

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТУННЕЛЬНЫХ КРИВЫХ НОРМАЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

М.А.Белоголовский, Ю.М.Иванченко, Ю.В.Медведев

Приведены теоретические результаты, указывающие путь обработки экспериментальных туннельных кривых $N-I-N$ переходов с целью извлечения информации о фоновой плотности состояний электродов.

Электронное туннелирование становится все более информативным методом исследования функции электрон-фононного взаимодействия $g(\omega)$ в S электродах $S-I-N$ контактов [1] (S — сверхпроводник, N — нормальный металл). Однако, использование методики работ [1] ограничивает круг исследуемых материалов сверхпроводниками с сильной связью. Поэтому представляет интерес определение $g(\omega)$ по тонкой структуре вольт-амперной характеристики $N-I-N$ перехода. В таком аспекте этот вопрос обсуждали Герман и Шмид [2], которые в выражении для туннельной проводимости нормального контакта отделили вклад собственно-энергетических эффектов (температура $T = 0$ K):

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{оо}}(\Omega)}{\sigma_0} = \frac{aN|0|}{\epsilon_0} \int_0^{\infty} d\omega g(\omega) \ln \left| \frac{\omega + \Omega}{\omega - \Omega} \right|. \quad (1)$$

Здесь σ_0 — проводимость без учета взаимодействий в системе, $N(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми, константа $a \approx 30$, $\Omega = eU$, где U — напряжение на контакте.

Однако, данные экспериментов [3; 4], последовавших за работой [2], не согласовывались с соотношением (1). Так в [3] для перехода $Al-Al_2O_3-Pb$ получено неожиданно малое значение коэффициента a ($a \sim 1$). Значительное качественное расхождение (1) с опытными данными для нечетной части дифференциальной проводимости $\Delta\sigma_H$ обнаружено Буррафато и др. [4]. Такое несоответствие требовало пересмотра результатов [2] на основе обобщения использованного при расчете в [2] модельного подхода с обычным туннельным гамильтонианом T_0 [5] на случай основного гамильтониана совокупности электронов проводимости перехода.

Проделанная нами согласно работы [6] процедура для электрон-фононного взаимодействия определила дополнительный к $T_0 = \sum_{\mathbf{p}\mathbf{g}} a_{\mathbf{p}}^+ b_{\mathbf{g}}$ оператор T_1 . Структура T_1 помимо операторов рождения и уничтожения электронов по разные стороны барьера ($a_{\mathbf{p}}^+$ и $b_{\mathbf{g}}$ соответственно) содержит также оператор бозонного возбуждения $\beta_{\mathbf{k}}$ и новый матричный элемент $T_{\mathbf{p}\mathbf{g}}(\mathbf{k})$ (\mathbf{k} — волновой вектор фонона). Нетрудно убедиться, что в исправленной схеме выражение для тока будет представлять собой сум-

му трех слагаемых: упругого $J_{00} \sim \langle T_0^+ | T_0 \rangle$ (с учетом вклада ΔJ_{00} от собственно-энергетических эффектов, рассмотренных в работе [2]), "интерференционного" (названного в силу его возникновения) тока $J_{10} \sim \langle T_1^+ | T_0 \rangle$ и неупругой добавки $I_{11} \sim \langle T_1^+ | T_1 \rangle$.

В то время как вклад ΔJ_{00} возникает вследствие испускания и поглощения фононов внутри электрода, J_{10} отвечает "переодеванию" электрона на границе электрода и диэлектрика. Их первые производные ($\Delta \sigma_{00}$ и σ_{10} соответственно) являются нечетными функциями напряжения и, следовательно, $\Delta \sigma_H = \Delta \sigma_{00} + \sigma_{10}$ экспериментально легко отделяется исследованием четной и нечетной частей дифференциальной проводимости контакта. Как показал расчет:

$$\frac{\sigma_{10}(\Omega)}{\sigma_0} = - \frac{aN(0)}{\epsilon_0} \int_0^\infty d\omega \phi_1(\omega) g'(\omega) \ln \left| \frac{\omega + \Omega}{\omega - \Omega} \right|, \quad (2)$$

где безразмерная величина $1 \geq \phi_1 > 0$ появляется из-за усреднения по углам векторов \mathbf{p} и \mathbf{g} , взятых на поверхности Ферми, величины $\text{Re} \{ T_{\mathbf{p}\mathbf{g}}^* T_{\mathbf{p}-\mathbf{k}, \mathbf{g}}(\mathbf{k}) \}$ и последующей нормировки, а $g'(\omega)$ в (2) определена с учетом барьерных возбуждений.

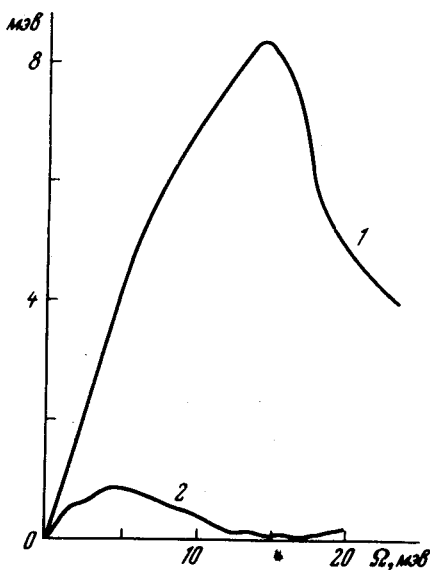


Рис. 1

На рис. 1 оценивается величина компенсации ΔJ_{00} током J_{10} — для сравнения построены функция $\int d\omega g(\omega) \ln \left| \frac{\omega + \Omega}{\omega - \Omega} \right|$ (кривая 1) и результирующий член $\int d\omega [1 - \phi_1(\omega)] g(\omega) \ln \left| \frac{\omega + \Omega}{\omega - \Omega} \right|$ (кривая 2). Такая ком-

пенсация объясняет anomalно малое значение α , полученное в [3] при интерпретации эксперимента на основе результата (1). Функция $\phi_1(\omega)$ найдена (см. рис. 2) из опытных данных [4] для $\Delta\sigma_H$ контакта Al-Al₂O₃-Sn обращением формул (1), (2) относительно $[1 - \phi_1(\omega)]$. При этом $g(\omega) S_n$ предполагалась известной (эти данные, полученные из сверхпроводящих туннельных экспериментов, взяты из работы [7]). Для контроля использован другой эксперимент из работы [4], где роль окисла Al₂O₃ выполнял формвар, обладающий низкоэнергетическим (~ 2 мэв) всплеском в плотности состояний бозе-возбуждений. С помощью найденной функции $\phi_1(\omega)$ и зависимости $g^*(\omega) = g(\omega) S_n$ + особенность, связанная с формваром, была рассчитана кривая $\Delta\sigma_H$, приведенная вместе с опытными данными (сплошная кривая) на рис. 3. Согласие развитой теории и эксперимента убедительно. При этом необходимо подчеркнуть, что отрицатель-

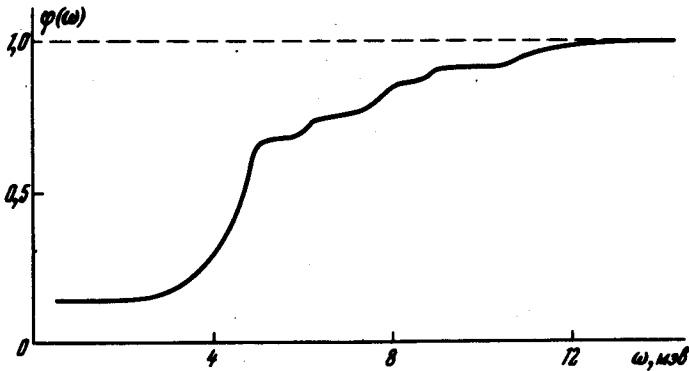


Рис. 2

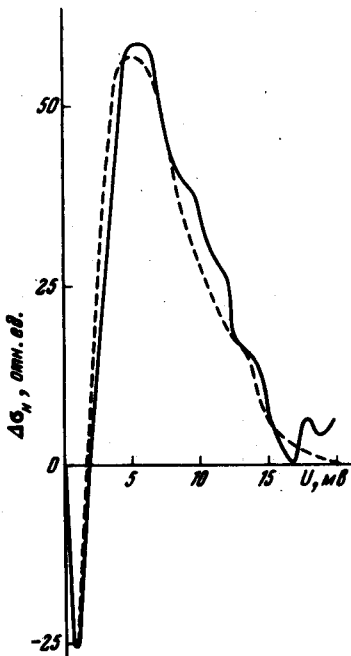


Рис. 3

ный всплеск и погашение особенности вблизи второго пика в фоновой плотности состояний S_n вообще противоречит результату (1), но следует из теоретических соотношений для $\Delta\sigma_H$.

Для четной части проводимости ($\sigma_{11} = dJ_{11}/d\Omega$) получается следующее выражение:

$$\frac{\sigma_{11}(\Omega)}{\sigma_0} = \chi \frac{\pi N(0)}{\epsilon_0} \int_0^{\Omega} d\omega \phi_2(\omega) g^*(\omega). \quad (3)$$

Здесь константа χ имеет порядок $\alpha^2 \omega_D / \epsilon_0$ (ω_D — энергия Дебая), а $\phi_2(\omega)$ определяется отношением усредненных на поверхности Ферми (по p и g) квадратов матричных элементов $|T_{p-k, g}(k)|^2$ и $|T_{pg}|^2$.

Как видно из соотношений (2) и (3), исследование проводимости N - I - N контакта не позволяет непосредственно извлекать исходную информацию, поскольку $g(\omega)$ нормирована либо функцией $\phi_1(\omega)$ в выражении для нечетной части проводимости, либо $\phi_2(\omega)$ — для четной. Тем не менее проведенный анализ вселяет уверенность в том, что зависимости ϕ_1 и ϕ_2 от частоты ω устойчивы для переходов, приготовляемых одним и тем же способом. Дальнейшие эксперименты в этой области представляются перспективными.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
8 мая 1975 г.

Литература

- [1] Н.В.Заварицкий. УФН, 108, 240, 1972; А.А.Галкин, А.И.Дьяченко, В.М.Свистунов. ЖЭТФ, 66, 2262, 1974.
- [2] Н.Hermann, A.Schmid. Z. Phys., 211, 313, 1968.
- [3] J.W.Rowell, W.L.McMillan, W.L.Feldmann Phys. Rev., 180, 658, 1969.
- [4] G.Burrafato, G.Faraci, G.Giaguinta, N.Mancini. J. Phys., C., 5, 2179, 1972.
- [5] M.H.Cohen. L.M.Falicov, J.C.Phillips. Phys. Rev. Lett., 8, 316, 1962.
- [6] Ю.М.Иванченко. К теории многочастичного туннелирования. Препринт ДФТИ АН УССР, №76, 1965.
- [7] J.W.Rowell, W.L.McMillan, W.L.Feldmann. Phys. Rev., B3, 4065, 1971.