

## ВЛИЯНИЕ МЕЖЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В ДВУМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ АЛЮМИНИЯ

М.Е.Гершензон, В.Н.Губанков, М.И.Фалей

Методом туннельной спектроскопии изучено влияние межэлектронного взаимодействия на плотность электронных состояний в двумерных пленках алюминия. Экспериментальные данные, полученные в широких диапазонах температур и магнитных полей, количественно описываются теорией межэлектронного взаимодействия в неупорядоченных металлах.

Одночастичная плотность состояний  $\nu$  в неупорядоченных металлах должна существенно зависеть от энергии квазичастиц  $\epsilon$  в интервале  $kT \ll \epsilon \ll \frac{\hbar}{\tau}$  ( $\tau$  — время релаксации импульса) <sup>1-4</sup>. Появление зависящих от энергии вкладов  $\Delta\nu^\tau$  связывается с двумя типами электрон-электронного взаимодействия: 1) между частицами с близкими импульсами и энергиями ( $\Delta\epsilon \lesssim kT$ ) — так называемый диффузионный канал взаимодействия (ДКВ) и 2) между частицами с малым суммарным импульсом и энергиями  $\epsilon \lesssim kT$  — так называемый куперовский канал взаимодействия (ККВ). В туннельном контакте, одним из электродов которого служит неупорядоченная пленка металла, эти вклады должны проявляться в виде особенностей туннельной проводимости  $G$  при малых напряжениях смещения  $V$  (так называемая "аномалия при нулевом смещении" <sup>5</sup>). Форма этих особенностей зависит от эффективной размерности пленки, определяемой соотношением между толщиной пленки  $a$  и характерной длиной  $L_e = \sqrt{\hbar D / \max\{kT, eV\}}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии электронов.

В последнее время метод туннельной спектроскопии был использован для изучения энергетической зависимости  $\nu$  в неупорядоченных пленках металлов и полуметаллов <sup>6-11</sup>. Эти исследования были выполнены в слабых магнитных полях  $H \lesssim \frac{kT}{g\mu}$  ( $g$  — фактор Ланде электронов проводимости,  $\mu$  — магнетон Бора), где спиновые эффекты несущественны. Полученные данные интерпретировались как результат проявления взаимодействия в диффузионном канале, однако количественное согласие с теорией было достигнуто лишь в работе <sup>10</sup>. В настоящей работе особенности плотности состояний, обусловленные межэлектронным взаимодействием, исследуются на примере двумерных пленок Al в широких диапазонах изменения  $T$  и  $H$ , в том числе и при  $H \gg \frac{kT}{g\mu}$ . Экспериментальные данные количественно описываются теорией и согласуются с результатами, полученными при изучении влияния взаимодействия на проводимость двумерных пленок Al <sup>12</sup>.

Нами изучалась проводимость туннельных контактов (ТК), образованных двумя пленками Al — тонкой ( $a \approx 30 - 50 \text{ \AA}$ ) и толстой ( $a \approx 2000 \text{ \AA}$ ), получавшимися путем термического испарения Al чистотой 99,999% при остаточном давлении  $P = (0,1 - 2) \cdot 10^{-6}$  мбар. Тонкие пленки, служившие нижним электродом, напылялись со скоростью  $10 \text{ \AA}/\text{с}$  и обладали значениями сопротивления квадрата поверхности  $R_\square = 40 - 600 \text{ Ом}$ . Площадь ТК ( $\sim 0,1 \text{ мм}^2$ ) определялась размером отверстия в разделяющем электроды слое SiO толщиной  $500 \text{ \AA}$ . Окисление пленки Al проводилось в воздухе в течение нескольких часов, после чего напылялся верхний электрод. Значения температуры перехода в сверхпроводящее состояние нижнего и верхнего электродов составляли, соответственно,  $T_{c1} \approx 2 \text{ К}$  и  $T_{c2} \approx 1,3 \text{ К}$ . При  $T > 2 \text{ К}$  сопротивление ТК равнялось  $2 - 10 \text{ кОм}$ . О высоком качестве исследованных контактов свидетельствуют малые токи утечки. Измерения проводились при  $T = 0,4 - 300 \text{ К}$  и  $H = 0 - 40 \text{ кЭ}$ ; параллельно с дифференциальной проводимостью ТК  $G$ , определяемой с помощью схемы синхронного детектирования, регистрировались зависимости  $R(T)$  и  $R(H)$  для тонкой пленки Al, служившей нижним электродом.

При достаточно низких температурах ( $T \lesssim 20 - 40 \text{ К}$ ) на зависимости проводимости ТК от напряжения появляется минимум при  $V = 0$ , температурное размытие которого соот-

ветствует пределу разрешения туннельной спектроскопии нормальных металлов  $eV \approx 5,4 \text{ кТ}^5$ . При  $T < T_{c1}$ ,  $T_{c2}$  и  $H = 0$  на фоне этого минимума проявляется гораздо большая по амплитуде щелевая особенность, характерная для туннельных контактов двух сверхпроводников. По мере увеличения магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости контакта, в нормальное состояние переходит сначала верхний, более толстый электрод (при  $H < 500 \text{ Э}$ ), затем сверхпроводимость подавляется в нижнем электроде — зависимость  $R(H)$  для одной из исследованных пленок показана на вставке к рис. 1. Характерные особенности на зависимостях  $\Delta G(V)/G$ , связанные с проявлением сверхпроводящей щели в тонкой пленке, исчезают в области полей  $H > H^*$ , где  $H^*$  соответствует верхней границе перехода пленки  $R(H)$  в нормальное состояние (см. рис. 1). (Последовательно с ТК оказывается включенным участок тонкой пленки Al с  $R \approx \frac{1}{2} R_{\square}$  ( $G^{-1} \gg R$ ), поэтому при подавлении сверхпроводимости в этой пленке кривые  $\Delta G(V)$  сдвигаются по вертикали. Наблюдаемый при  $T > T_{c1}$ , либо при  $H > H^*$  пик в сопротивлении ТК связан с минимумом плотности состояний на уровне Ферми в тонкой пленке Al. (Если обе пленки, образующие ТК, имеют достаточно большую толщину, особенность на зависимости  $G(V)$  при  $V = 0$  отсутствует).

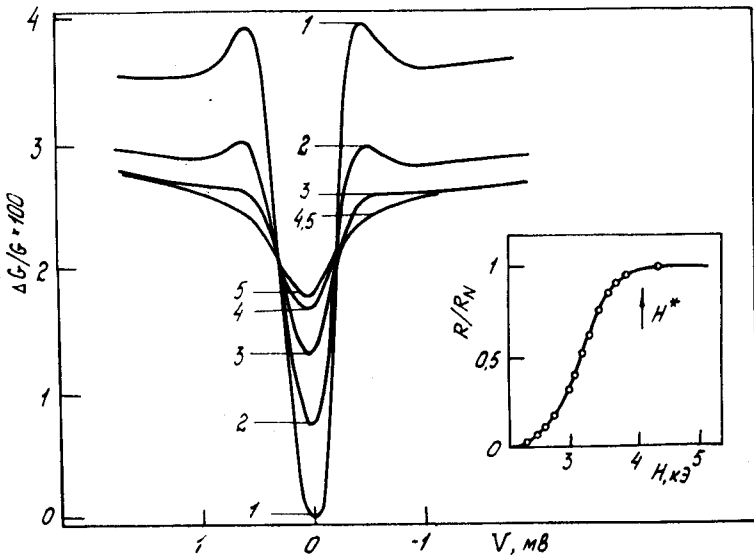


Рис. 1. Зависимости  $\frac{\Delta G(V)}{G}$ , полученные при  $T = 0,4 \text{ К}$  для ТК, нижним электродом которого служит пленка Al с  $a \approx 50 \text{ \AA}$  и  $R_{\square} = 40 \text{ Ом}$ . На вставке показана зависимость  $R(H)$  для этой пленки при  $T = 0,4 \text{ К}$ . Магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости ТК

Наибольший интерес представляет область низких температур, где тепловое размытие особенностей  $G$  мало. При  $T \ll T_{c1}$  и перпендикулярной ориентации поля относительно плоскости пленки характерное значение  $H$ , при котором вклад ККВ начинает подавляться за счет орбитальных эффектов, равно по порядку величины критическому полю  $H_{c1} \approx 0,87 \frac{ckT_{c1}}{eD} [1 - 2, 1(T/T_{c1})^2]$ , разрушающему сверхпроводимость в пленке<sup>13</sup>. Поэтому в достаточно сильном перпендикулярном поле  $H \gg H_{c1}$  все особенности плотности состояний должны определяться взаимодействием в диффузионном канале. ДКВ приводит к появлению двух типов поправок к плотности состояний, соответствующих полному спину взаимодействующих частиц  $J = 0$  и  $J = 1$ <sup>4</sup>. Обусловленный ДКВ с  $J = 0$  вклад в проводимость ТК между двумерной ( $a \ll L_c$ ) пленкой и чистым массивным электродом при  $eV \gg$

➤  $kT$  имеет вид <sup>3</sup>:

$$\frac{\Delta G(V)}{G} \equiv \frac{G(V_1) - G(V_2)}{G} = \frac{e^2 R_{\square}}{4\pi^2 \hbar} \ln(2\kappa_2 \delta) \ln \frac{V_1}{V_2}, \quad (1)$$

где  $\kappa_2 = 2\pi / DR_{\square}$  – обратная длина экранирования в двумерном случае,  $\delta$  – толщина диэлектрика. Подчеркнем, что магнитное поле не должно влиять на ДКВ с  $J = 0$  <sup>4</sup>. Экспериментальные зависимости  $\Delta G(V)$ , полученные для различных образцов при  $H \gg H_{c1}$ , показаны на рис. 2. Наблюдаемая логарифмическая зависимость проводимости ТК от приложенного напряжения характерна для двумерного случая. Теоретические зависимости (1) показаны на этом рисунке сплошными линиями. (Значения  $D$  определялись из измерения  $H_{c1}$ , для  $\delta$  было принято значение  $20 \text{ \AA}$ ). Хорошее количественное согласие с выражением (1) свидетельствует о том, что при  $H \gg H_{c1}$  провал в туннельной проводимости, отражающий минимум плотности состояний, обусловлен ДКВ с  $J = 0$ .

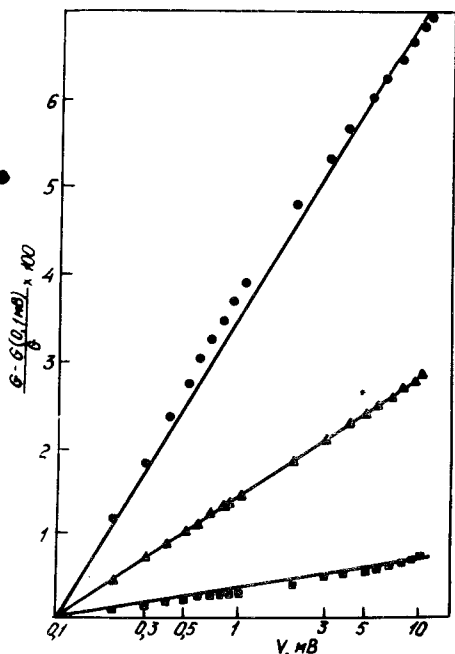


Рис. 2. Зависимости  $\frac{\Delta G(V)}{G}$ , полученные при  $T = 0,4 \text{ К}$  и  $H = 35 \text{ кЭ}$  для туннельных контактов, нижний электрод которых имеет следующие значения  $R_{\square}$ : ■ – 40 Ом, ▲ – 100 Ом, ● – 300 Ом. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (1)

Влияние магнитного поля на ДКВ с  $J = 1$  должно приводить к зеемановскому расщеплению этого вклада и появлению при  $V = \pm \frac{g\mu H}{e}$  особенностей  $G$ , амплитуда которых пропорциональна константе взаимодействия  $\lambda (J = 1)$  <sup>4</sup>. Зеемановские особенности, в отличие от основной при  $V = 0$ , размываются не только при конечной температуре, но и из-за спинового рассеяния электронов. Поскольку для изучаемых пленок полное время спиновой релаксации за счет спин-орбитального и спин-спинового рассеяния  $t_S = (1 - 2) \cdot 10^{-11} \text{ с}$  <sup>12</sup>, то отсутствие зеемановских особенностей на наблюдаемых при  $g\mu H \gg kT, \hbar/t_S$  зависимостях  $G(V)$  (см. рис. 3) свидетельствует о том, что  $|\lambda (J = 1)| < 0,1$ . Отметим, что туннельные измерения позволяют уточнить оценку  $\lambda (J = 1)$ , полученную ранее при изучении проводимости пленок Al <sup>12</sup>.

Наблюдаемое с ростом поля в области  $H > H^*$  увеличение туннельной проводимости при малых значениях  $V$  (см. рис. 1), по-видимому, связано с подавлением вклада ККВ. Такое поведение согласуется с выводами теории, поскольку для исследованных пленок выполняется условие  $\frac{2eD}{c} \gg g\mu$  и орбитальные эффекты в ККВ должны преобладать над спиновыми.

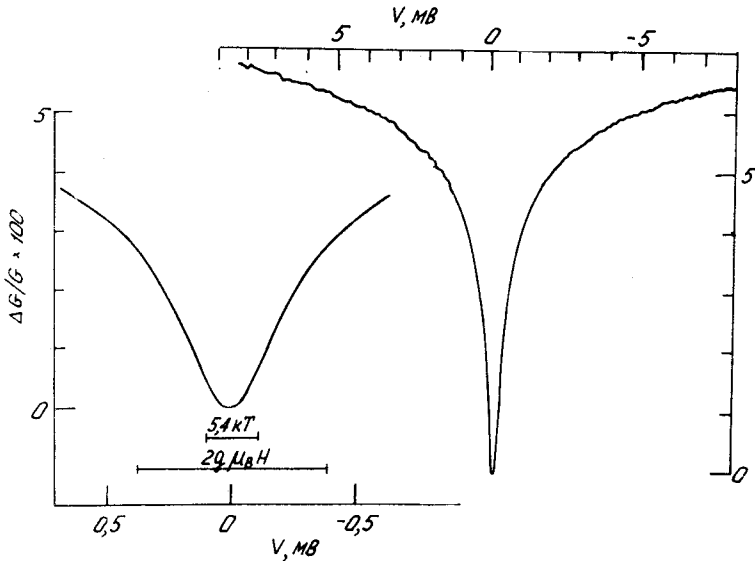


Рис. 3. Зависимости  $\frac{\Delta G(V)}{G}$ , полученные при  $T = 0,4$  К и  $H = 35$  кЭ для ТК с сопротивлением тонкого электрода  $R_{\square} = 300$  Ом. Незначительная асимметрия кривых связана с барьерными эффектами.

В принципе, наблюдение зеемановского расщепления вклада ККВ возможно при параллельной ориентации поля: при  $T > T_{c1}$  для этого необходимо выполнение условия  $\frac{kT}{g\mu} \ll H \ll \frac{c\hbar}{eaL_e}$ , а при  $T \ll T_{c1}$ , помимо этого, необходимо, чтобы параллельное критическое поле пленки было ограничено парамагнитным пределом —  $H_{c\parallel} \approx \frac{2,5kTc_1}{g\mu} \ll \frac{c\hbar}{eaL_e}$ . И в том, и в другом случае для наблюдения этого эффекта в пленках с  $T_c \approx 2$  К требуются значения  $H > 50$  кЭ.

Таким образом, обнаруженная особенность плотности состояний в двумерных пленках Al вдали от сверхпроводящего перехода ( $T \gg T_c$ , либо  $H \gg H_{c1}$ ,  $T < T_c$ ) обусловлена взаимодействием в диффузионном канале с  $J = 0$ , а вблизи перехода — вызвана совместным проявлением диффузионного и куперовского каналов взаимодействия. Впервые показано, что наблюдаемая особенность  $\nu$  в широком диапазоне энергий количественно описывается теорией<sup>3</sup>, и из измерений туннельной проводимости при  $g\mu H \gg kT$  получена оценка величины  $\lambda (J = 1)$ , согласующаяся с результатами изучения квантовых эффектов в проводимости двумерных пленок алюминия.

Авторы благодарны Б.Л.Альтшулеру и А.Г.Аронову за полезные обсуждения, Н.М.Магролину — за помощь в эксперименте.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
2. Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
3. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю. ЖЭТФ, 1984, 86, 709.
4. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 145.
5. "Туннельные явления в твердых телах", под. ред. Э.Бурштейна и С.Лундквиста, М.: Мир, 1973.
6. Dynes R.C., Garno J.P. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 137.
7. McMillan W.L., Mochel J. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 556.
8. Imry Y., Ovadyahu Z. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 841.
9. Sood B.R. Phys. Rev. B, 1982, 25, 6064.
10. White A.E., Dynes R.C., Garno J.P. Phys. Rev., B, 1985, 31, 1174.
11. Луцкий В.Н., Рылик А.С., Савченко А.К. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 134.

12. Гершензон М.Е., Губанков В.Н., Журавлев Ю.Е. ЖЭТФ, 1983, 85, 287.

13. Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. "Сверхпроводимость второго рода", М.: Мир, 1970.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 апреля 1985 г.

---