

## МИКРОКОНТАКТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ  $\text{PrAl}_3$  и  $\text{LaAl}_3$ 

*Н. М. Пономаренко, А. И. Акименко, И. К. Янсон, Г. С. Бурханов,  
О. Д. Чистяков, Н. Б. Кольчугина*

Получены микроконтактные (МК) спектры  $\text{PrAl}_3$ , позволившие восстановить функцию электрон-экситонного и электрон-фононного взаимодействия этого соединения. Для выделения фононных особенностей в спектрах  $\text{PrAl}_3$  исследовалось изоструктурное ему соединение  $\text{LaAl}_3$ , в котором отсутствуют локальные возбуждения. Получена МК функция электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ)  $g_{pc}$  (eV)  $\text{LaAl}_3$ . В качестве исходной эта функция использовалась для нахождения по температурной зависимости удельного сопротивления близкой к ней транспортной функции ЭФВ  $g_{tr}$  (eV).

При низких температурах многие физические свойства интерметаллических соединений с редкоземельными элементами определяются расщеплением в кристаллическом электрическом поле (КЭП) вырожденного основного состояния свободного редкоземельного иона на систему уровней [1]. Метод неупругого рассеяния нейтронов являлся до последнего времени единственным, позволяющим проводить прямые измерения энергии ионов в возбужденных состояниях [2]. Однако, как было показано в работе [3] при изучении нелинейных эффектов в электропроводности точечных микроконтактов  $\text{PrNi}_5$ , энергии отдельных уровней, на которые разрешен переход из основного состояния редкоземельных ионов в КЭП, могут быть измерены и методом микроконтактной (МК) спектроскопии. Необходимо подчеркнуть, что МК спектроскопия позволяет получить также прямую информацию об интенсивности взаимодействия электронов проводимости с такого рода локальными возбуждениями — магнитными экситонами.

Согласно теории МК спектроскопии локальных возбуждений [4], вторая производная вольт-амперной характеристики (ВАХ) микроконтакта (МК спектр) связана с функцией электрон-экситонного взаимодействия  $g_f$  (eV) следующим соотношением:<sup>1</sup>

$$-\frac{d^2I}{dV^2}(eV) = \frac{4eL}{3\hbar v_F R} (g_f(eV) + g_B(eV)), \quad (1)$$

где  $L$  — длина канала или диаметр отверстия в зависимости от геометрической формы микроконтакта,  $R$  — сопротивление контакта. Функция  $g_f$  (eV) несет информацию об интенсивности процессов рассеяния электронов на ионах с переводом ионов в возбужденные состояния  $i$  и дается выражением

$$g_f(eV) = N(0) n_f \sum_{i>k} (N_k - N_i) \langle\langle |W_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}^{ik}|^2 K(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \rangle\rangle \delta(eV - \Delta_{ik}). \quad (2)$$

Здесь  $N(0)$  — плотность электронных состояний на поверхности Ферми;  $n_f$  — концентрация редкоземельных ионов; «...» — среднее по на-

<sup>1</sup> При учете электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в этом выражении появляется слагаемое, содержащее МК функцию ЭФВ  $g_{pc}$  (eV).

правлений импульсов электронов  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{p}'$  на поверхности Ферми;  $W_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}^{ik}$  — матричный элемент, характеризующий процесс рассеяния электрона из состояния  $\mathbf{p}$  в состояние  $\mathbf{p}'$  с переводом редкоземельного иона из состояния  $k$  в состояние  $i$ ;  $K(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$  — весовой множитель (так называемый микроконтактный  $K$ -фактор), определяющий вклад различных процессов рассеяния электронов с сопротивлением микроконтакта;  $\Delta_{ik} = E_i - E_k$  — энергия перехода  $k \rightarrow i$ . Функция  $g_f(eV)$  содержит числа заселенности уровней  $N_k$ ,  $N_i$  и поэтому сама зависит от температуры в отличие от функции ЭФВ.

Функция  $g_B(eV)$ , фоновая составляющая спектра, характеризует неупругие процессы поглощения экситонов электронами проводимости (переходы типа  $i \rightarrow k$ ), а также упругие процессы рассеяния электронов

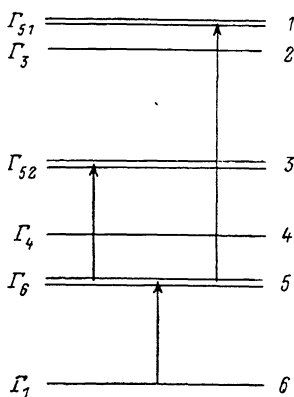


Рис. 1. Схема расщепления основного состояния свободного иона  $\text{Pr}^{3+}$  в кристаллическом поле  $\text{PrAl}_3$ . Данные работы [6].

Стрелками указаны разрешенные правилами отбора переходы ионов  $\text{Pr}^{3+}$  из основного  $\Gamma_1$  и первого возбужденного  $\Gamma_3$  состояний.  $E$ , мэВ: 1 — 15,6, 2 — 14,3, 3 — 9,3, 4 — 6,4, 5 — 4,9, 6 — 0.

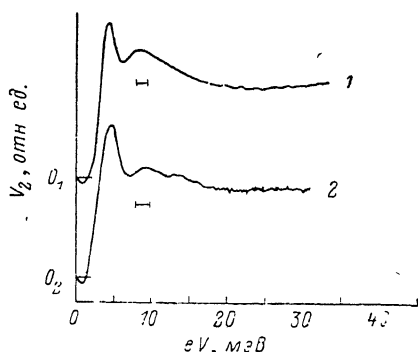


Рис. 2. Микроконтактные спектры  $V_2(eV) \propto (d^2V/dI^2)(eV)$  интерметаллического соединения  $\text{PrAl}_3$ .

Горизонтальными отрезками для каждой кривой отмечена разрешающая способность проведенных измерений.

на ионах, находящихся в различных состояниях. В простейшем случае двухуровневой системы функция  $g_B(eV)$  выражается через  $g_f(eV)$  и соотношение (1) приобретает следующий вид:

$$-\frac{d^2I}{dV^2}(eV) = \frac{4eL}{3\hbar v_F R} \left( 1.5g_F(eV)4 - (\Delta^2 \int_0^{\hbar\omega} \frac{g_f(\omega)}{(\hbar\omega + eV)^3} d\hbar\omega) \right), \quad (3)$$

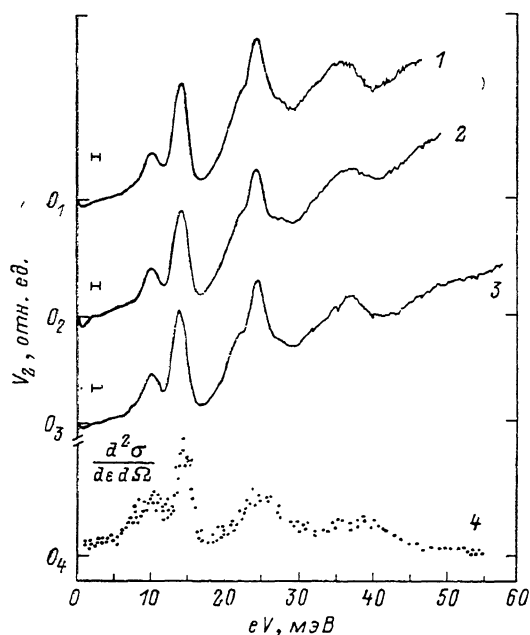
где  $\Delta$  — расстояние между уровнями [4].

Мы исследовали интерметаллическое соединение  $\text{PrAl}_3$  (кристаллическая структура типа  $\text{Ni}_3\text{Sn}$ ). В этом соединении кристаллическое поле обладает гексагональной симметрией и поэтому основное состояние свободного иона  $\text{Pr}^{3+}$  (основной мультиплет  ${}^3H_4$ ) расщепляется на 6 уровней. На рис. 1 приведена схема уровней, полученная из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов в  $\text{PrAl}_3$  [5]. Как видно, из основного состояния  $\Gamma_1$  разрешен единственный переход в возбужденное состояние  $\Gamma_6$ . Таким образом, при низких температурах (все ионы находятся в основном состоянии  $\Gamma_1$ ) можно использовать выражение (3) для двухуровневой системы ( $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_6$ ) и восстановить из полученных МК спектров  $\text{PrAl}_3$  путем итераций функцию электрон-экситонного взаимодействия  $g_f(eV)$ . Для выделения фоновых особенностей в спектрах  $\text{PrAl}_3$  было исследовано изоструктурное ему соединение  $\text{LaAl}_3$ , получены МК спектры и восстановлена функция ЭФВ  $\text{LaAl}_3$ . При этом особое внимание обращалось на воз-

возможность получения из МК спектров количественной информации об интенсивности МК функции ЭФВ. Функция ЭФВ  $\text{LaAl}_3$   $g_{pc}$  (eV) была использована для определения транспортной функции ЭФВ и расчета температурной зависимости электрического сопротивления.

### Методика эксперимента

В качестве исходных материалов при получении интерметаллических соединений  $\text{PrAl}_3$  и  $\text{LaAl}_3$  использовались празеодим, очищенный путем дистилляции [6]; лантан-кальций термический марки ЛаМ-1 (99.85 %) и алюминий марки А-99. Отклонение от стехиометрического состава в соединениях редкоземельных металлов с алюминием  $\text{RAl}_3$  (где  $\text{R}=\text{Pr}, \text{La}$ ), по данным химического анализа, составляло 1—3 %. Это вызвано



тем, что эти соединения образуются по перитектическим реакциям согласно соответствующим диаграммам состояний [7]. Результаты рентгеновского и микроструктурного анализов свидетельствовали первоначально о наличии в образовавшихся сплавах 5—15 % второй фазы — в основном это соединения  $\text{RAl}_2$  и  $\text{R}_3\text{Al}_{11}$ . Гомогенизирующий отжиг в течение 25—100 ч

Рис. 3. Микроконтактные спектры  $V_2$  (eV) интерметаллического соединения  $\text{LaAl}_3$  (1—3) в баллистическом режиме пролета электронов  $l_i, l_e \gg d$ . Сопротивление микроконтактов  $R$  (Ом): 1 — 3.1, 2 — 2, 3 — 2.63. Горизонтальными отрезками отмечена разрешающая способность проведенных измерений  $V_2$  (eV). 4 — зависимость дважды дифференциального сечения рассеяния нейтронов ( $d^2\sigma/d\epsilon d\Omega$ ) eV  $\text{LaAl}_3$ , близкая к плотности фоновых состояний  $F$  (eV).

при температурах, близких к температурам плавления соединений ( $\sim 1200$  К), способствовал значительному уменьшению количества второй фазы, а в ряде случаев — получению практически однофазных образцов. Если характеризовать чистоту соединений отношением сопротивления образцов при комнатной к сопротивлению при гелиевой температурах, то в конечном итоге для  $\text{PrAl}_3$  оно было равно 25, а для  $\text{LaAl}_3$  — 81. Образцы этих соединений изготавливались в виде дисков толщиной 8—10 мм. В дальнейшем из них вырезались на электроискровом станке электроды прямоугольной формы с размерами  $10 \times 1.5 \times 1.5$  мм. Для устранения деформированного слоя с поверхности электродов они подвергались электрополировке.

В экспериментах запись вторых производных ВАХ микроконтактов производилась по стандартной модуляционной методике детектирования второй гармоники основного сигнала [8]. Измерения  $\text{PrAl}_3$  и  $\text{LaAl}_3$  проводились при температурах 1.5—4.2 К, в основном на частоте  $\sim 1$  кГц, а в ряде случаев, при необходимости понижения собственных шумов контакта, на частоте  $\sim 40$  кГц. Точечные контакты получались по сдвиговой методике при регулируемом усилии прижатия электродов [9].

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены типичные, измеряемые в эксперименте, зависимости  $V_2$  (eV)  $\text{PrAl}_3$ ;  $V_2$  (eV) — вторая гармоника модулирующего сигнала. Она пропорциональна зависимости

$$\frac{d^2V}{dI^2}(eV) = -R_d^3(eV) \frac{d^2I}{dV^2}(eV),$$

где  $R_d(eV) = (dV/dI)(eV)$  — динамическое сопротивление; поэтому в дальнейшем для удобства зависимость  $V_2(eV)$ , так же как и  $(d^2I/dV^2)(eV)$ , будет называться МК спектром. Как правило, в спектрах  $\text{PrAl}_3$  (рис. 2) наблюдаются один интенсивный узкий пик при энергии  $\sim 4.5$  мэВ и два широких слабовыраженных пика при 9—11 и  $\sim 14$  мэВ. Для выявления природы этих особенностей нами было исследовано интерметаллическое соединение  $\text{LaAl}_3$ , изоструктурное с  $\text{PrAl}_3$ , в котором отсутствуют локальные возбуждения.

На рис. 3 представлены МК спектры  $V_2(eV)$   $\text{LaAl}_3$  (кривые 1—3) предположительно с баллистическим режимом пролета электронов  $l_e, l_e \gg d$  ( $l_e, l_e$  — импульсная и энергетическая длины свободного пробега электронов;  $d$  — диаметр контакта). Наблюдается хорошая воспроизводимость как в положении, так и в относительной интенсивности спектральных линий, максимумы которых расположены при энергиях 10, 14, 22, 24.5, 27.5, 32, 36 и 48 мэВ. Известно, что в баллистическом режиме часть особенностей МК спектра может возникнуть из-за многофононных процессов рассеяния электронов [10]. Учитывая это, нами был рассчитан, согласно теории Ван Гельдера [11], вклад двухфононных процессов в МК спектр 3

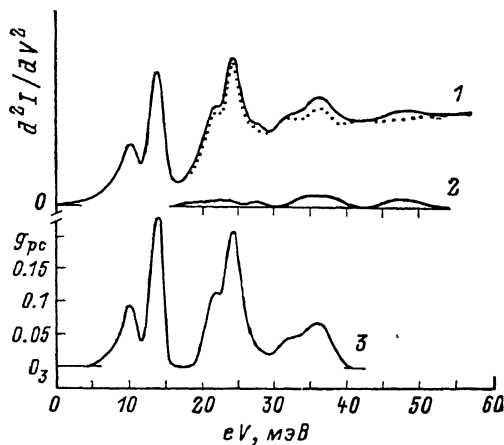


Рис. 4.

(рис. 3). Результат расчета приведен на рис. 4 (кривая 2). Как видно, двухфононные пики проявляются при энергиях 23—24, 27—28, 34—39 и 46—49 мэВ. Интенсивность этих пиков была установлена таким образом, чтобы пик при энергии  $\sim 48$  мэВ был равен по интенсивности соответствующему пику на МК спектре  $(d^2I/dV^2)(eV)$  (кривая 1), восстановленном из экспериментально измеренного спектра  $V_2(eV)$  (кривая 3, рис. 3). Пунктиром на кривой 1 показан результат вычитания из МК спектра  $\text{LaAl}_3$  вклада двух фононных процессов рассеяния электронов. В полученном однофононном спектре полностью отсутствуют особенности при энергиях  $\sim 28$  и 48 мэВ. Это свидетельствует о том, что их наблюдение в эксперименте (кривые 1—3  $V_2(eV)$ ; рис. 3) связано только с двухфононными процессами рассеяния электронов. Вклад в пик, расположенный при энергиях  $\sim 36$  мэВ, дают как двухфононные, так и однофононные процессы рассеяния электронов. Результаты нейтронных исследований плотности фононных состояний в  $\text{LaAl}_3$  [2] (кривая 4 на рис. 3) хорошо согласуются с данными наших исследований. На рис. 4 приведена также МК функция ЭФВ  $g_{pc}(eV)$   $\text{LaAl}_3$  (кривая 3). Она восстановлена из МК спектра, имеющего наибольшую интенсивность.

Следует отметить, что восстановить МК функцию ЭФВ  $g_{pc}(eV)$   $\text{LaAl}_3$  из наиболее часто применяемого соотношения, полученного в модели свободных электронов

$$\frac{3\hbar}{2\sqrt{2}e} \frac{v_F}{d} \frac{V_2(eV)}{V_1^2(eV)} = g_{pc}(eV) + B(eV), \quad (4)$$

не представляется возможным, так как скорость Ферми  $v_F$  и диаметр контакта  $d$  неизвестны. В соотношении (4)  $V_1(eV)$ ,  $V_2(eV)$  — измеряемые

в эксперименте значения первой и второй гармоники модулирующего сигнала;  $B$  (eV) — фоновая составляющая спектра, аналитически связанная с  $g_{pc}$  (eV) (см., например, [12, 13]). Диаметр  $d$  микроконтакта в баллистическом режиме пролета электронов определяется по его сопротивлению  $R$  [14]

$$d = \left( \frac{16}{3\pi} \frac{\rho l}{R} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\rho l$  — произведение удельного сопротивления на длину свободного пробега электронов — постоянная величина. Однако  $\rho l$  нам также неизвестно.

Можно показать, что достаточно знать коэффициент электронной теплоемкости  $\gamma$ ,<sup>2</sup> чтобы определить с некоторым приближением функцию  $g_{pc}$  (eV). Если воспользоваться выражением для коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma = (\pi^2 k_B^2 N/3) (1 + \lambda)$  (в котором  $N$  — плотность электронных состояний на поверхности Ферми;  $\lambda$  — термодинамический параметр ЭФВ, равный  $\lambda = 2 \int_0^\infty g(\omega) \omega^{-1} d\omega$ ;  $g(\omega)$  — термодинамическая функция ЭФВ), то известные в модели свободных электронов соотношения для  $\rho l$  и  $v_F$  можно представить в виде

$$\rho l = \frac{\pi^2 m_0^2 k_B^4}{3e^2 \hbar^3 \gamma^2} (1 + \lambda)^2, \quad v_F = \frac{3\hbar^3}{m_0^2 k_B^2} (1 + \lambda) \gamma \quad (6)$$

или

$$\rho l = \rho l^{(0)} (1 + \lambda)^2, \quad v_F = v_F^{(0)} (1 + \lambda)^{-1}.$$

Отсюда

$$d = \bar{d}^{(0)} (1 + \lambda), \quad \bar{d}^{(0)} = \left( \frac{16}{3\pi} \frac{\rho l^{(0)}}{R} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

В конечном же результате, подставляя (6) и (7) в (4), получим

$$\frac{3\hbar}{2\sqrt{2} e} \frac{\bar{v}_F^{(0)}}{\bar{d}^{(0)}} \frac{V_2(eV)}{V_1^2(eV)} \frac{1}{(1 + \lambda)^2} = g_{pc}(eV) + C \int_0^{eV} g_{pc}(\omega) \omega^{-1} d\omega. \quad (8)$$

Здесь фоновая составляющая спектра  $B$  (eV) представлена в виде, предложенном в работе [12]

$$B(eV) = C \int_0^{eV} g_{pc}(\omega) \omega^{-1} d\omega \quad (C = \text{const}).$$

Соотношение (8) совместно с выражением для микроконтактного интегрального параметра ЭФВ  $\lambda_{pc}$ , который мы считаем близким к термодинамическому параметру ЭФВ  $\lambda$

$$\lambda_{pc} = \int_0^\infty g_{pc}(\omega) \omega^{-1} d\omega \simeq \lambda, \quad (9)$$

представляет систему двух уравнений относительно двух неизвестных  $\lambda \simeq \lambda_{pc}$  и  $g_{pc}$  (eV). Эта система может быть решена численным методом. Ее решение может быть значительно упрощено, так как из (8) следует, что функции  $g_{pc}$  (eV) и  $\bar{g}_{pc}^{(0)}$  (eV), определяемые из этого уравнения соответственно при  $\lambda \neq 0$  и  $\lambda = 0$ , связаны простым соотношением

$$g_{pc}(eV) = \bar{g}_{pc}^{(0)}(eV)/(1 + \lambda)^2. \quad (10)$$

После интегрирования получаем

$$\lambda = \lambda^{(1)}/(1 + \lambda)^2, \quad (11)$$

<sup>2</sup> Для  $\text{LaAl}_3$  коэффициент электронной теплоемкости равен  $94.079 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-2}$  [15].

где

$$\lambda^{(1)} = 2 \int_0^{\infty} \bar{g}_{pc}^{(0)}(\omega) \omega^{-1} d\omega.$$

Следовательно, достаточно восстановить функцию  $\bar{g}_{pc}^{(0)}(eV)$ , используя соотношение (4) при известных  $v_F = \bar{v}_F^{(0)}$  и  $d = \bar{d}^{(0)}$ , чтобы затем из уравнений (11), (10), (6) и (7) вычислить интегральный параметр ЭФВ  $\lambda$ , получить абсолютные значения МК функции  $g_{pc}(eV)$ , а также определить для исследуемого соединения скорость Ферми  $v_F$  и плотность электронных со-

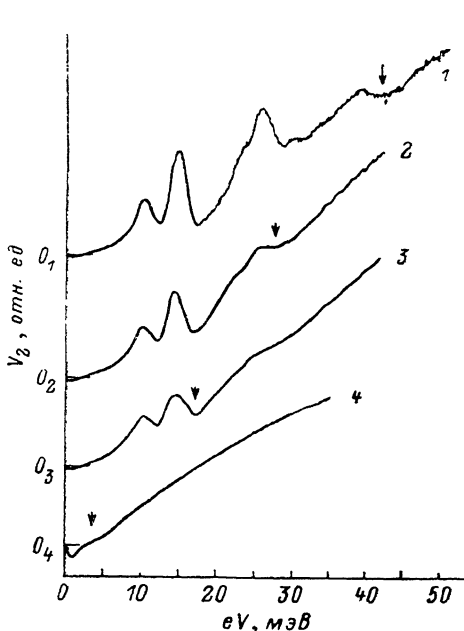


Рис. 5. Изменение вида микроконтактных спектров  $\text{LaAl}_3$  в зависимости от соотношения между импульсной  $l_i$ , энергетической  $l_s$  длинами свободного пробега электронов и диаметром контакта  $d$ .

Сопротивления контактов  $R$  (Ом): 1 — 4,6, 2 — 2,46, 3 — 1,79, 4 — 1,73. Стрелкой на спектрах отмечена предполагаемая граница перехода к тепловому режиму протекания тока  $d \geq l_i, l_s$ .

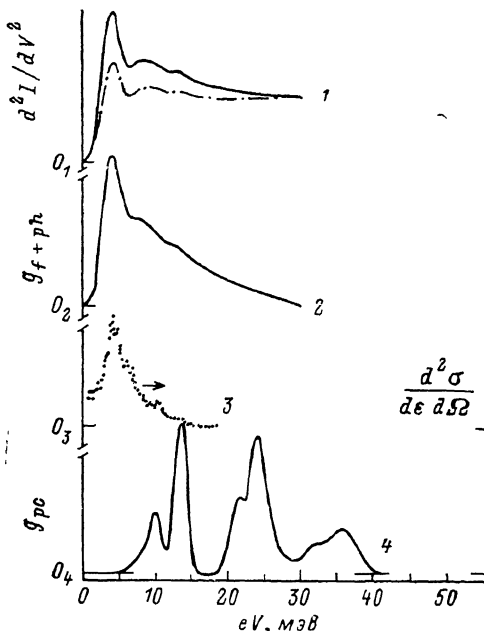


Рис. 6. Микроконтактный спектр  $\text{PrAl}_3$  — зависимость  $(d^2 I / dV^2)(eV)$ , полученная путем пересчета кривой 2  $V_2(eV)$  на рис. 2 (кривая 1, сплошная линия).

Штрихпунктирная линия соответствует фоновой составляющей  $g_B(eV)$  в случае двухуровневой системы. Кривая 2 — функция электрон-бозонного взаимодействия  $g_{f+ph}(eV)$   $\text{PrAl}_3$ . Точками изображен ход дважды дифференциального сечения рассеяния нейтронов для  $\text{PrAl}_3$ , [ ]  $(d^2 \sigma / d\epsilon d\Omega)(eV)$  — зависимость 3. Кривая 4 — микроконтактная функция ЭФВ  $g_{pc}(eV)$   $\text{LaAl}_3$ .

стояний на поверхности Ферми  $N$ , произведение  $\rho l$ , а для микроконтакта диаметр  $d$ .<sup>3</sup>

Интегральный параметр ЭФВ интерметаллического соединения  $\text{LaAl}_3$  оказался равен 0,28,  $v_F = 1,6 \cdot 10^6$  м/с,  $N = 5,86 \cdot 10^{46}$  Дж<sup>-1</sup>·м<sup>-3</sup>,  $\rho l = 0,6 \times 10^{-15}$  Ом·м<sup>2</sup>.

Используя рассчитанное значение  $\rho l$  и измеренное значение  $\rho$ , мы нашли, что импульсная длина свободного пробега электронов  $l_i$  в массивных образцах  $\text{LaAl}_3$  при 4,2 К составляет около  $\sim 145$  нм. Это в 6—8 раз превышает диаметры контактов, МК спектры которых приведены на рис. 3 (кривые 1—3). Диаметры находились по формуле (5). Таким образом, расчет показывает, что в этих контактах вполне возможен бал-

<sup>3</sup> Предлагаемая процедура расчета  $\lambda$  и  $g_{pc}(eV)$  металлов, для которых известны только МК спектр и коэффициент электронной теплоемкости, была апробирована на меди. Найдено  $\lambda = 0,29$ , тогда как прямой расчет по известным в модели свободных электронов  $v_F$  и  $\rho l$  дал  $\lambda = 0,26$ .

листический режим пролета электронов  $l_i, l_e \gg d$ . Косвенным свидетельством того, что спектры рис. 3 получены для контактов с режимом пролета электронов, близким к баллистическому, являются также результаты рис. 5. Здесь продемонстрировано изменение МК спектров  $\text{LaAl}_3$  при последовательном увеличении диаметра контакта (уменьшение сопротивления) (кривые 1—4). Видно, что с увеличением диаметра высокоэнергетические спектральные особенности на МК спектрах размываются (кривые 2, 3), а кривая 4 вообще не содержит спектральных линий и определенно соответствует тепловому режиму пролета электронов  $d \gg l_i, l_e$ . Высоко-частотные пики на спектрах 2, 3 размываются из-за уменьшения  $l_e$  в около-контактной области с возрастанием напряжения смещения на контакте. Этот эффект обусловлен включением с увеличением  $eV$  все большей части фононного спектра в неупругие процессы рассеяния электронов в около-контактной области. Если условие баллистического  $l_i, l_e \gg d$  или диффузионного  $l_i < d \ll (l_i l_e)^{1/2}$  режимов выполняется с недостаточным запасом при  $eV \simeq 0$  мэВ, то на одном и том же МК спектре будут наблюдаться участки, соответствующие различным режимам протекания тока. По мере увеличения сопротивления контакта (уменьшения диаметра) граница перехода от баллистического к диффузионному и от диффузионного к тепловому режиму должна смещаться в сторону больших энергий, что хорошо видно на рис. 5. Таким образом, для спектра 1 неравенство  $l_i, l_e \gg d$ , по-видимому, выполняется.

На рис. 6 приведены один из МК спектров  $\text{PrAl}_3$  (кривая 1, сплошная линия), нейтронные данные для  $\text{PrAl}_3$  (кривая 3), а также функция ЭФВ  $g_{pc}(eV)$   $\text{LaAl}_3$  (кривая 4). Из сопоставления этих зависимостей можно предположить, что пики в спектре  $\text{PrAl}_3$  при энергиях 11 и 14 мэВ обусловлены ЭФВ, тогда как пик при 4.5 мэВ без сомнения связан с рассеянием электронов проводимости на ионах  $\text{Pr}^{3+}$  с переводом их в возбужденное состояние. С другой стороны, при энергии порядка 9—11 мэВ возможно появление пика на МК спектрах из-за последовательного рассеяния электрона на двух ионах  $\text{Pr}^{3+}$  с переводом их из основного состояния в возбужденные  $\Gamma_6$  (двухстолкновительные процессы). Фононную природу особенностей при 9—11 и 14 мэВ в типичных МК спектрах  $\text{PrAl}_3$  (см., например, рис. 2), однако, подтверждают наблюдающиеся иногда для этого соединения несколько видоизмененные спектры. Один из них показан на рис. 7. Как видно, здесь вместо одного интенсивного пика при энергии 4.5 мэВ наблюдаются два пика при энергиях 3 и 5.5 мэВ (соответствующие двухстолкновительные пики должны быть расположены при  $eV=6$  и 11 мэВ). Такое изменение экситонных линий, по-видимому, может быть обусловлено расщеплением под действием сильных кристаллических напряжений, возникающих в момент образования контакта, дублетного состояния  $\Gamma_6$  с энергией 4.5 мэВ (см. схему уровней КЭП; рис. 1) на два синглетных. Однако мы не видим измененный в спектре при энергиях 9—11 и 14 мэВ, что подтверждает фононный характер этих линий. Отсутствие фононных особенностей при энергиях  $eV \geq 17$  мэВ свидетельствует о том, что в этой области режим протекания тока через микроконтакт становится тепловым. Переход от спектрального режима при малых энергиях к тепловому режиму при больших энергиях, обусловленный скорее всего увеличением неравновесных экситонов в контактной области, объясняет перераспределение относительной интенсивности фононных линий при 10 и 14 мэВ в спектре  $\text{PrAl}_3$  по сравнению с функцией ЭФВ  $g_{pc}(eV)$   $\text{LaAl}_3$ .

Используя соотношение (3), справедливое для двухуровневой системы, мы рассчитали «фоновую» составляющую спектра  $g_B(eV)$  (на рис. 6 показана штрихпунктирной линией, кривая 1) и после вычитания фона получили функцию электрон-бозонного взаимодействия  $g_{f+ph}(eV)$  (кривая 2)  $\text{PrAl}_3$ .

На рис. 8, а приведены результаты измерения четырехконтактным методом сопротивления массивного образца  $\text{LaAl}_3$  и данные расчета по формуле Блоха—Грюнайзена

$$\rho_{ph}(T) = \frac{2\pi}{ne^2\hbar} \int_0^{\infty} g_{tr}(eV) \frac{eV/2k_B T}{sh^2(eV/2k_B T)} d(eV). \quad (12)$$

Поскольку транспортная функция ЭФВ  $g_{tr}(eV)$  для  $LaAl_3$  неизвестна, мы рассчитали зависимость  $\rho_{ph}(T)$  с использованием МК функции ЭФВ (сплошная кривая на рис. 8, а). Видно, что наблюдается заметное отличие расчета от экспериментальных данных. Микроконтактная  $g_{pc}(eV) = \alpha_{pc}^2(eV) F(eV)$  и транспортная  $g_{tr}(eV) = \alpha_{tr}^2(eV) F(eV)$  функции близки по структуре, поскольку в основном отражают вид функции плотности фоновых состояний  $F(eV)$ . Это позволило нам, используя известную МК функцию ЭФВ  $g_{pc}(eV)$  в качестве исходной и изменяя относительную интенсивность спектральных линий в ней, найти функцию  $g_{tr}(eV)$ , которая дает наилучшее соответствие между расчетом (рис. 8, штриховая кривая) и измеренными значениями  $\rho_{ph}(T)$ .

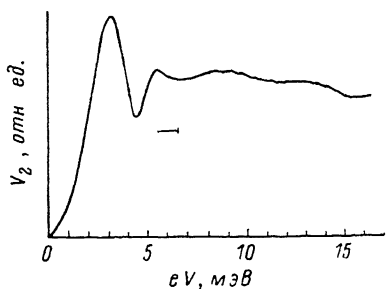


Рис. 7. Один из редких микроконтактных спектров  $V_2(eV)$   $PrAl_3$ .

Горизонтальный отрезок указывает на разрешающую способность измерения.

Таким образом, была получена транспортная функция ЭФВ  $g_{tr}(eV)$   $LaAl_3$  (рис. 8, б).

Следует отметить, что ранее рядом авторов предпринимались попытки восстановить функцию  $g_{tr}(eV)$  из экспериментальных данных по температурной зависимости электропроводности [16]. При этом возникает необходимость решения некорректной задачи о нахождении подынтегральной функции. Мы считаем, что, имея дополнительно данные о МК функции, задающей положения особых точек (максимумов, минимумов) на искомой транспортной функции ЭФВ  $g_{tr}(eV)$ , можно значительно повысить точность ее определения.

В заключение данной работы отметим, что в МК спектроскопии, так же как и в нейтронных экспериментах, возможны самостоятельное, не связанное с результатами других исследований, изучение сложных кристаллических структур и идентификация спектральных особенностей путем изучения их фоновых аналогов.

Авторы признательны О. И. Шкляревскому и Л. В. Тютриной за оказанную помощь в проведении расчетов, а также В. М. Киржнеру за ценные замечания.

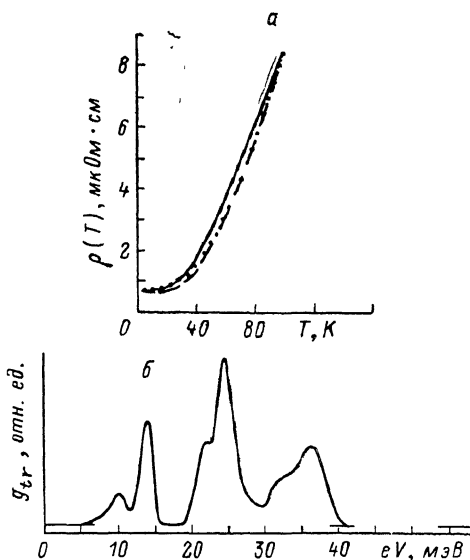


Рис. 8.

а — температурная зависимость сопротивления массивного  $LaAl_3$  (точки). Сплошная линия — результат расчета зависимости  $\rho_{ph}(T)$  с использованием микроконтактной функции ЭФВ  $g_{pc}(eV)$  (см., например, рис. 6, 4); штриховая линия — расчет зависимости  $\rho_{ph}(T)$  с использованием транспортной функции ЭФВ  $g_{tr}(eV)$  (б). Расчетные значения  $\rho_{ph}(T)$  нормировались на экспериментальные данные при  $T=100$  К.



С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Furrer A. Crystal field effects in metals and alloys. London, Plenum Press, 1977. 365 p.
- [2] Алексеев П. А., Садиков И. П. Нейтронные исследования кристаллического электрического поля и связанных с ним эффектов в редкоземельных интерметаллических соединениях. Дубна, 1983. 112 с.
- [3] Акименко А. И., Пономаренко Н. М., Янсон И. К., Райффферс М., Янош Ш. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2264—2272.
- [4] Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Тулузов И. Г. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 2. С. 149—162.
- [5] Alekseev P. A., Sadikov I. P., Shitikov Yu. L. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 114. P. 161—167.
- [6] Савицкий Е. М., Терехова В. Ф. Металловедение редкоземельных металлов. М., 1975. 271 с.
- [7] Бурханов Г. С., Чистяков О. Д., Терехова В. Ф. Высоочастотные и монокристаллические металлические материалы. М., 1987. С. 46—52.
- [8] Klein J., Leger A., Belin M. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 6. P. 2336—2348.
- [9] Чубов П. Н., Янсон И. К., Акименко А. И. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 1. С. 64—80.
- [10] Янсон И. К., Найдюк Ю. Г., Шкляревский О. И. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 11. С. 1176—1184.
- [11] Van Gelder A. P. // Sol. St. Comm. 1978. V. 25. N 12. P. 1097—1110.
- [12] Yanson I. K., Kulik I. O., Batrak A. G. // J. Low Temp. Phys. 1981. V. 42. N 5/6. P. 527—556.
- [13] Кулик И. О. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 9. С. 937—950.
- [14] Wexler G. // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 89. N 566. P. 927—941.
- [15] Mahoney J. V., Wallace W. E., Craig R. S. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 2733—2738.
- [16] Igalson J., Pindor A. J., Sniadower L. // J. Phys. F: Met. Phys. 1981. V. 11. N 5. P. 995—1010.

Институт металлургии АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 июня 1989 г.