

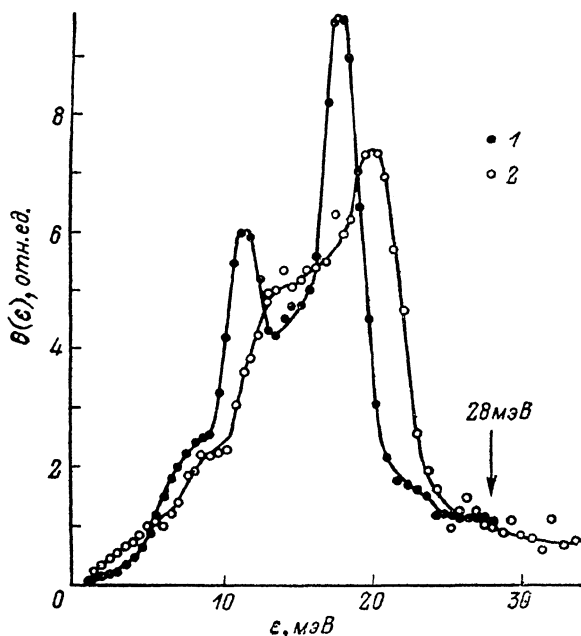
К ВОПРОСУ О СИЛОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТОМОВ Re В СПЛАВЕ Ta_{0,91}Re_{0,09}

М. Г. Землянов, Ю. Л. Шитиков

1. Один из основных вопросов физики разбавленных сплавов — это вопрос о силовом взаимодействии примесного атома и его влиянии на физические свойства сплавов.

Подробно динамические свойства примесных систем рассматривались в работах [1-3].

Как было показано экспериментально [3, 4], предположение об изотопическом замещении, строго говоря, не выполняется ни для одной из исследованных к настоящему времени систем.



Функция обобщенных частотных распределений колебательных состояний решетки Ta (1) и Ta_{0,91}Re_{0,09} (2).

В работе [5] для учета отклонения от модели изотопического замещения был введен параметр $\tau = 1 - \gamma_1/\gamma_0$, где γ_1 , γ_0 — силовые константы, описывающие соответственно взаимодействие между примесным атомом и атомом матрицы и взаимодействие между атомами матрицы. При этом τ может как усиливать, так и ослаблять влияние параметра $\delta = 1 - M_1/M_0$ (M_1 , M_0 — массы примесного атома и атома исходной решетки), характеризующего относительное изменение массы.

Для всех металлических систем, как правило, введение тяжелых примесных атомов приводит к образованию колебательных мод, локализованных в области низких частот исходного спектрального распределения.

Однако для разбавленного сплава Ta_{0,975}Re_{0,025} на основании анализа данных по низкотемпературной теплоемкости [6] был сделан вывод [7] о том, что введение атомов Re в матрицу Ta ($M_{\text{Re}} > M_{\text{Ta}}$) приводит к образованию примесной моды, расположенной за верхней границей спектра исходной решетки ($\gamma_1/\gamma_0 = 3.48$). Это был единственный случай такого аномального динамического поведения тяжелых примесных атомов.

В связи с этим представляло несомненный интерес получить дополнительные данные о спектральном распределении тепловых колебаний

Ta—Re, используя метод неупругого рассеяния нейтронов, который является наиболее прямым для получения такой информации.

2. Используемые образцы — это пластины из сплава $Ta_{0.91}Re_{0.09}$ толщиной ~ 3 мм. По данным рентгеноструктурных и нейтронструктурных измерений, сплав после неоднократной переплавки в атмосфере аргона представлял собой однофазный α раствор на основе Ta. Введение атомов Re приводит к уменьшению объема элементарной ячейки Ta ($a_{Ta} = 3.303 \text{ \AA}$, $a_{ср.т} = 3.282 \text{ \AA}$).

Измерения неупругого рассеяния нейтронов проводились на спектрометре по времени пролета с криогенным источником холодных нейтронов на реакторе ИР-8 ИАЭ им. И. В. Курчатова [8]. Энергия падающих нейтронов ~ 4.4 мэВ. Регистрация нейтронов, рассеянных образцом, осуществлялась одновременно под пятью углами рассеяния: 30, 45, 60, 75, 90°. После введения методических поправок полученные данные обрабатывались в некогерентном приближении. Функции обобщенных частотных распределений колебательных состояний $\Theta(E)$ для исходного Ta и сплава $Ta_{0.91}Re_{0.09}$ приведены на рисунке

$$\Theta(E) = g(E) \sum_i c_i \frac{\sigma_i}{M_i} e^{-2W_i} |\varphi_i(E)|^2,$$

где c_i , σ_i , M_i , W_i , $|\varphi_i(E)|^2$ — соответственно концентрация, сечение рассеяния нейтронов, масса, фактор Дебая—Валлера, квадрат модуля вектора поляризации колебаний с энергией E атомов сорта i .

Введение атомов Re приводит к размытию основных особенностей спектрального распределения Ta и к смещению всего спектра как целого в сторону больших энергий.

Относительное смещение частоты $\Delta\omega/\omega$, обусловленное изменением объема $\Delta V/V$, можно оценить из соотношения $\Delta\omega/\omega = -\Gamma(\Delta V/V)$, где Γ — константа Грюнайзена. Принимая для Ta $\Gamma \simeq 2$ и предполагая ее независимость от примеси Re, получаем, что смещение частот около 2%. Для граничной частоты значение на полувысоте спада спектрального распределения — это смещение ~ 0.7 мэВ, что значительно меньше по сравнению с измеренным экспериментально значением (~ 2.5 мэВ).

В работе [9] теоретически было установлено, что среднеквадратичная частота $\langle\omega^2\rangle$ фононного спектра чистого металла может быть выражена через плазменную частоту Ω_0^2 и вклад, обусловленный электрон-фононным взаимодействием

$$\langle\omega^2\rangle \simeq \langle\Omega_0^2\rangle - 4/5 \varepsilon_F N^2 (\varepsilon_F) M^{-1} \langle I^2 \rangle,$$

где Ω_0 — плазменная ионная частота; $N(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми; $\langle I^2 \rangle$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, усредненный по поверхности Ферми. Распространяя это соотношение на сплавы [4, 10, 11], удалось качественно объяснить смещение фононных частот при введении примеси изменением межионного взаимодействия за счет плотности электронных состояний на уровне Ферми. Было показано, что увеличение $N(\varepsilon_F)$ в сплавах приводит к смягчению исходного спектра, и наоборот. Введение 9% ат. Re в Ta сопровождается понижением $N(\varepsilon_F)$ на 25% [6], что в свою очередь приводит к ослаблению экранирования межионного взаимодействия и как следствие к ужесточению всего спектра. Таким образом, в случае Ta—Re имеет место такая же корреляция между изменениями фононной и электронной подсистем, как и для сплавов других переходных металлов [4].

Для оценки положения примесной моды, установленной в [7], воспользуемся подходом, изложенным в [12]. Колебательный спектр в [12] представляется в виде двух эйнштейновских мод, одна из которых описывает колебания атомов исходной решетки, а другая — колебания примесных атомов. В этом случае

$$(\omega_1)^2/(\omega_0)^2 = (M_0/M_1)(f_1/f_0),$$

где ω_1 , ω_0 , f_1 , f_0 — характерные частоты и эффективные константы, приближенно равные эйнштейновским силовым постоянным примесного атома и атома матрицы. Полагая $f_1/f_0 \approx \gamma_1/\gamma_0 = 3.48$ [7], а $\omega_0 = \langle \omega \rangle$ (см. рисунок), получаем, что примесная мода должна быть расположена при энергии ~ 28 мэВ. Как следует из этого рисунка, в интервале энергий выше граничного значения для спектра сплава ($E > 22$ мэВ) никакой примесной моды не наблюдается.

Изменение решеточной теплоемкости сплава по сравнению с исходным металлом может быть обусловлено двумя факторами: образованием примесной моды и деформацией всего спектрального распределения колебательных состояний атомов исходной решетки. Неучет изменений в спектре колебаний атомов матрицы и привел авторов работы [7] к ошибочному выводу о значительном усилении силового взаимодействия атомов Re в сплавах Ta—Re. Фактически же в сплаве устанавливается некоторое эффективное взаимодействие, одинаковое для всех атомов и несколько большее по сравнению с решеткой исходного металла.

В заключение выражаем благодарность Н. А. Тулиной и Е. В. Мельникову за предоставление и подготовку образца сплава, П. П. Паршину — за участие в обсуждении, В. Г. Федорову и В. Я. Васюте — за помощь в проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Каган Ю. М. // Физика кристаллов с дефектами. Тбилиси, 1968. Т. 2. С. 93—180.
- [2] Taylor D. // Dynamical properties of solids / Ed. G. K. Horton and A. A. Maradudin. Amsterdam, 1975. V. 2. P. 286—384.
- [3] Dederichs P., Zeller P. Dynamical properties of point defect in metals. Berlin, Heidelberg, 1981. P. 1—170.
- [4] Землянов М. Г. // Автореф. докт. дис. М., 1986. 40 с.
- [5] Жернов А. П., Аугст Г. Р. // ФТТ. 1967. Т. 9, № 8. С. 2196—2205.
- [6] Mamiya T., Namura K., Masuday J. J. // Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 2. P. 380—389.
- [7] Жернов А. П., Малов Ю. А., Панова Г. Х. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 1. С. 256—264.
- [8] Землянов М. Г., Головин А. Е., Миронов С. П. и др. // ПТЭ. 1973. № 5. С. 34—38.
- [9] Gommersal J. R., Gyorfy B. L. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 20. P. 1286—1290.
- [10] Сырых Г. Ф., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А., Колтыгин В. М. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 1. С. 313—317.
- [11] Сырых Г. Ф., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А., Савельев Б. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 308—313.
- [12] Жернов А. П. // Автореф. докт. дис. М., 1982. 346 с.

Поступило в Редакцию
4 марта 1988 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1988 г.

МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ДИФФУЗИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЧ ТОКА НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ МЕТАЛЛА

А. Р. Бедюх, Ф. А. Котенев, Т. В. Парубоча

Экспериментально установлено [1], что при диффузионном отжиге тонких слоев металлов наведенными в них СВЧ токами наблюдается значительное ускорение диффузии. Одним из ускоряющих механизмов может быть непосредственное воздействие СВЧ тока на дислокационную струк-