

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 43

P14-87-644

А.В.Белушкин, М.Г.Землянов<sup>1</sup>, И.Натканец,  
Н.А.Тулина<sup>2</sup>, С.Хабрыло, Ю.Л.Шитиков

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ  
И ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
В ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУРАХ РЕНИЯ

Направлено в журнал "Физика твердого  
тела"

<sup>1</sup> Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,  
Москва

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела АН СССР, Москва

1987

В работах /1,2/ было показано, что образование дефектов в  $Re$  за счёт введения атомов примеси или механической деформации приводит к увеличению температуры сверхпроводящего перехода ( $T_c$ ). При этом наблюдается увеличение значения функции электрон-фононного взаимодействия в области энергий 5-10 мэВ, восстановленной из данных микроконтактной спектроскопии /3,4/. Однако оставался открытым вопрос о характере изменения фононного спектра рения за счёт введения указанных дефектов. В связи с этим в данной работе выполнены измерения неупругого рассеяния нейтронов на образцах сплавов на основе  $Re$  и пластически деформированного  $Re$  с целью получения информации о характере изменения спектрального распределения тепловых возбуждений решетки  $Re$  за счёт легирования и деформации.

Наличие данных о фононных спектрах и функции электрон-фононного взаимодействия позволяет оценить парциальные вклады фононной и электронной подсистем в наблюдаемое увеличение  $T_c$  за счёт дефектов.

Исследовались пластически деформированные образцы  $Re$  и сплавы  $Re-Mo$  (2 и 5 ат.%) в области существования ( $\beta$ -твёрдого раствора. Среди сверхпроводящих сплавов на основе  $Re$  в системе  $Re-Mo$  наблюдается значительное изменение  $T_c$  в зависимости от концентрации примеси:  $\frac{\Delta T_c}{c} \approx 0,8 K/at.\%$ .

#### Методика экспериментов

Исходные сплавы получены электронно-лучевой плавкой и отожжены при  $T \approx 2200^\circ C$  в вакууме  $5 \cdot 10^{-5}$  торр в течение 10 часов. Образцы требуемой формы вырезались на электроискровом станке. Рентгеноструктурный и локальный рентгеноспектральный анализы (ЛРСА) показали, что исследуемые сплавы находятся в области существования ( $\beta$ -твёрдого раствора (ГПУ структура). Характеристики образцов приведены в табл. I.

Таблица I. Характеристики исследованных образцов

Образец	Mo (ат.%)	$R_{300K}/R_{nn}$	$T_c(K)$	$\Delta T_c(K)$
$Re$	-	50	1,72	0,03
$Re_{деф.}$	-	9	2,59	0,3
$Re-Mo I$	2-3	10	3,50	0,3
$Re-Mo II$	4-5	3	5,1	0,3

( $R_{300K}/R_{nn}$ ) - отношение сопротивления образца при комнатной температуре к сопротивлению перед сверхпроводящим переходом.

$\Delta T_c$  - максимальный разброс  $T_c$  по образцам различных плавок.

Критическая температура сверхпроводящего перехода определялась индуктивным методом, а сопротивление - по четырехточечной схеме.

Для исследований фононных спектров в широком диапазоне температур измерения проведены на двух времяпролётных спектрометрах: при температуре образца 300 K и 500 K - на спектрометре холодных нейтронов ИАЭ им.И.В.Курчатова /5/, и при 100 K и 300 K - на спектрометре обратной геометрии КДСОГ-М /6/ ЛНФ ОИЯИ. На спектрометре ИАЭ одновременно регистрировались неупругие рассеянные нейтроны под углами 15, 30, 45, 60, 75 и 90°. Спектрометр КДСОГ-М позволяет одновременно исследовать спектры как неупругого рассеяния, так и дифракции нейтронов. Спектры дифракции регистрировались четырьмя детекторами для углов рассеяния  $2\Theta = 30, 50, 70, 90^\circ$ . Спектры неупругого рассеяния нейтронов измерены в геометрии на пропускание для углов рассеяния 30, 50, 70, 90° и в геометрии на отражение для углов 80, 100, 120, 140°. В качестве анализа энергии неупругого рассеяния нейтронов использовался охлаждаемый жидким азотом бериллиевый фильтр.

Исследуемые образцы в виде пластин толщиной 1,5 + 2 мм с помощью кадмиевого держателя крепились в криостате. Общая площадь образца составляла 110x120 мм<sup>2</sup>.

Экспериментальные результаты, полученные на обоих спектрометрах, преобразовывались в спектральную плотность состояний по формуле

$$G(\omega) \sim I(t) \frac{K_i}{K_f} \frac{2M\omega}{1+n(\omega)} \frac{1}{\hbar |\vec{Q}|^2 N(\omega)}$$

где  $I(t)$  - времяпролётный спектр,  $\vec{Q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$  - переданный импульс,  $\hbar\omega$  - переданная энергия,  $n(\omega)$  - распределение Бозе-Эйнштейна,  $N(\omega)$  - энергетическое распределение падающих на образец нейтронов. В случае однофононного некогерентного рассеяния функция  $G(\omega)$  определяет взвешенную плотность фононных состояний:

$$G(\omega) \sim \sum_i C_i \frac{\sigma_i}{M_i} |\vec{e}_i(\omega)|^2 \mathcal{F}(\omega),$$

где  $C_i$ ,  $\sigma_i$ ,  $M_i$  – концентрация, сечение рассеяния нейтронов, масса  $i$ -го сорта атомов соответственно.  $|\vec{e}_i(\omega)|^2$  – вероятность участия  $i$ -го атома в колебаниях решетки с энергией  $\hbar\omega$ .

Поскольку для атомов *Re* и *Mo* отношения  $\sigma_i/M_i$  практически одинаковы, то на основании результатов нейтронных измерений можно судить об изменении фононного спектра  $\mathcal{F}(\omega)$  рения за счёт введения примеси молибдена.

При обработке данных со спектрометра КДСОГ-М учитывался фон, полученный при измерениях без образца, нормированный по эпитепловым нейтронам, проводилась коррекция на поглощение и суммирование спектров для всех углов рассеяния.

В случае измерений на спектрометре холодных нейтронов величина фона определялась одновременно с измерениями неупругого рассеяния нейтронов на исследуемом образце, а также проводилась коррекция на поглощение и суммирование спектров по углам.

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведены времяпролётные спектры, полученные на спектрометре КДСОГ-М для сплава *Re-Mo* (5 ат.%) и деформированного рения, в сравнении с исходным металлом.

Характер спектров, полученных в измерениях на двух времяпролётных спектрометрах, качественно одинаков. Наблюдаемое различие в спектрах обусловлено различным влиянием функции разрешения, а также разным интервалом значений переданных импульсов, по которому проводилось усреднение когерентных эффектов.

На рис. 2 приведены обобщенные функции частотных распределений для исходного *Re* и сплава *Re-Mo* (5 ат.%), полученные на спектрометре КДСОГ-М, а на рис. 3 – разностные значения обобщенных функций для сплавов *Re-Mo* (2 ат.% и 5 ат.%) и *Re*, полученные на спектрометре ИАЭ.

Результаты дифракционных измерений на спектрометре КДСОГ-М приведены на рис. 4. Данные скорректированы только на спектр падающих нейтронов.

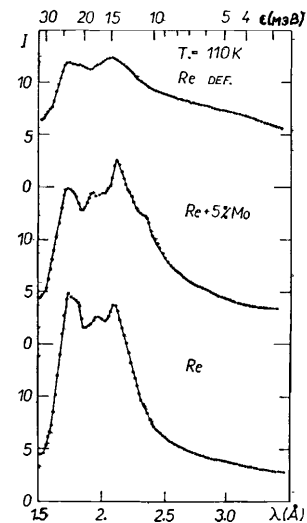


Рис. 1. Времяпролётные спектры неупругого рассеяния нейтронов, полученные на спектрометре КДСОГ-М. По вертикальной оси – интенсивность в относительных единицах.

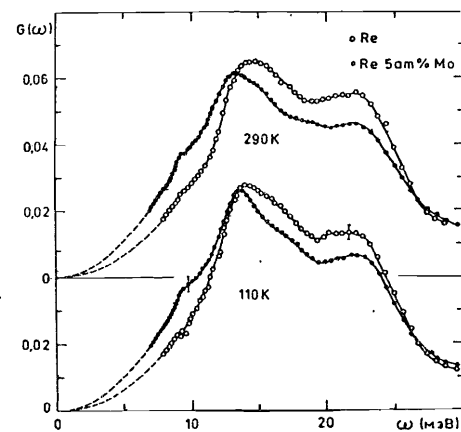


Рис. 2. Обобщенная функция частотного распределения для рения и сплава рений-молибден (5 ат.%), полученная на спектрометре КДСОГ-М.

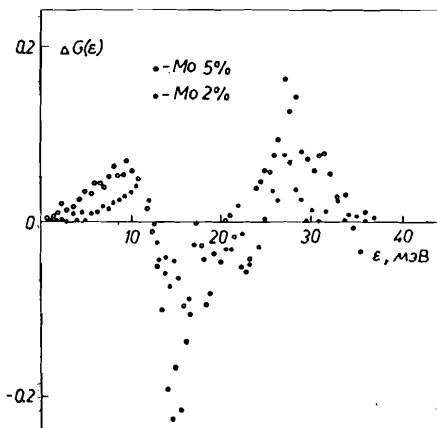


Рис. 3. Разностные значения обобщенных функций частотного распределения для сплавов  $Re-Mo$  (2 ат.% и 5 ат.%) и чистого  $Re$ , полученные на спектрометре ИАЭ.

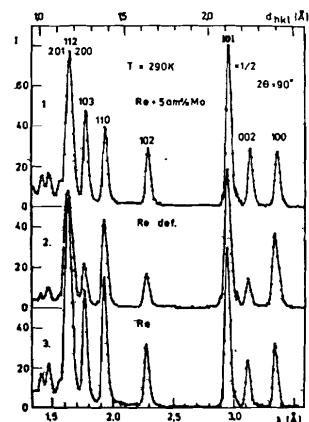


Рис. 4. Спектры дифракции нейтронов, полученные на спектрометре КДСОГ-М. Различие в относительных интенсивностях пиков обусловлено текстурой. Угол рассеяния  $2\theta = 90^\circ$ .

### Обсуждение

Параметры элементарной ячейки, полученные из дифракционных данных с помощью метода наименьших квадратов, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры элементарной ячейки образцов для  $T=290K$

	/7/	$Re$	$Re-Mo(5 \text{ ат.}\%)$	$Re_{\text{деф.}}$
$a(\text{Å})$	2,758	2,758 (5)	2,759 (5)	2,764 (5)
$c(\text{Å})$	4,447	4,458 (9)	4,472 (9)	4,46 (9)

Видно, что значения  $a$  и  $c$  исследованного образца  $Re$  совпадают с опубликованными данными /7/. Введение 5 ат.%  $Mo$  приводит не просто к расширению элементарной ячейки, но и к увеличению отношения  $c/a$ . Этот факт представляет интерес с точки зрения возможной корреляции между поведением параметров ячейки и сверхпроводящими свойствами. Известно /8/, что введение водорода в  $Re$  приводит к подавлению сверхпроводящих свойств. При этом отношение  $c/a$  уменьшается. Изменение параметра  $c/a$  для пластически деформированного  $Re$  лежит за пределами точности наших измерений. Обращает на себя внимание заметное уширение дифракционных пиков при деформации, что может свидетельствовать о значительном количестве дефектов структуры.

Из рис. 2,3 видно, что введение дефектов в виде примесных атомов  $Mo$  приводит к увеличению плотности колебательных состояний в области малых частот. Аналогичная деформация спектров наблюдается и в функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) (рис. 5). Поскольку сплавы  $Re-Mo$  представляют собой системы с легким примесным атомом, то наблюдаемые деформации спектрального распределения, видимо, связаны с изменениями в электронной подсистеме.

Понижение температуры до 110 K не приводит к заметным изменениям спектров (рис. 2).

Оставаясь в рамках подхода, развитого в работах /9,10/ для описания сверхпроводящего состояния, критическую температуру сверхпроводящего перехода можно описать соотношением

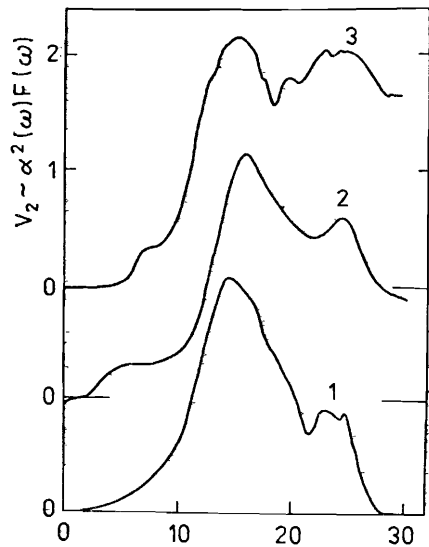


Рис. 5. Микроконтактные спектры для образцов:  
1 - чистый *Re*,  
2 - пластически деформированный *Re*,  
3 - сплав *Re-Mo* (5 ат.%).

$$T_c = \langle \omega^2 \rangle^{1/2} \exp \left[ - \frac{1.04 (1 + \lambda_{ep})}{\lambda_{ep} - \mu^* (1 + 0.62 \lambda_{ep})} \right],$$

где  $\langle \omega \rangle$  - средняя фононная частота,  $\lambda_{ep}$  - константа ЭФВ,  
 $\mu^*$  - кулоновский псевдопотенциал.  
В свою очередь  $\mu^* = \frac{1}{2} \frac{I_2}{I_1}$ ,

$$\lambda_{ep} = 2 \int_0^\infty \omega^{-1} \Theta(\omega) d\omega / \int_0^\infty \Theta(\omega) d\omega,$$

где  $\Theta(\omega) = d^2(\omega) F(\omega)$  ( $d^2(\omega)$  - усреднённый квадрат матричного элемента ЭФВ) и может быть восстановлена из измерений второй производной вольтамперной характеристики микроконтакта:

$$d^2 I / dV^2 = -e^3 N_{EF} \frac{d^3}{3} \langle K(\vec{p}, \vec{p}') \rangle \Theta(\omega).$$

Если использовать экспериментальное значение константы ЭФВ, найденное из микроконтактных спектров, для оценки критической температуры, то наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом (табл. 3).

Исходя из соотношения

$$\lambda_{ep} = \frac{N_{EF} \langle d^2(\omega) \rangle}{M \langle \omega^2 \rangle}$$

и используя  $\langle \omega^2 \rangle$  из спектральных распределений, восстановленных из данных по рассеянию нейтронов, можно оценить увеличение  $T_c$  за счёт изменений в фононной подсистеме. Видно (табл. 3), что изменения плотности фононных состояний не позволяют полностью объяснить изменения  $T_c$ .

Таблица 3

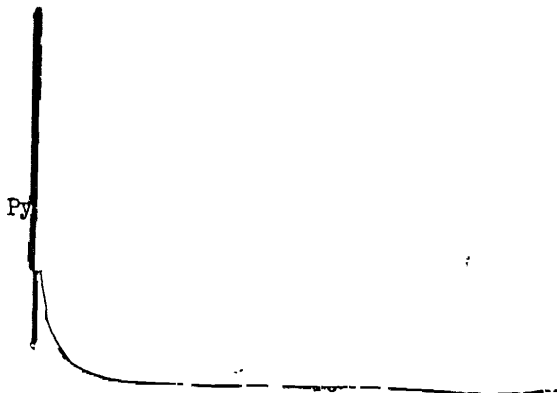
	<i>Re</i> исх.	<i>ReMo</i> 5 ат.%	<i>ReMo</i> 2 ат.%	<i>Re</i> деф.
$T_c$ (K) эксперимент	$1,71 \pm 0,03$	$5,0 \pm 0,8$	$3,3 \pm 0,3$	$2,52 \pm 0,6$
$\langle \omega \rangle$ мэВ	$15,5 \pm 0,4$	$14,7 \pm 0,4$	$15,3 \pm 0,4$	$15,1 \pm 0,4$
$\langle \omega^2 \rangle^{1/2}$ мэВ	$16,7 \pm 0,2$	$16,0 \pm 0,2$	$16,4 \pm 0,2$	$16,4 \pm 0,2$
$\lambda_{ep}$ из микроконтактных данных	$0,47 \pm 0,03$	$0,63 \pm 0,03$	-	$0,54 \pm 0,03$
$T_c$ расчёт из микроконтактных данных	-	$4,5 \pm 0,6$	-	$2,9 \pm 0,6$
$T_c$ расчёт из нейтронных данных	-	$2,5 \pm 0,3$	$2,06 \pm 0,2$	$2,26 \pm 0,2$

Если для оценки  $\lambda_{ep}$  в сплаве *Re-Mo* использовать данные для изоморфного сплава *Re-W*, то можно показать, что влияние электронной подсистемы на изменение  $T_c$  сравнимо с влиянием фононной подсистемы. В случае деформированного *Re* основной вклад в  $T_c$  даёт изменение фононной подсистемы. Отсутствие данных об изменении электронной подсистемы *Re* за счёт пластической деформации не позволяет провести независимую оценку её вклада в  $T_c$ .

Авторы выражают глубокую благодарность В.Г.Глебовскому за изготовление образцов, К.П.Николаевой за проведение ЛРСА исследуемых сплавов, Н.М.Плакиде за обсуждение результатов.

### Литература

- I. Kopetskii T.V. e.a. phys.stat.sol.(a), 1973, 16, p.307-314.
2. Chu C.W., McMillan W.L., Luo H.L. Phys.Rev.B, 1971, 3, № 11, p.3757-3762.
3. Тулина Н.А. ФНТ, 1983, 5, с. 499-503.
4. Tulina N.A. In: Proc. Int. Conf. on Phonon Physics, eds. J.Kollar e.a., Singapore, 1986, p.912-915.
5. Землянов М.Г. и др. ПТЭ, 1973, 5, с.34-38.
6. Балуха Г. и др. Сообщение ОИЯИ, 1984, РИЗ-84-242, Дубна. Ananiev V.D. e.a. In: The Neutron and its Applications 1982, Inst.Phys.Conf.Ser.64, 1983, p.497-502.
7. Финкель В.А., Палатник М.И., Ковтун Г.П. ФТТ, 1971, 32, № 1, с.212-216.
8. Антонов В.Е. и др. ДАН СССР, 1983, 269, № 3, с.617-619.
9. McMillan W.L. Phys.Rev., 1968, 167, № 2, p.331-344.
10. Hopfield J.J. Phys.Rev., 1969, 186, № 2, p.443-451.
11. Янсон И.К. ФНТ, 1983, 9, № 7; с.676-709.
12. Кулин И.О. ФНТ, 1985, 11, № 9, с.937-950.



Белушкин А.В. и др.  
Динамика решетки и электрон-фононное взаимодействие в  
дефектных структурах рения

P14-87-644

Методами нейтронной и микроконтактной спектроскопии проведено исследование динамических свойств решетки сплавов рения с молибденом /2 и 5 ат.%/ и пластически деформированного рения. На основании измеренных дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов восстановлены фононные спектры. С использованием результатов измерений второй производной вольтамперной характеристики микроконтактов из исследуемых образцов получена микроконтактная функция электрон-фононного взаимодействия. Найденные из микроконтактных спектров значения константы электрон-фононного взаимодействия позволили оценить изменения критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  в рении за счет введения атомов молибдена и пластической деформации. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Оценка изменения  $T_c$  на основе спектральных распределений, восстановленных из данных по рассеянию нейтронов, дает согласие с экспериментом только для пластически деформированного рения. На основе этих данных сделан вывод, что в случае деформированного рения основной вклад в изменение  $T_c$  дает изменение фононной подсистемы, а в случае сплавов рений - молибден влияние электронной подсистемы на изменение  $T_c$  сравнимо с влиянием фононной подсистемы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединяющего института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Belushkin A.V. et al.  
Lattice Dynamics and Electron-Phonon Interaction in  
Rhenium Defect Structures

P14-87-644

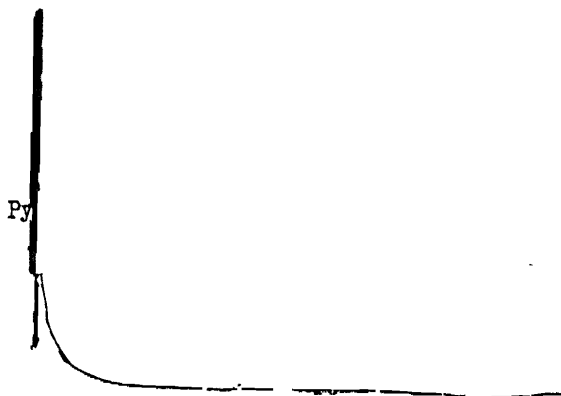
The dynamics properties of the lattice of rhenium-molybdenum alloys (2 at% and 5 at%) and plastically deformed rhenium are investigated by the methods of neutron and point-contact spectroscopy. Based on the double differential cross sections of inelastic neutron scattering the phonon spectra are reconstructed. From the results of measurements of the second derivative of the current - voltage characteristics made in samples under investigation a point-contact function of electron-phonon interaction is obtained. The electron-phonon coupling constants derived from point-contact spectra allowed one to estimate the changes in superconducting transition temperature ( $T_c$ ) in rhenium due to molybdenum atoms and plastic deformation. These changes are in good agreement with experiment. The transformations of phonon spectra, obtained from neutron data, explain changes in  $T_c$  only for deformed rhenium. On the basis of these data the conclusion was made that mainly in the case of deformed rhenium the main changes in  $T_c$  are due to phonon spectrum transformation and in the case of rhenium-molybdenum alloys the influence of phonons is comparable with the influence of electron subsystem.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

### Литература

1. Kopetskii T.V. e.a. *phys.stat.sol.(a)*, 1973, 16, p.307-314.
2. Chu C.W., McMillan W.L., Luo H.L. *Phys.Rev.B*, 1971, 3, №11, p.3757-3762.
3. Тулина Н.А. ФНТ, 1983, 5, с. 499-503.
4. Tulina N.A. In: *Proc. Int. Conf. on Phonon Physics*, eds. J.Kollar e.a., Singapore, 1986, p.912-915.
5. Землянов М.Г. и др. ПГЭ, 1973, 5, с.34-38.
6. Балужа Г. и др. Сообщение ОИЯИ, 1984, П13-84-242, Дубна. Ananiev V.D. e.a. In: *The Neutron and its Applications 1982*, Inst.Phys.Conf.Ser.64, 1983, p.497-502.
7. Финкель В.А., Палатник М.И., Ковтун Г.П. ФТТ, 1971, 32, № 1, с.212-216.
8. Антонов В.Е. и др. ДАН СССР, 1983, 269, № 3, с.617-619.
9. McMillan W.L. *Phys.Rev.*, 1968, 167, №2, p.331-344.
10. Hopfield J.J. *Phys.Rev.*, 1969, 186, №2, p.443-451.
11. Янсон И.К. ФНТ, 1983, 9, № 7; с.676-709.
12. Кулин И.О. ФНТ, 1985, 11, № 9, с.937-950.



Белушкин А.В. и др.

P14-87-644

Динамика решетки и электрон-фононное взаимодействие в дефектных структурах рения

Методами нейтронной и микроконтактной спектроскопии проведено исследование динамических свойств решетки сплавов рения с молибденом /2 и 5 ат.%/ и пластически деформированного рения. На основании измеренных дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов восстановлены фононные спектры. С использованием результатов измерений второй производной вольтамперной характеристики микроконтактов из исследуемых образцов получена микроконтактная функция электрон-фононного взаимодействия. Найденные из микроконтактных спектров значения константы электрон-фононного взаимодействия позволили оценить изменения критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  в рении за счет введения атомов молибдена и пластической деформации. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Оценка изменения  $T_c$  на основе спектральных распределений, восстановленных из данных по рассеянию нейтронов, дает согласие с экспериментом только для пластически деформированного рения. На основе этих данных сделан вывод, что в случае деформированного рения основной вклад в изменение  $T_c$  дает изменение фононной подсистемы, а в случае сплавов рений - молибден влияние электронной подсистемы на изменение  $T_c$  сравнимо с влиянием фононной подсистемы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Belushkin A.V. et al.

P14-87-644

Lattice Dynamics and Electron-Phonon Interaction in Rhenium Defect Structures

The dynamics properties of the lattice of rhenium-molybdenum alloys (2 at% and 5 at%) and plastically deformed rhenium are investigated by the methods of neutron and point-contact spectroscopy. Based on the double differential cross sections of inelastic neutron scattering the phonon spectra are reconstructed. From the results of measurements of the second derivative of the current - voltage characteristics made in samples under investigation a point-contact function of electron-phonon interaction is obtained. The electron-phonon coupling constants derived from point-contact spectra allowed one to estimate the changes in superconducting transition temperature ( $T_c$ ) in rhenium due to molybdenum atoms and plastic deformation. These changes are in good agreement with experiment. The transformations of phonon spectra, obtained from neutron data, explain changes in  $T_c$  only for deformed rhenium. On the basis of these data the conclusion was made that mainly in the case of deformed rhenium the main changes in  $T_c$  are due to phonon spectrum transformation and in the case of rhenium-molybdenum alloys the influence of phonons is comparable with the influence of electron subsystem.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987