущественно вдоль высокопроводящей ГГ. В области СПФ уменьшение  $R_D(V)$  обеспечивается парапроводимостью, обуславливающей большую трехмерность растекания. При переходе в СП состояние вблизи  $T_c$  растекание приобретает еще более трехмерный характер и  $R_D(V)$  стабилизируется. Однако ниже 2,5 К имеется тенденция к повышению  $R_D(V)$ , связанная с локализацией СП вблизи сетки ДН. Ввиду этого использовать стандартное определение  $I_{изб}$  как разность между S- и N-ВАХ нельзя, и мы определяли его как разность между

*S*-ВАХ и прямой, параллельной ей в области смещений 15 – 30 мэВ и проходящей через начало координат. Поскольку  $d^{MK} > \xi^{\perp}$ , то температурная зависимость  $I_{изб}$  отвечает зависимости критического тока массивного СП от температуры (см. рис. 86 из <sup>4</sup>). Исчезновение  $I_{изб}$  МК при температуре, соответствующей исчезновению СП всего образца макроскопических размеров, свидетельствует о незначительном возмущении структуры образца в процессе создания МК. Абсолютные значения щелей  $\Delta(0)$  для МК, характеристики которых приведены на рис. 1 – 3, лежат в интервале 1,8 – 2,8 мэВ, что дает для отношения  $\eta = 2\Delta/T_c$  аномально большие значения: 11 – 17. Можно указать два обстоятельства, учет которых уменьшит  $\eta$ . Во-первых, возможно, что положение минимума  $dV/dI$  отвечает значениям  $2\Delta$ , а не  $\Delta$ . Во-вторых, если СП вдоль линий сетки ДН имеет квазиодномерный характер, то флуктуации могут существенно уменьшать критическую температуру и вместо  $T_c$  следует подставить в  $\eta$  значение  $T_c^* \sim 7$  К. Обе эти возможности обсуждались в литературе в связи с аномально большими щелями в квазиодномерных органических СП <sup>5, 6</sup>. Они имеют, по-видимому, отношение и к большим щелям, наблюдаемым обычно МК методами у высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП).

Результаты настоящей работы показывают, что в малых объемах неоднородного СП, прилегающих к МК, щель может достигать весьма больших значений, а ее температурная и полевая зависимости качественно зависят от положения МК. Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место и для ВТСП. Полученные из оптических измерений значения  $\Delta$  обычно намного меньше контактных, так как они отвечают щели, усредненной по области много большей размеров неоднородностей.

#### Литература

1. Миронов О.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 100.
2. Дмитриев В.М., Соловьев А.Л., Дмитриенко А.И. ФНТ, 1985, 11, 682.
3. Голуб А.А. ФНТ, 1975, 1, 996.
4. Буккель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.
5. More C. et al. J. Physique Lett., 1981, 42, L313.
6. Nowack A. et al. Z. Phys. B-Cond. Mat., 1987, 68, 41.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Украинской ССР

Физико-технический институт низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Харьковский политехнический институт им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию  
26 января 1989 г.