

PACS: 81.40.-z

Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодный

## ЭЛЕКТРОННО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В СПЛАВАХ РЕНИЯ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА $T_c$

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина  
E-mail: tikhonovsky@kipt.kharkov.ua

*Исследованы зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c(C)$  и ее производной  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  от содержания примеси молибдена в сплавах  $Re_{1-x}Mo_x$ . Обнаружены нелинейное увеличение  $T_c$  и минимум на зависимости  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ , которые указывают на изменение топологии поверхности Ферми (ПФ) рения. Проведено количественное сравнение экспериментальных результатов с теорией и определены значения параметров, характеризующих электронный топологический переход (ЭТП). Показано, что сильный рост  $T_c$  в значительной степени обусловлен топологической добавкой  $\delta T_c$ .*

### Введение

В электронном спектре ряда металлов вблизи уровня Ферми имеются критические точки  $\varepsilon_c$ . Когда энергия Ферми металла под действием внешних факторов достигает критического значения, происходит ЭТП [1]. Температура сверхпроводящего перехода при ЭТП имеет особенность в виде топологической добавки  $\delta T_c$ , знак которой определяется типом топологического перехода, а величина – масштабом корневой добавки к плотности электронных состояний  $\delta\nu$  [2–5]. Максимальные значения  $\delta T_c$  наблюдаются в переходных металлах и их сплавах, что обусловлено наличием узких  $d$ -зон с высокой плотностью состояний [5].

Рений – переходный металл со сложной структурой электронного спектра [6]. При исследовании сверхпроводящих характеристик рения и его сплавов  $Re-Os$  под давлением обнаружено аномальное поведение  $T_c(C)$  и  $\partial T_c/\partial P(C)$ , связанное с изменением топологии ПФ при прохождении уровнем Ферми критической энергии  $\varepsilon_c > \varepsilon_F^0$  [7,4]. Изменение  $T_c(C)$  в сплавах  $Re-Os$  мало ( $\sim 0.1$  К). Гораздо сильнее  $T_c$  изменяется при добавлении к рению примесей меньшей валентности W и Mo [8,9], т.е. при  $\varepsilon < \varepsilon_F^0$ . Именно в этой области

энергий, по предположению Макмиллана и Чу [8], в электронном спектре рения вблизи  $\varepsilon_F^0$  должна существовать критическая энергия  $\varepsilon_c$ . Однако это предположение нуждается в экспериментальном подтверждении. Такие исследования проведены в настоящей работе.

### Результаты экспериментальных исследований и сравнение с теорией

Изучали сверхпроводящие характеристики сплавов  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ . Образцы для измерений вырезали из монокристаллов, полученных методом электронно-лучевой зонной плавки. Концентрацию примеси определяли по спектрам характеристического рентгеновского излучения, а однородность ее распределения в образце – по ширине сверхпроводящего перехода, которая составляла 0.05–0.1 К.

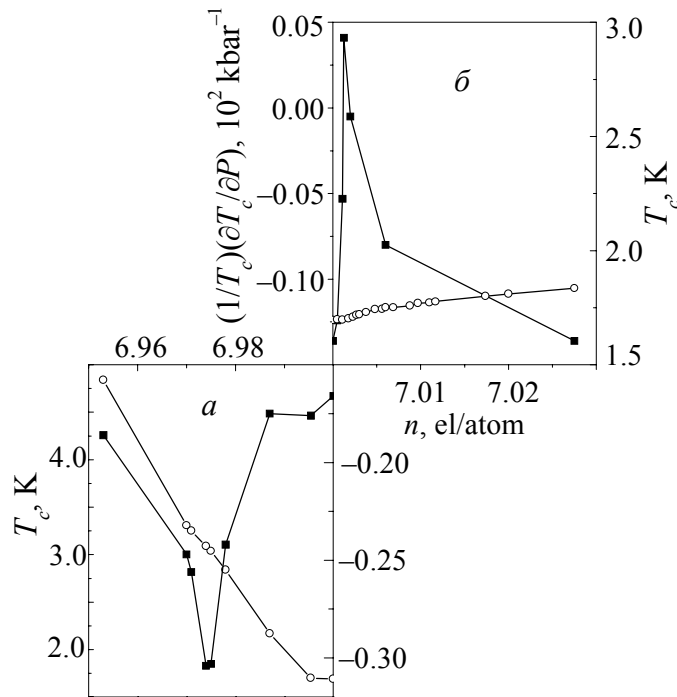
Как было показано ранее [2–5,10], надежным методом выявления изменений топологии ПФ металлов и сплавов служит исследование аномалий сверхпроводящих характеристик. При этом основным критерием изменения топологии ПФ при изучении сверхпроводящих свойств является асимметричный экстремум в зависимости производной температуры сверхпроводящего перехода по давлению от содержания примеси либо от давления  $T_c^{-1}(\partial T_c/\partial P)(C,P)$  [10]. Поэтому нами проведены исследования температуры сверхпроводящего перехода сплавов  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$  под давлением, в частности, в зависимости от электронной концентрации  $n = 7 - x + y$  (рис. 1). Немонотонное изменение  $T_c(n)$ , а главное – наличие экстремумов в зависимостях  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(n)$ , свидетельствуют о присутствии в электронном спектре рения критических точек как выше уровня Ферми  $\varepsilon_{c2}$  [4], так и ниже –  $\varepsilon_{c1}$  [11]. Когда под действием примесей Mo и Os уровень Ферми достигает критических значений энергии соответственно  $\varepsilon_{c1}$  или  $\varepsilon_{c2}$ , происходит изменение топологии ПФ рения.

Особенности зависимостей  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  и  $T_c(C)$  (рис. 1) рассмотрим с точки зрения развитых ранее представлений об ЭТП в металлах и сплавах [2–5]. Сравнение экспериментальных результатов с теорией и количественную обработку проводили методом наименьших квадратов с использованием следующих выражений [11]:

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0}(C) = \frac{B_1}{2} I(\beta), \quad (1)$$

$$\text{где } T_c^0(C) = T_c^* \left( 1 + \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C} \Delta C \right), \quad B_1 = V \sqrt{2T_c^*}, \quad V = \frac{\delta v(\varepsilon_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(\varepsilon_F^0)}, \quad \beta = \varepsilon_F^0 - \varepsilon_c,$$

$T_c^*$  – температура сверхпроводящего перехода чистого рения при нулевом давлении,



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  (—○—) и ее производной  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)$  (—■—) от электронной концентрации  $n$  для систем:  $a$  –  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$  (настоящая работа),  $b$  –  $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$  (данные из [7,8])

$$I(\beta, \lambda) = \int_{-\beta}^{\infty} \left| F\left(\frac{2T_c^*}{sk_F} y\right) \right|^2 \sqrt{\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} \Delta C + y + \sqrt{\left(\frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial \beta}{\partial C} \Delta C + y\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4T_c^*}\right)^2}} \frac{\text{th} \frac{y}{\lambda}}{y} dy,$$

где  $\Gamma/4T_c^* = B_6\rho$ ,  $\rho = \frac{R_{4,2}}{R_{300}}$  – остаточное сопротивление,  $\lambda = T_c/2T_c^*$ ,

$B_4 = \frac{1}{2T_c^*} \frac{\partial(\epsilon_F^0 - \epsilon_c)}{\partial C}$ ,  $B_3 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial C}$ ,  $B_5 = C_c$ ,  $s$  – скорость звука,  $k_F$  – фермиев-

ский импульс,  $F\left(\frac{T_c^*}{sk_F} y\right)$  – ядро эффективного электрон-фононного взаимодействия в модели Фрелиха–Дебая [4];

$$\ln \frac{T_c}{T_c^*}(C) = \ln(1 + B_3 \Delta C) + \frac{B_1}{2} I(\beta). \quad (2)$$

Выражение для производной температуры сверхпроводящего перехода  $\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} \Big|_{P \rightarrow 0}(C)$ , полученное дифференцированием формулы (2), имеет вид

$$\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} = \frac{B_8 + B_2 \Delta C}{1 + B_3 \Delta C} + \frac{1}{2} B_1 B_4 B_7 I'_\beta(\beta, \lambda). \quad (3)$$

Здесь параметры  $B_1, B_3, B_4, B_5, B_6$  те же, что и в формуле (2),  $B_2 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial^2 T_c^0}{\partial C \partial P}$ ,

$B_7 = \frac{\partial C}{\partial P}$ ,  $B_8 = \frac{1}{T_c^*} \frac{\partial T_c^0}{\partial P}$  – изменение плавной составляющей  $T_c^0$  под действи-

ем давления. Подгонку проводили, используя одновременно экспериментальные данные  $T_c(C)$  и  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ , так как они описываются одними и теми же параметрами. Это увеличило число обрабатываемых данных и обеспечило лучшую надежность полученных значений параметров.

В результате сравнения теории с экспериментом по формулам (2), (3) были получены параметры ЭТП для систем Re–Mo ( $\varepsilon \leq \varepsilon_F^0$ ) и Re–Os ( $\varepsilon \geq \varepsilon_F^0$ ), приведенные в таблице.

Таблица

Параметры ЭТП

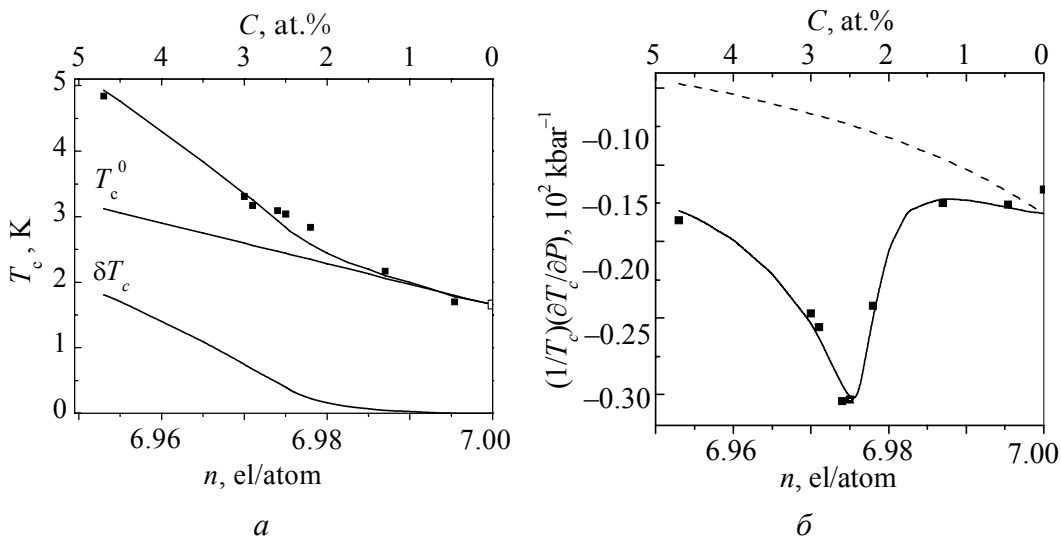
Параметры	Размерность	Re–Mo	Re–Os
$B_1$	$K^{1/2}$	$(19.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$	$(10.2 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$
$B_2$	$(\text{at.}\% \cdot \text{kbar})^{-1}$	$(-1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	$(4.9 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$
$B_3$	$1/\text{at.}\%$	$(22.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	$-(8.68 \pm 2.0) \cdot 10^{-2}$
$B_4$	$1/\text{at.}\%$	$18.9 \pm 0.4$	$-25 \pm 3$
$B_5$	$\text{at.}\%$	$2.35 \pm 0.03$	$0.125$
$B_6$	$K^{-1}$	$6$	–
$B_7$	$\text{at.}\%/\text{kbar}$	$-(8.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$	$(16.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$
$B_8$	$1/\text{kbar}$	$-(1.58 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$	$-(2.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$

Используя значения параметров  $B_4$  и  $B_5$  из таблицы, определили расстояния от  $\varepsilon_F^0$  до критических точек  $\varepsilon_{c1}$  и  $\varepsilon_{c2}$ :  $\varepsilon_F^0 - \varepsilon_{c1} = 0.017$  eV для  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$  и  $\varepsilon_{c2} - \varepsilon_F^0 = 0.0011$  eV для Re–Os. Эти данные являются важным дополнением для уточнения тонкой структуры электронного спектра.

Результаты сравнения экспериментальных данных с теорией для зависимостей  $T_c(C)$  и  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  представлены графически в соответствии с приведенными значениями параметров на рис. 2. Как видим, наблюдается хорошее согласие теоретических кривых с экспериментальными данными зависимостей  $T_c(C)$  и  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  в сплавах  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$ . Это свидетельствует о единой природе наблюдаемых особенностей – изменении топологии ПФ.

### Обсуждение результатов

Как отмечалось ранее, основным критерием изменения топологии ПФ при исследовании сверхпроводящих свойств является асимметричный экстремум в производной температуры сверхпроводящего перехода по давлению. Поэтому, исходя из асимметрии минимума на зависимости  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(n)$ , приведенной на рис. 2, с учетом положительных знаков



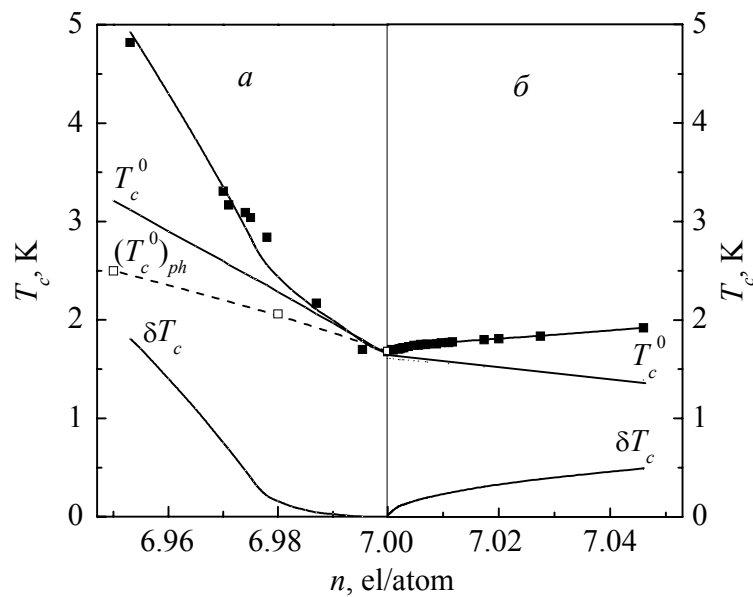
**Рис. 2.** Результаты сравнения теории (—) с экспериментом (—■—) для зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  (а) и ее производной  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)$  (б) от содержания примеси (электронной концентрации  $n$ ) для системы Re–Mo; штриховая кривая – плавная составляющая

параметров  $B_1$  и  $B_4$  можно предположить, что добавление молибдена приводит к образованию малой дырочной полости ПФ рения. Это согласуется с имеющимися данными об электронном спектре рения [6]. При добавлении электроположительной примеси осмия тоже происходит изменение топологии ПФ – образование новой электронной полости [7,8]. Об этом свидетельствуют асимметричный максимум на зависимости  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(n)$  (см. рис. 1), а также положительный знак параметра  $B_1$  и отрицательный –  $B_4$ .

Значительный интерес представляет вопрос о влиянии изменений топологии ПФ рения на температуру сверхпроводящего перехода. Выделить из  $T_c$  плавную  $T_c^0$  и топологическую  $\delta T_c$  составляющие можно при количественном сравнении теории с экспериментальными результатами. На рис. 3 представлены экспериментальные данные для температуры сверхпроводящего перехода, а также теоретические зависимости  $T_c(n)$ , плавной  $T_c^0(n)$  и топологической  $\delta T_c(n)$  ее составляющих для систем Re–Mo и Re–Os.

Топологические добавки к температуре сверхпроводящего перехода  $\delta T_c$  по обе стороны  $\varepsilon_F^0$  положительны. Следовательно, положительными должны быть и топологические составляющие плотности электронных состояний  $\delta v$ . Это согласуется с положительным знаком параметра  $B_1 = \frac{\delta v(\varepsilon_F^0 + 2T_c^*)}{v_0^*(\varepsilon_F^0)} \sqrt{2T_c^*}$  в обоих случаях.

Отметим существенное различие по абсолютной величине топологических добавок  $\delta T_c$  для обеих систем. Большая величина  $\delta T_c$ , полученная для сплавов Re–Mo, соответствует пересечению уровнем Ферми вершины  $d$ -зоны



**Рис. 3.** Зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c(n)$ , плавной  $T_c^0(n)$  и топологической  $\delta T_c(n)$  ее составляющих для систем Re–Mo (а) и Re–Os [8] (б). Данные для  $(T_c^0)_{ph}$  взяты из [9]: — — теория, —■— — эксперимент

с высокой парциальной плотностью состояний, что согласуется с данными работы [12]. Логичными являются также результаты, полученные для изменения плавной составляющей  $T_c^0(n)$ , если учесть, что уровень Ферми в ре-нии находится на крутом плече энергетической зависимости плотности состояний, где с ростом энергии плотность состояний убывает  $dv_0/d\varepsilon < 0$  [6].

На этом же рисунке представлены данные работы [9], показывающие изменение плавной составляющей температуры сверхпроводящего перехода  $(T_c^0)_{ph}$  в системе Re–Mo за счет изменений фононного спектра. Отсюда видно, что плавная составляющая  $T_c^0(n)$  в равной степени определяется изменениями в фононном и электронном спектрах. Однако, как видно из рис. 3, общее изменение температуры сверхпроводящего перехода в системе Re–Mo в большей степени определяется топологической добавкой  $\delta T_c$ , т.е. связано с ЭТП. Как было показано в [9], введение примеси Mo приводит к смягчению фононного спектра. Но примесь Mo в сплавах Re–Mo является легкой относительно Re, поэтому авторы [9] связывают смягчение фононного спектра с изменениями, происходящими в электронной подсистеме. Исходя из наших результатов, можно предположить, что смягчение фононного спектра является следствием ЭТП.

### Выводы

1. При исследовании сверхпроводящих свойств сплавов Re–Mo под давлением обнаружены немонотонный рост  $T_c$  и асимметричный минимум на

зависимости  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$ , указывающие на изменение топологии ПФРения при энергии  $\varepsilon_c < \varepsilon_F^0$ .

2. Проведено сравнение экспериментальных данных с теорией, определены тип топологического перехода и параметры ЭТП для рения с различными примесями.

3. Разделены вклады монотонной и топологической составляющих  $T_c$  сплавов Re. Показано, что изменение температуры сверхпроводящего перехода в сплавах Re–Mo обусловлено в основном изменениями электронного спектра. Причем топологический вклад в изменение  $T_c$  является определяющим.

1. И.М. Лифшиц, ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).
2. В.И. Макаров, В.Г. Барьяхтар, ЖЭТФ **48**, 1717 (1965).
3. Н.Б. Брандт, Н.И. Гинзбург, Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, В.И. Макаров, Т.А. Игнатьева, ЖЭТФ **49**, 85 (1965).
4. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, В.И. Макаров, Т.А. Игнатьева, ЖЭТФ **62**, 1118 (1972).
5. Т.А. Игнатьева, В.В. Ганн, А.Н. Великодный, ФНТ **20**, 1133 (1994).
6. L.F. Mattheiss, Phys. Rev. **151**, 464 (1966).
7. C.W. Chu, T.F. Smith, W.E. Gardner, Phys. Rev. Lett. **20**, 198 (1968); C.W. Chu, T.F. Smith, W.E. Gardner, Phys. Rev. **B1**, 214 (1970).
8. C.W. Chu, W.L. McMillan, H.L. Luo, Phys. Rev. **B3**, 3757 (1971).
9. Н.А. Тулина, ФНТ **5**, 499 (1983); А.В. Белушкин, М.Г. Землянов, И. Натканец, Н.А. Тулина, С. Хабрыло, Ю.Л. Шитиков, Препринт Р14-87-644, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна (1987).
10. В.И. Макаров, ФНТ **3**, 20 (1977); В.И. Макаров, В.З. Клейнер, Т.А. Игнатьева, ФНТ **5**, 1022 (1979).
11. Т.А. Игнатьева, А.Н. Великодный, ФНТ **30**, 523 (2004).
12. В.В. Немошкаленко, В.Н. Антонов, Вл.Н. Антонов, ДАН СССР **260**, 72 (1981).

*T.A. Ignatyeva, A.N. Velikodny*

## ELECTRON TOPOLOGICAL TRANSITIONS IN RHENIUM ALLOYS AND THEIR INFLUENCE ON $T_c$

The dependences of superconducting transition temperature  $T_c(C)$  and its derivative  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  on molybdenum impurity content are investigated. Nonlinear increase of  $T_c$  and minimum in the dependence of  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)(C)$  are revealed, which indicate a change in topology of rhenium Fermi surface. A quantitative comparison between the experimental data and the theoretically calculated results is made and the numerical values of the parameters describing the electron topological transition are determined. It is shown that a substantial rise in the superconducting transition temperature  $T_c$  of rhenium under the action of molybdenum impurities is largely determined by the topological addition  $\delta T_c$ .

**Fig. 1.** Experimental dependences of superconducting transition temperature  $T_c$  (—○—) and its derivative  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)$  (—■—) on electron concentration  $n$  for systems:  $a$  –  $\text{Re}_{1-x}\text{Mo}_x$  (present work),  $b$  –  $\text{Re}_{1-y}\text{Os}_y$  (data of [7,8])

**Fig. 2.** The results of comparison between theory (—) and experiment (—■—) for the dependence of superconducting transition temperature  $T_c$  ( $a$ ) and its derivative  $(1/T_c)(\partial T_c/\partial P)$  ( $b$ ) on impurity content (the electron concentration  $n$ ) for Re–Mo system; dash line – smooth component

**Fig. 3.** Dependences of superconducting transition temperature  $T_c(n)$ , smooth  $T_c^0(n)$  and topological  $\delta T_c(n)$  components for systems Re–Mo ( $a$ ) and Re–Os [8] ( $b$ ). Data for  $(T_c^0)_{ph}$  are from [9]: — – theory, —■— – experiment