

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.292

СПЕКТРОСКОПИЯ  
НОРМАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТОДОМ  
ЭЛЕКТРОННОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

М. А. Белоголовский

Туннельные эксперименты [1] на нормальных ( $N$ ) контактах металл—изолятор—металл продемонстрировали возможность восстановления функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) несверхпроводящего материала из дифференциальной проводимости  $\sigma(U)$  слоистой структуры. Источником информации в данном случае является нелинейная добавка  $\Delta\sigma(U)$ , определяемая собственно-энергетическими частями  $\Sigma$  электронных возбуждений в  $N$ -слоях. Хотя факт пропорциональности  $\Delta\sigma$  и  $\text{Re}\Sigma$  установлен экспериментально, природа данного эффекта остается неясной. Цель настоящей работы — выяснить роль электронного фактора в формировании собственно-энергетических добавок к дифференциальной проводимости туннельного контакта в рамках последовательного расчета туннельных [2] характеристик (вне приближения туннельного гамильтониана, использованного в [3] и имеющего очень ограниченную область применимости [4]). Для проверки электронной природы эффекта предлагаются туннельные эксперименты с полуметаллами, обсуждаемые в заключении статьи.

Расчет нелинейностей  $\sigma(U)$  основан на описанной в [2] методике точного вычисления туннельного тока, которая предполагает локальность собственно-энергетической части  $\Sigma(x, x', k_{\parallel}) = \Sigma(x, k_{\parallel})\delta(x-x')$ , где  $x$  — координата, соответствующая преимущественному направлению туннелирования электронов, т. е. нормали к поверхности пленок,  $\hbar k_{\parallel}$  — параллельная поверхности компонента импульса. Этот подход позволяет корректно учесть эффект электронной плотности состояний на туннельный ток, но не принимает во внимание зависимость  $\Sigma$  от  $k_x$ . Полагая, что характерные фононные частоты  $\omega_{\text{р}}$  правой (исследуемой) обкладки  $N-I-N$  структуры существенно меньше энергии Ферми  $\epsilon_F = \hbar^2 k_F^2 / (2m)$ , представим запаздывающую функцию Грина электронов в этом металле в виде

$$s_R^r(x, E; x', E') = \frac{2mi}{\hbar^2 k_{Fx}} \left[ 1 - \frac{m}{\hbar^2 k_{Fx}^2} Z(E) E \right] \delta(E - E'), \quad (1)$$

где  $k_{Fx} = (k_F^2 - k_{\parallel}^2)^{1/2}$ . Для левого металла (инжектора) учетом ЭФВ пренебрегаем, т. е. полагаем  $Z(E) \equiv 0$ ; для простоты фермиевские импульсы в обоих материалах считаем одинаковыми. Степень перемешивания электронных состояний левого и правого электродов описываем безразмерной величиной

$$T^2 = \left[ s\hbar^2 (Kd) + \left( \frac{k_{Fx}}{K} \right)^2 ch^2 (Kd) \right]^{-1} \left( \frac{k_{Fx}}{K} \right)^2 \quad (2)$$

здесь  $K = \left[ \frac{2m}{\hbar^2} \left( \varphi - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m} - E \right) \right]^{1/2}$ ,  $d$  — толщина барьера,  $\varphi$  — его высота.

В работе [5], в которой впервые было указано на существование собственно-энергетических добавок, их природа связывалась с зависимостью прозрачности барьера от затравочной энергии электрона. Однако, как следует из (2), величина  $K$  на самом деле зависит от переменной  $E$ , вследствие чего в данном подходе барьерный эффект [5] полностью выпадает (на существование дополнительного слагаемого, компенсирующего собственно-энергетический вклад в  $\sigma(U)$ , полученный в [5], обращено внимание в [6], причем в согласии с настоящими результатами локальное приближение для  $\Sigma$  должно приводить к отсутствию эффекта). В этой ситуации определяющую роль начинают играть эффекты зонной структуры, учитываемые формулой (1).

Окончательное выражение для туннельного тока имеет довольно громоздкий вид, поэтому ниже представлен результат для наиболее важного случая  $T^2 \ll 1$  (это требование, менее жесткое, чем условие применимости туннельного гамильтониана [4], практически выполняется в любой реальной ситуации). При нулевой температуре получаем

$$\sigma(U) = \frac{dJ}{dU} = \sigma_0 + \frac{4me}{\pi\hbar^3} \sum_{k_{\parallel}} \frac{T^2 K^2}{k_{Fx}^2 (K^2 + k_{Fx}^2)} \operatorname{Re} Z(U) U, \quad (3)$$

где фоновая проводимость  $\sigma_0 = \frac{4e}{\pi\hbar} \sum_{k_{\parallel}} T^2 \left[ 1 + \left( \frac{k_{Fx}}{K} \right)^2 \right]$ . Стоящее под знаком

суммирования выражение определяет вероятность прохождения  $D$  электронов через барьер и при  $Kd \gg 1$ , т. е.  $T^2 \ll 1$ , в точности совпадает с известным выражением для  $D(E)$ , полученным, например, в [7] в рамках феноменологического подхода к описанию туннельных явлений  $D(E) = 16k_F^2 K^2 (k_F^2 + K^2)^{-2} \exp(-2Kd)$ . Второе слагаемое в (3) описывает вклад собственно-энергетических эффектов в туннельный ток и полностью согласуется с результатами туннельных экспериментов [1] как по форме, так и по величине.

Таким образом, в рамках последовательного расчета туннельных характеристик доказана справедливость соотношения  $\Delta \sigma(U) = C \sigma_0 \operatorname{Re} Z(U) U$ , являющегося основой туннельной спектроскопии нормального состояния [1]. Поскольку данный подход учитывает исключительно электронный фактор, то он в полной мере применим только к веществам с малой  $\epsilon_F$  (полуметаллам), в которых доминируют эти эффекты. Легко видеть, что коэффициент  $C$  имеет величину порядка единицы, и, следовательно, в полуметаллах относительный вклад собственно-энергетической добавки, пропорциональный  $\omega_{ph}/\epsilon_F$ , должен существенно превосходить соответствующую величину для металлов (этот экспериментальный результат был отмечен в [1]). Наконец, в отличие от металлов роль барьерного фактора в данном случае относительно мала, а значит, мал вклад компенсирующей добавки, искажающей результат восстановления функции ЭФВ по измеренной зависимости  $Z(U)$ . Все это указывает на важность и перспективность экспериментальных исследований собственно-энергетических эффектов в слоистых структурах  $N-I-N$ -типа, включающих полуметалл в качестве одной из обкладок.

В заключение выражаю признательность В. М. Свистуну за постоянное внимание к работе, ценные замечания и советы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Черняк О. И., Хачатуров А. И., Квачев А. П. ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 5, с. 1781—1791.
- [2] Arnold G. B. J. Low Temp. Phys., 1985, vol. 59, N 1/2, p. 143—183.
- [3] Leavens C. R. Sol. St. Commun., 1985, vol. 55, N 1, p. 13—17.
- [4] Гененко Ю. А., Иванченко Ю. М. Теор. и мат. физика, 1986, т. 69, № 1, с. 142—148.
- [5] Hermann H., Schmid A. Z. Phys., 1968. vol. 211, N 4, p. 313—316.

[6] Белоголовский М. А., Иванченко Ю. М., Медведев Ю. В. ФТТ, 1975, т. 17, № 10, с. 2907—2914.

[7] Дюк К. Б. В кн.: Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. М.: Мир, 1973.

Донецкий  
физико-технический институт АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
30 июня 1987 г.

УДК 537.635 : 537.611.43

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

## ИЗУЧЕНИЕ ЛИГАНДНОГО СВЕРХТОНКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ $Nd^{3+}$ В ФОСФАТНОМ СТЕКЛЕ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО ЭХА

А. А. Антипин, С. Б. Орлинский, Ю. К. Фёдоров, В. И. Шлёнкин

Как показано в [1, 2], исследование модуляционных эффектов в спаде сигнала электронного спинового эха (ЭСЭ) позволяет получать полезную информацию о структуре окружения парамагнитных ионов в неорганических стеклах. Настоящая работа является продолжением начатого нами [2] изучения методом ЭСЭ лигандного сверхтонкого взаимодействия (ЛСТВ) редких земель в фосфатных стеклах (ФС).

Эксперименты выполнялись на спектрометре ЭСЭ с частотой 9.4 ГГц и временным разрешением  $10^{-7}$  с, которое обеспечивается использованием приемника прямого усиления на лампах бегущей волны. Температура образцов варьировалась в интервале  $T=1.6-4.2$  К. Сигналы первичного эха формировались двумя  $2\pi/3$ -возбуждающими СВЧ импульсами длительностью 50 нс. Времена фазовой релаксации  $T_m$  и параметры модуляции извлекались из затухания сигнала ЭСЭ при увеличении задержки между СВЧ импульсами ( $\tau$ ). Исследовались стекла состава  $xNd_2O_3$  ( $25-x$ )  $La_2O_3 \cdot 75P_2O_5$  с содержанием окиси неодима  $x=0.03, 0.1, 0.3$  мол.%. Спектр ЭПР  $Nd^{3+}$  восстановлен по зависимости начальной амплитуды ЭСЭ  $V_0$  от величины внешнего магнитного поля  $H_0$ . Результаты даны на рисунке. В спектре ЭПР отчетливо проявились (см. рисунок) две полосы поглощения с максимумами при  $H_0 \approx 0.26$  и  $0.41 T$ . Результаты исследования температурного поведения этих полос будут изложены в другой работе.

На всех изученных образцах уверенно наблюдалась модуляция спада ЭСЭ  $Nd^{3+}$ , экспоненциально затухавшего с увеличением  $\tau$ , которая была наиболее яркой при  $x=0.03$  мол.%. Модуляция эха вызвана ЛСТВ ионов  $Nd^{3+}$  с магнитными ядрами  $^{31}P$ . Тип взаимодействующих ядер мы определили из сопоставления измеренных частот модуляции  $\omega_m$  с частотами свободной процессии ядер  $\omega_I$  в диапазоне  $H_0=0.2-0.6 T$ . Процедура обработки экспериментальных промодулированных спадов ЭСЭ описана нами в работе [2]. Анализировались данные, полученные при  $T \approx 1.6$  К, так как в этом случае время  $T_m$  наиболее длинное и позволяет наблюдать большое число периодов модуляции. В результате расчетов и сопоставления их с экспериментом были получены следующие параметры: эффективное число ядер  $^{31}P$  в окружении  $Nd^{3+}$  ( $n$ ), среднее расстояние  $Nd^{3+}-^{31}P$  ( $r$ ) и эффективная константа изотропного ЛСТВ ( $a$ ). Параметры  $r, n, a$  определены для ряда значений  $H_0$  в интервале  $0.2-0.47 T$ . Обнаружена зависимость  $r(H_0)$ , которая приведена графически на рисунке. В расчетах минимальный шаг изменения  $r$  составлял  $0.1 \text{ \AA}$ . В диапазоне полей  $H_0$ , где  $r(H_0)$  описана прямой 2 (рис. 1), параметры  $a=0.2 \pm 0.1$  МГц и  $n=11 \pm 1$  оставались постоянными. В области основного максимума спектра ЭПР