

УДК 537. 312 536.2.

**ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МОЛИБДЕНА****Т.А. Игнатъева**Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1.  
Поступила в редакцию 27 декабря 2006 г.

Исследованы температурные зависимости удельного сопротивления Мо и Мо-Re 0,5 ат% при низких температурах. Для Мо на фоне плавной нелинейной зависимости  $\rho_i(T) = \rho - \rho_0$  с положительным ростом  $\frac{\partial \rho_i}{\partial T}(T)$  при  $T < 10$  К наблюдаются скачки, которые не исчезают при добавлении 0,5 ат% Re. В сплаве они проявляются на фоне независящего от температуры удельного сопротивления, которое повышается по сравнению с Мо на два порядка. Зависимость  $\rho_i(T)$  Мо в температурном интервале  $2 < T < 40$  К аппроксимируется полиномом 4-й степени. Предполагается, что качественно особенности в зависимости  $\rho_i(T)$  Мо, как нелинейность, так и скачки, можно объяснить наличием в электронном спектре критической энергии  $E_{C1}$  электронной линзы, что может привести к особенностям в плотности электронных состояний  $\nu(E)$  и в электрон-фононном взаимодействии (фононное увлечение, процессы переброса.) Кроме особенностей  $\nu(E)$ , в зависимости  $\rho_i(T)$  проявляются и другие, связанные с особенностями динамики движения электронов малых групп.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** удельное сопротивление, молибден, поверхность Ферми, электрон-фононное взаимодействие, процессы переброса.

Удельное сопротивление принято представлять как  $\rho = \rho_0 + \rho_i$ , где  $\rho_0$  - это остаточное сопротивление, определяемое рассеянием электронов на примесях, как статических дефектах и не зависящее от температуры,  $\rho_i = \rho - \rho_0$  - сопротивление, обусловленное электрон-электронным и электрон-фононным рассеянием, его называют идеальным. Электрон-электронное и электрон-фононное рассеяние, связано с тонкой структурой электронного спектра. Оно мало и может проявляться в достаточно чистых металлах при низких температурах. Заметим, что под тонкой структурой электронного спектра подразумевается наличие критических энергий, расположенных близко к уровню Ферми  $E_F$ , этому соответствуют малые участки поверхности Ферми. Одним из интересных объектов исследований влияния этих особенностей электронного спектра на удельное сопротивление является молибден. На рис. 1 представлен теоретический расчет структуры электронного спектра  $E(k)$  для Мо [1]. Здесь стрелками обозначены критические энергии электронного спектра. Одна из них - это  $E_{C1}$  ниже  $E_F$ , соответствующая электронной линзе поверхности Ферми [2], другая -  $E_{C2}$ , соответствует дну незаполненной зоны в Мо и находится выше уровня Ферми.

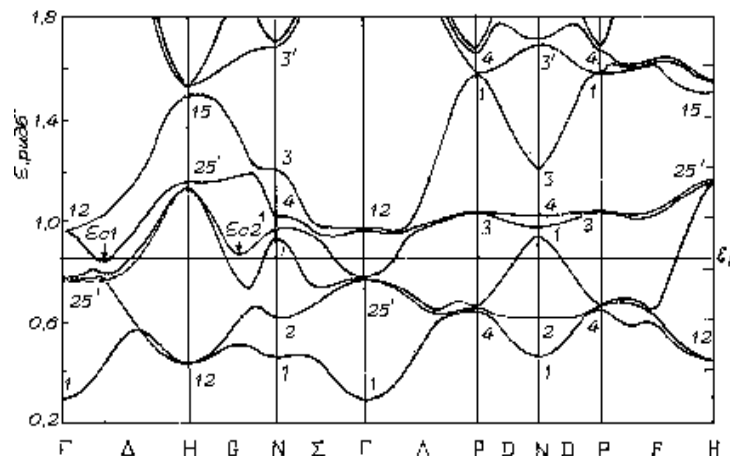


Рис.1. Расчет энергетической зависимости электронного спектра  $E(k)$  для Мо [1].

При добавлении рения  $\sim 10\text{ат\%}$  к молибдену уровень Ферми пересекает  $E_{c2}$  и появляется вторая малая полость поверхности Ферми, но уже в сплаве Mo-Re [3].

Обратим внимание на то, что закон дисперсии электронов вновь образовавшейся малой группы, либо уже существующей в чистом металле отличен от  $E(k)$  электронов больших групп своей кривизной, а следовательно малыми скоростями и большими эффективными массами электронов. Это и определяет ряд особенностей, как электрон-электронного рассеяния [4,5], так и взаимодействия таких электронов с фононами [6-9].

В данной работе обращается внимание на особенности зависимости  $\rho_i(T)$  Mo, связанные как с особенностями в плотности электронных состояний  $\delta\nu(E)$  [10], обусловленных наличием критических энергий в электронном спектре, так и возможных особенностей электрон-фононного рассеяния из-за особенностей энергетического состояния электронов малых групп. Для выяснения природы скачков в зависимости удельного сопротивления от температуры Mo необходимо было также исследовать влияние малых добавок примеси на эти особенности. Добавление примеси рения  $0,5\text{ат\%}$  приводит не только к изменению остаточного сопротивления, но и к смещению уровня Ферми [3], к появлению случайного потенциала [15], который создает условия для локализации электронов и в этом случае температуру можно рассматривать как параметр воздействия на уровень Ферми очень тонко изменяющий его положение. Сопоставление температурных зависимостей  $\rho_i(T)$  и термоЭДС  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  для Mo и Mo-Re  $0,5\text{ ат\%}$  [3] позволяет качественно представить природу наблюдаемых особенностей.

Цель работы – изучение влияния особенностей электронного спектра на температурную зависимость удельного сопротивления молибдена.

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящей работе исследованы зависимости  $\rho_i(T)$  Mo с удельным сопротивлением  $2,5 \times 10^{-9}$  (Ом·см) и остаточным сопротивлением  $\frac{R_{4,2R}}{R_{300R}} = 4,5 \times 10^{-4}$ . Зависимость идеального удельного сопротивления Mo при  $T < 10\text{K}$ , как функция температуры, получена с применением СКИМПа (сверхпроводящий квантовый интерферометр), как нуль прибора (чувствительность  $10^{-13}$  В [11]). Исследования проведены на тех же образцах, что и в работе [3]. Высокая чувствительность методики позволила наблюдать особенности температурной зависимости  $\rho_i(T)$  при ее малой абсолютной величине. Приготовление образцов и методика измерений подробно описана в работах [3,12].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты приведены на рис. 2. Из результатов, приведенных на рис. 2а видно, что для образца с остаточным сопротивлением  $\frac{R_{4,2R}}{R_{300R}} = 4,5 \times 10^{-4}$ , начиная с самых низких температур, проявляется нелинейность в зависимости  $\rho_i$  от температуры.

Отличительные особенности зависимости  $\rho_i(T)$  Mo при  $T < 10\text{ K}$  (рис. 2а) – это плавный нелинейный рост и скачки на этом фоне. На рис. 2б зависимость  $\rho_i(T)$  при  $10\text{K} < T < 60\text{ K}$  дополнена данными, полученными обычным потенциометрическим методом (чувствительность  $10^{-8}$  В). В более грубом масштабе (рис. 2б) особенности зависимости  $\rho_i(T)$  ниже  $10\text{ K}$ , приведенные на рис. 2а, не видны. В то же время, заметно, что переход на плавную зависимость  $\rho_i(T)$  при более высоких температурах ( $T > 40\text{ K}$ ) происходит ступенчатым образом. При температуре  $\sim 20\text{ K}$  наблюдается достаточно резкий нелинейный рост  $\rho_i(T)$ . Изменение  $\rho_i(T)$  почти в 6 раз показано отдельным фрагментом на рис. 2б. Следующий резкий рост  $\rho_i$  происходит при  $T > 20\text{ K}$  (рис. 2б). Такие особенности можно рассматривать, как результат электрон-электронного либо электрон-фононного рассеяния с учетом особенностей динамики электронов малых групп спектра Mo.

Плавную нелинейность в зависимости  $\rho_i(T)$  можно связать с тонкой структурой электронного спектра, учитывая особенность в плотности электронных состояний -  $\delta\nu \approx \sqrt{E_F - E_c}$  для малых электронных групп, для Mo - это электронные «линзы» поверхности Ферми.

Связь удельного сопротивления с плотностью электронных состояний определяется, как  $\rho \approx \frac{1}{\nu(E)}$ .

Повышение температуры можно учитывать по аналогии с воздействием давления на энергию Ферми, но в противоположном направлении. При расширении решетки происходит смещение уровня Ферми вниз и в таком

случае можно попасть на крутую часть особенности плотности электронных состояний  $\delta\nu \approx \sqrt{E_F - E_{C1}}$ , связанную с близостью критической энергии электронной «линзы» к уровню Ферми, это может привести к характерной нелинейности в температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho_0$ .

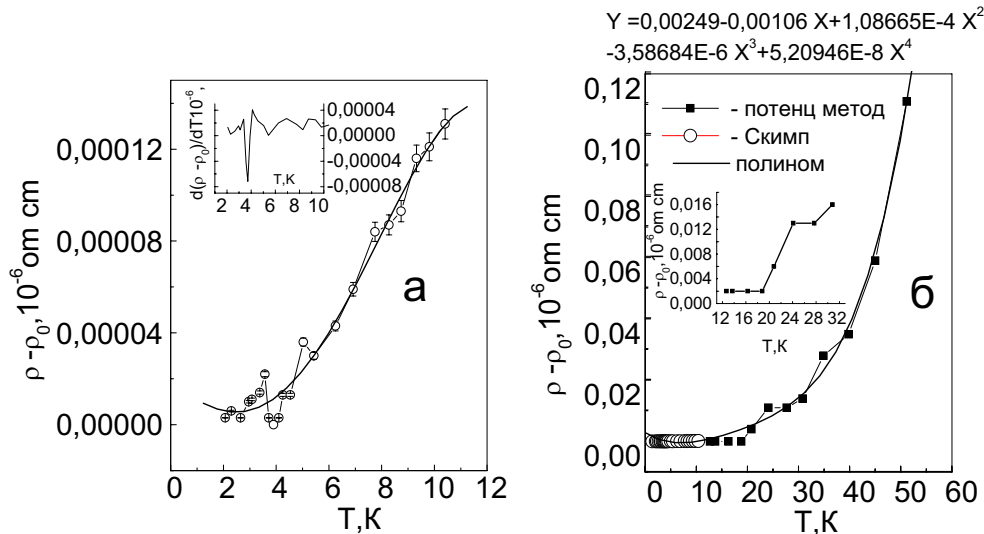


Рис. 2. Зависимость идеального удельного сопротивления ( $\rho - \rho_0$ ) Mo от температуры.

- а) при  $T < 10$  К, данные получены методикой с применением СКИМПа;  
б) при  $T > 10$  К, данные получены обычным потенциометрическим методом.

Знак нелинейного изменения  $\rho_i(T)$  при повышении температуры определяется тем, что  $\frac{\partial E}{\partial T} < 0$  и  $\frac{\partial \nu}{\partial E} > 0$ ,

тогда  $\frac{\partial \nu}{\partial E} \times \frac{\partial E}{\partial T} < 0$ , это соответствует положительному знаку  $\frac{\partial \rho}{\partial T} \approx \left( -\frac{1}{\nu^2} \frac{\partial \nu}{\partial T} \right) > 0$ . Такое рассмотрение справедливо

при низких температурах. При температурах выше 50К нельзя забывать о наличии температурного размывания уровня Ферми -  $kT$ , которое может конкурировать с механизмом уменьшения энергии Ферми за счет расширения решетки при  $T > 0$ . Все зависит от рассматриваемого интервала температур.

Кроме особенности  $\nu(E)$ , малые электронные линзы в Mo имеют большие эффективные массы по сравнению с электронами основных групп. Это приводит к особенностям электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния и в ряде работ [4-7] эти механизмы рассеяния рассматриваются для объяснения нелинейного роста  $\rho_i(T)$ , как результат появления отрицательной составляющей в зависимости  $\rho_i(T)$ .

Теоретически, учет механизма фононного увлечения, когда поверхность Ферми имеет участки с критическими энергиями близкими к уровню Ферми, приводит к степенной зависимости  $\rho_i(T) \approx T^4$  [7]. В этом случае механизм переноса электронов малых групп может быть связан с процессами переброса. Тогда при условии  $k = k' \pm q + 2\pi b$ , происходит поглощение фонона и электрон переносится в эквивалентную точку импульсного пространства, испуская фонон и изменяя импульс на противоположный [8], здесь  $\vec{k}_F$  - это волновой вектор, определяющий размер электронной полости поверхности Ферми,  $q$  - волновой вектор фонона,  $b$  - параметр обратной решетки. Можно предположить, что для малых электронных групп такие процессы наиболее вероятны.

Плавную нелинейную зависимость  $\rho_i(T)$  рис. 2б можно аппроксимировать полиномом 4-й степени, приведенным ниже при сравнении наших и литературных данных, это находится в качественном соответствии с результатами работы [7]. Появление ступенек (скачков) с характерной нелинейностью на фоне плавной нелинейности 4-й степени возможно связано с особенностями d-электронов [14] малых групп. С одной стороны - это особенности в плотности электронных состояний, которые могут иметь  $\delta$ -образный характер по аналогии с [15], с другой стороны процессы переброса при взаимодействии электронов малых групп с фононами.

Для подтверждения достоверности экспериментально наблюдаемых особенностей результаты данной работы сравниваются с литературными данными работы [4] в относительных единицах и приведены на рис. 3 различными обозначениями. Эти зависимости в обоих случаях (рис. 3а) хорошо описываются полиномом 4-й степени (см. подписи к рис. 3): первый член разложения отражает отличие остаточных сопротивлений исследуемых образцов Mo. Небольшое изменение остаточного сопротивления приводит к параллельному

смещению кривых в интервале температур до 20°К и различным значениям отрицательной составляющей  $\frac{\partial \rho}{\partial T}$  (см. полиномы, подпись к рис. 3). В области нелинейности – (20-30) К зависимости  $\rho_i(T)$  для различных остаточных сопротивлений пересекаются, при  $T > 30$  К эти зависимости расходятся, менее крутая зависимость наблюдается для более «грязного» образца.

На фоне плавной нелинейности температурной зависимости удельного сопротивления, как по нашим, так и по литературным данным заметны более тонкие особенности. На рис. 3 б, г приведены такие зависимости при температурах до 10 К и на рис. 3 в, д отдельно приведены в увеличенном масштабе зависимости в интервале температур (10-39) К. Здесь видно соответствие особенностей (скачков, ступенек) на фоне степенной зависимости для Мо по нашим (1) и литературным (2) данным. Это дает основание качественно рассматривать эти особенности, как результат особенностей плотности электронных состояний и динамики движения электронов малых групп, которые, по-видимому, взаимосвязаны.

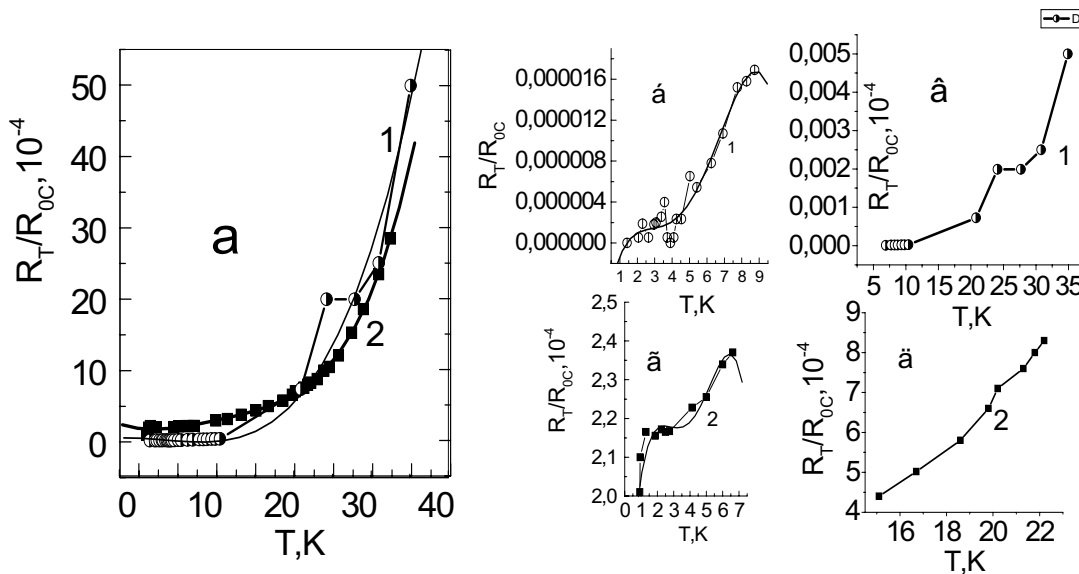


Рис. 3. Зависимость относительного удельного сопротивления  $\frac{\rho_T}{\rho_{300K}}(T)$  для Мо.

а) 1-настоящая работа, 2- данные работы [4], сплошные линии – полиномы  
 $Y = 18,82 \times 10^{-5} - 1,225 \times 10^{-5} X + 0,0433 X^2 - 0,00256 X^3 + 6,536 \times 10^{-5} X^4$  (по данным [4]).  
 $Y = 3,37 \times 10^{-5} - 0,5224 \times 10^{-5} X - 0,0126 X^2 + 0,0012 X^3 + 0,866 \times 10^{-5} X^4$  (по нашим данным),

б), в), г), д) - в увеличенном масштабе отдельные интервалы температур: 1 - настоящая работа, 2 - данные работы [4].

Такая концепция должна проявиться и в других характеристиках, связанных с особенностями электронного спектра и электрон-фононным взаимодействием. Для этих же образцов исследована температурная зависимость  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  [3]. Результаты приведены на рис. 4.

Как видно, в температурной зависимости термоЭДС при низких температурах наблюдаются особенности, которые коррелируют с особенностями, приведенными на этом же рисунке, для удельного сопротивления Мо. Удельное сопротивление в области температур до 10 К повышается –  $\frac{\partial \rho}{\partial T} > 0$  (рис. 4 а). Температурный ход

$\frac{\alpha}{T}(T^2)$  в этой же области температур отрицателен, значение диффузной части термоЭДС  $\frac{\alpha}{T}$  при повышении температуры до 10К понизилось от  $0,48 \times 10^{-7}$  до  $0,4 \times 10^{-7}$  (рис. 4 в, кривая 1). На начальном участке зависимостей  $\frac{\partial \rho}{\partial T}$  (рис. 4 а) и  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  (вставка рис. 4 в) в обоих случаях наблюдается нелинейность.

Напомним, что в термоЭДС необходимо учитывать два слагаемых:  $\frac{\alpha}{T} = A + BT^2$ , первое (диффузная часть термоЭДС) определяется плотностью электронных состояний, второе – фононным увлечением. Отрицательный ход  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  при повышении температуры свидетельствует об отрицательном вкладе фононного увлечения в термоЭДС. Необходимо также учесть зависимость диффузной части термоЭДС от температуры.

Заметим, что, повышая температуру, энергия Ферми, понижается и плотность электронных состояний  $\nu(E)$  на уровне Ферми уменьшается. В изменение диффузной части термоЭДС вносят вклад как электронные участки поверхности Ферми (отрицательный), так и дырочные (положительный).

Положительный знак диффузной термоЭДС Mo относится к результирующему знаку от этих вкладов. Поэтому уменьшение  $\nu(E)$  приводит к росту диффузной части термоЭДС (А), то есть уменьшению отрицательного электронного вклада.

Измеряемое термоЭДС, определяется конкуренцией двух составляющих диффузной и фононного увлечения. Знак измеряемого термоЭДС показывает, какой из этих составляющих преобладает в данном интервале температур. Вероятно особенности  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$ , приведенные на вставке рис. 4 в при  $T^2 < 30$  К, отражают

конкуренцию этих механизмов с различными знаками. Нелинейность в самом начале зависимости (см. вставку рис. 4 в), по-видимому, связана с компенсацией вклада одного механизма другим. Результирующая термоЭДС уменьшается при дальнейшем увеличении температуры, это свидетельствует, что в этой области температур термоЭДС определяется в большей степени фононным увлечением.

Рассмотрим к чему приводит добавление примеси рения 0,5ат%. В сплаве результирующая диффузная часть термоЭДС уменьшается, достигая значения  $0,36 \times 10^{-7} \text{ ВК}^{-2}$ , это соответствует увеличению отрицательного вклада от электронных частей поверхности Ферми (линза увеличивается) в диффузную часть

термоЭДС. Знак производной  $\frac{\partial(\frac{\alpha}{T})}{\partial(T^2)}(T^2)$  изменяется - становится положительным (рис. 4 в, кривая 2). Это

соответствует положительной составляющей фононного увлечения и находится в соответствии с изменением  $\nu(E)$  при движении уровня Ферми вниз с повышением температуры. Казалось бы, изменение диффузной составляющей и фононного увлечения при увеличении температуры имеют один и тот же знак. Возможна и другая трактовка - это более крутой положительный ход диффузной составляющей с увеличением температуры по сравнению с отрицательным ходом фононного увлечения и взаимная компенсация этих двух механизмов.

Сопоставим с удельным сопротивлением. Удельное сопротивление Mo увеличивается на два порядка, при добавлении Re 0,5ат%, а производная  $\frac{\partial\rho}{\partial T}(T)$  становится нулевой, но на ее фоне остаются «скачки» или «провалы» (рис. 4 б). Нулевая производная соответствует увеличению отрицательной составляющей в зависимости  $\frac{\partial\rho}{\partial T}(T)$  для сплава по сравнению с Mo. Если проводить рассмотрение по аналогии с термоЭДС, то

это соответствует компенсации положительного вклада  $\frac{\partial\rho}{\partial T}(T)$ , который был преимущественным в чистом Mo.

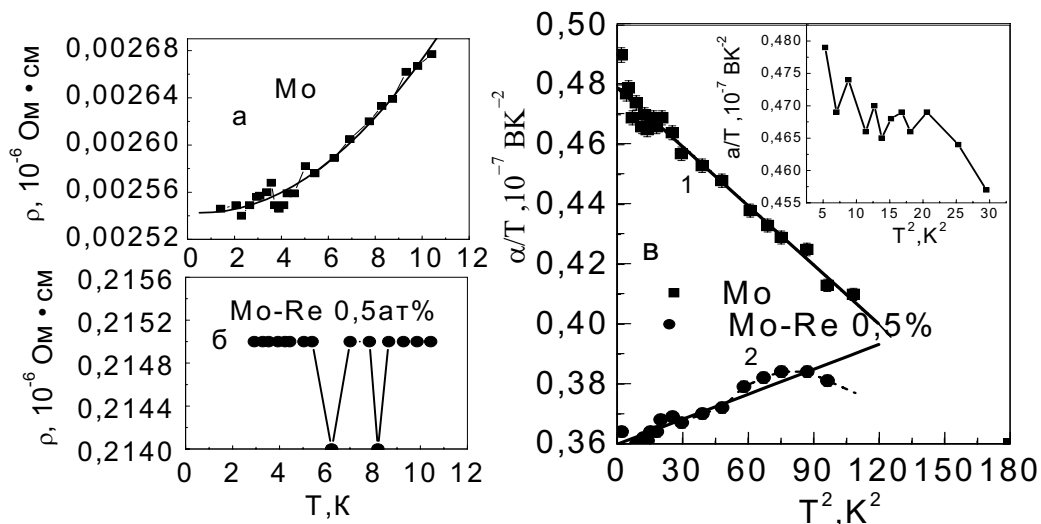


Рис. 4. Зависимость идеального удельного сопротивления  $\rho(T)$  и термоЭДС  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  для Mo и сплава Mo-Re 0,5ат%.

а)  $\rho(T)$  при  $T < 10$  К Mo. б)  $\rho(T)$  для сплава Mo-Re 0,5ат% при  $T < 10$  К; в) 1-зависимость термоЭДС  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  для Mo,

2-зависимость термоЭДС  $\frac{\alpha}{T}(T^2)$  для сплава Mo-Re 0,5ат% (результаты получены методикой с применением Скимпа).

Сплошные линии – линейное приближение

Такой анализ результатов приводит к выводу о существенных изменениях спектра электронов при внесении небольшого количества примеси. Это может быть появление «локализованных» состояний в узком интервале энергий близких к критической [13]. Тогда становится ясным и увеличения удельного сопротивления  $\rho_0$  на два порядка при внесении сравнительно небольшого количества примеси, и другие особенности, на которые следует обратить внимание.

Скачкообразный характер изменения термоЭДС и сопротивления при изменении температурах до 10 К наблюдаются в обоих случаях. Можно предположить, что это относится к дополнительным более тонким особенностям электронного спектра либо особенностям электрон-фононного взаимодействия и характерным

образом проявляется при добавлении примеси. На вставке графика 4в показана зависимость  $\frac{\partial\left(\frac{\alpha}{T}\right)}{\partial(T^2)}(T^2)$  для  $\rho_0$  в узкой области температур до 10 К. Здесь так же, как и в удельном сопротивлении наблюдаются скачки на фоне нелинейности при температурах до 10 К.

Можно предположить, что их природа, как и повышение удельного сопротивления, а также изменение знака фононного увлечения термоЭДС, связана с тем, что уровень Ферми попадает в область квазилокального спектра, относящегося к локальным электронным уровням малых электронных групп. В чистом металле - это природа d-электронов [14], в металле с малой примесью - это результат захвата электронов в ловушки, созданные случайным примесным потенциалом [15].

Высокая чувствительность особенностей термоЭДС к малым изменениям температуры была отмечена также в работах для сплавов In-Hg при изучении электронно-топологических переходов, когда энергия Ферми приближается к критической [16]. В этой работе наблюдали изменению знака особенности зависимости  $\frac{\alpha}{T}(P)$  при изменении температуры на (1-2)°К, здесь P – это давление. Авторы это связывали с процессами переброса, возникающими при электронно-топологическом переходе. В этой же работе отмечалось изменение знака фононной части термоЭДС, как функции температуры при различных давлениях. В работах [3,13] приведены экспериментальные данные для сплавов Mo-Re, где при изучении электронно-топологического перехода, было также обращено внимание на особенности термоЭДС, связанные, как с особенностями (квазидискретностью) электронного спектра, так и особенностями фононного увлечения [17].

Эквивалентность влияния примеси, давления и температуры, но с разным эффективным воздействием на изменение уровня Ферми, при электронно-топологическом переходе, при низких температурах рассматривалось в работе [13].

Таким образом, физический смысл изменений температурного коэффициента сопротивления  $\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}(T)\right)_{C=const}$  при низких температурах можно связывать с особенностями  $\nu(E)$  в области энергий близких к критическим, когда проявляются особенность топологии поверхности Ферми и фононное увлечение.

## ВЫВОДЫ

Анализ результатов данной работы и литературных данных показывает, что электронные состояния в узкой области энергий близких к критической отличаются от энергетических состояний сплошного спектра. Они качественно, соответствуют квазидискретному характеру спектра. Такие особенности электронного спектра могут возникать на краю зоны [14], соответствующей малой полости поверхности Ферми уже существующей в металле, либо возникающей при электронно-топологических переходах. В случае электронно-топологического перехода, уровень Ферми попадает в зазор между энергией Ферми и критической, приближаясь к краю новой зоны, которая начинает заполняться в результате электронно-топологического перехода. Фактически происходит частичная диэлектризация спектра в тех направлениях, в которых происходят либо возможны изменения топологии поверхности Ферми. Изменение температуры позволяет проходить шкалу энергий очень мелким «шагом» и при достаточной чувствительности эксперимента возможно наблюдать эффекты, отражающие тонкими особенностями квазидискретного электронного спектра на фоне сплошного.

С другой стороны, температура влияет на процессы рассеяния. Она определяет энергию фононов, участвующих в процессах переброса. Не исключено, что процессы переброса также связаны с особенностями

«квазидискретного» спектра. Необходимо также обратить внимание на то, что сложная поверхность Ферми Мо имеет не только критические энергии близкие к уровню Ферми, но и узкие «зазоры» между различными участками поверхности Ферми [2].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.J. Iverson, L. Hodges Molybdenum: band structure, Fermi surface and spin-orbit interaction // Phys. Rev. B. -1973 - Vol.8, №4.- P. 1429-1432.
2. М.И. Каганов, К.И. Кугель, Т.Ю. Лисовская Электронная структура молибдена: теория и эксперимент //ФНТ. – 1985. - Т.11, №3. - С. 227-265.
3. Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодний Особенности термоЭДС сплавов Мо-Re, Мо-Re-Nb и электронно-топологических переход в этих системах // ФНТ. –2002. - Т.28, № 6. – С. 569- 579.
4. Н.В. Волкенштейн, В.А. Новоселов, В.Е.Старцев Роль межэлектронных столкновений в электросопротивлении // ЖЭТФ. – 1971. – Т.60, № 3. – С.1078-1084.
5. T.L. Ruthruff, C.G. Grenier, R.G.Goodrich Electron-electron scattering in transition metals // Phys. Rev B. – 1978. – Vol.17, № 8. -P.3070.-3073.
6. Ю.М. Каган, А.П. Жернов О природе нелинейной концентрационной зависимости сопротивления металлов с примесями. // ЖЭТФ. – 1971. - Т.60, вып.5. – С.1832-1844.
7. Р.Н. Гуржи, А.И. Копелиович Электросопротивление металлов с учетом увлечения фононов // ЖЭТФ. – 1971. – Т.61, вып.6. – С.2514-2529.
8. Н.Н. Бычкова, А.И. Копелиович О температурной зависимости электросопротивления металлов в грязном пределе // ФНТ. – 1977. – Т.3, №4. – С.458-467.
9. M.A. Howson and Gallagher The electron transport properties of metallic glasses // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). – 1988. – Vol.170, №5. – P.265-324.
10. И.М. Лифшиц Об аномалиях электронных характеристик металлов в области больших давлений // ЖЭТФ. – 1960. – Т.38, вып.5. – С.1569-1576.
11. Н.В. Заварицкий, О.Е. Омеляновский Кинетические свойства  $\beta$ -олова. Анизотропия. Влияние искажений структуры // ЖЭТФ. – 1981. – Т.81, вып.6(12). – С.2218-2232.
12. А.Н. Великодний, Т.А Игнатъева Электро- и теплосопротивление молибдена при низких температурах // ВАНТ. Серия: «Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники». – 2002. - Вып.1(12), №1. - С.47-49.
13. Т.А. Игнатъева О локализации электронов при электронно-топологическом переходе в сплавах Мо-Re // ФТТ. – 2007. – Т.49, вып.3. – С.389-397.
14. Н.Ф. Мотт Переходы металл-изолятор. – М.: Наука, 1979. – 230 с.
15. И.М. Лифшиц О структуре энергетического спектра примесных зон в неупорядоченных твердых растворах // ЖЭТФ. –1963. – Т.44. – С.1723-1741.
16. Н.В. Заварицкий, А.И. Копелиович, В.И Макаров, А.А Юргенс Электрон-фононное взаимодействие и топологические особенности в термоЭДС металлов // ЖЭТФ. – 1988 – Т.94, вып.6. – С.344-357.
17. Н.В. Заварицкий Увлечение звуком электронов в металлах //ЖЭТФ. – 1978. – Т.75, вып.5. – С.1873-1884.

#### PARTICULARITIES OF THE BAND STRUCTURE AND DEPENDENCE OF MOLYBDENUM TEMPERATURE RESISTIVITY

**T.A. Ignatyeva**

*National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology"1, Akademichna St. 61108 Kharkiv, Ukraine*

The temperature dependences of the resistivity of Mo and Mo-Re 0,5at % are investigated at low temperatures. For Mo on the background of smoothly varying non-linear dependence of the  $\frac{\partial \rho}{\partial T}(T)$  at  $T < 10K$  with a positive growth of the  $\frac{\partial \rho}{\partial T}$  there are jumps, which one do not vanish at doping 0,5at % Re. In alloy they are existed on a background of not temperature-independent resistivity, which one is increased comparatively with Mo on two order. The temperature dependence  $\rho_i(T)$  of Mo is well described by a polynomial's of the 4-th extent at  $2 K < T < 40K$ . It is supposed, qualitatively, feature in dependence Mo, both nonlinearity, and jumps it is possible to explain by there are in an electronic spectrum of critical energy of an electron lense., which can reduce to an features in density of electron states and in electron-phonon interplay (phonon entrainment, processes of overshoot for a step). Besides of, the other features in dependence  $\rho_i(T)$  there are exhibited also, bound with features of dynamics of an electron motion of small groups.

**KEY WORDS:** resistivity, molybdenum, the Fermi surfaces, electron - phonon interplay, processes of overshoot for a step change.