

©1993

ИЗУЧЕНИЕ ПРИМЕСНЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ АЗОТА В α - И β -ФАЗАХ ВНЕДРЕНИЯ СИСТЕМЫ Ta-N МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

С.И.Морозов, В.В.Казарников

Приводятся экспериментальные результаты исследования сплава TaN_{0.45} методом неупругого рассеяния медленных нейтронов. Определена частота колебаний атомов азота в β -фазе Ta-N ($\hbar\omega = 74 \pm 0.9$ мэВ) и построена зависимость $\hbar\omega(R)$ частот колебаний атомов азота в фазах внедрения IV и V групп от радиуса октаэдрического междоузлия в решетке атомов матрицы. Получены константы силового взаимодействия тантал-азот в α - и β -фазах с учетом влияния колебаний атомов матрицы.

К настоящему времени накоплена достаточно обширная экспериментальная информация об энергии колебаний r -элементов внедрения X (X=O,N,C) в переходных металлах III, IV, V и VIII групп (Me), полученная методом неупругого рассеяния нейтронов (НРН) [1-9].

Для построения эффективного потенциала взаимодействия Me-X для изученных методом НРН систем необходимо провести общий анализ зависимости энергии колебаний внедренных атомов от межатомного расстояния R_{Me-X} . Однако если для твердых растворов внедрения (ТРВ) с ГПУ структурой металлической решетки (Zr, Ti), где искажения, вносимые внедренными атомами, невелики и могут быть учтены, зависимость $\hbar\omega(R)$ построена [2,10], то для ТРВ с ОЦК структурой (V, Nb, Ta) введение в решетку r -элемента внедрения приводит к сильной локальной деформации вокруг внедренных атомов и определение истинного расстояния металл-примесь затруднено. Кроме того, сильное деформационное взаимодействие может приводить к кластеризации внедренных атомов в этих сплавах, что в свою очередь существенным образом сказывается на энергетическом положении примесной зоны в спектре частот сплава.

С другой стороны, переходные металлы V группы образуют с r -элементами N и C упорядоченные фазы внедрения со стехиометрией Me₂X, в которых подрешетка атомов металла представляет собой ГПУ структуру и расстояние Me-X в этих системах может быть определено из параметров решетки. Характер упорядочения r -элементов в них таков, что внедренные атомы стремятся расположиться как можно дальше друг от друга. Поэтому в первом приближении можно пренебречь прямым взаимодействием между внедренными атомами.

Ранее сообщались данные о колебаниях азота и водорода, полученные для β -фазы V₃N и V₃NH_{0.1} [5]. В настоящей работе проведены измерения спектров НРН сплава TaN_{0.45}, получен спектр колебаний азота в α - и β -фазах и определены константы связи атомов N и Ta.

1. Постановка эксперимента и обработка результатов

Область гомогенности β -фазы TaN_x , $x = 0.41 \div 0.5$. Исследуемый образец был приготовлен многократной переплавкой чистого тантала с монокридом тантала в пропорциях, соответствующих составу Ta_2N в атмосфере очищенного аргона. Тем не менее рентгеновский фазовый анализ показал, что в полученном образце помимо β -фазы содержится значительное количество фазы α - TaN_x . Однако основная масса азота растворена в β -фазе (94%), поскольку его растворимость в α -фазе при комнатной температуре ≈ 3 ат.%.
 Определенные из рентгеновских данных параметры решетки β -фазы составили $a = 3.048 \text{ \AA}$ и $c = 4.918 \text{ \AA}$, что соответствует составу $TaN_{0.45}$.

Константы связи металл-примесь и энергия колебаний атомов азота в фазах внедрения MeN_x

Фаза внедрения	Структура металлической решетки	Энергия колебаний атомов N, мэВ	Ширина уровня, мэВ	Константа связи $\gamma \cdot 10^4 \frac{\text{дин}}{\text{см}}$	Радиус ОМ, \AA	Параметр решетки, \AA	Литература
α - $TaN_{0.03}$	ОЦК	60.1±0.9 95±4.5	5.9±1.6 ≈ 10	9.3±0.3 23.3±2.2	2.345 1.658	$a = 3.317$	[6]
	ОЦК	59±2.2 8.9±4.5	7±2 13±5	9.0±0.6 20.4±2.1	2.345 1.658	$a = 3.317$	
β - $TaN_{0.45}$	ГПУ	74±0.9	8±1	14.1±0.3	2.147	$a = 3.048$ $c = 4.918$	наст. раб.
α - $VN_{0.05}$	ОЦК	70±1 97±2	9.4±0.5 12.0±1.5	11.4±0.3 22.0±0.9	2.15 1.52	$a = 3.04$	
VN	ГЦК	70±1	-	11.4±0.3	2.07	$a = 4.14$	[5]
β - V_3N	ГПУ	80±1	8.0±1.5	15.0±0.4	1.987	$a = 2.823$ $c = 4.545$	
α - $ZrN_{0.3}$	ГПУ	62±0.5	-	9.5±0.2	2.287	$a = 3.26$ $c = 5.2$	[9]
ZrN	ГЦК	60.7±0.5	-	9.2±0.2	2.289	$a = 4.577$	
α - $TiN_{0.2}$	ГПУ	71±0.5	-	11.6±0.2	2.09	$a = 2.97$ $c = 4.78$	[9]
TiN	ГЦК	68±0.5	-	10.6±0.2	2.122	$a = 4.244$	

Азот упорядочен по октаэдрическим междуузлиям ГПУ решетки металла. Содержание посторонних примесей кислорода и углерода в полученном образце составляло менее 0.3 ат.%, водорода — менее 0.03 ат.%. Измерения спектров НРН проводились на спектрометре ДИН-2ПИ, установленном на реакторе ИБР-2 [11]. Эксперимент проводился при комнатной температуре. Регистрировались процессы с уничтожением фоонов. Энергия падающих на образец нейтронов составляла 10 мэВ.

Рассеянные нейтроны регистрировались детекторами, расположенными в диапазоне углов 70–135°. Разрешение спектрометра в области передач энергии $\varepsilon = 60, 75$ и 90 мэВ составляло $\Delta E_R = 3.5, 5$ и 7.7 мэВ соответственно ($\varepsilon = E - E_0$, где E_0 и E — энергии нейтронов до и после рассеяния на образце). Пропускание образцов $\geq 90\%$, что позволило пренебречь влиянием процессов многократного рассеяния на результаты измерений.

Полученные экспериментальные спектры НРН обрабатывались до уровня обобщенного спектра частот (ОСЧ) $\theta(\varepsilon)$ аналогично процедуре, описанной в [12]. Извлеченные в результате обработки спектры частот азота в области примесных колебаний α - и β -фаз описывались гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов. Результаты обработки приведены в таблице.

2. Экспериментальные результаты

Спектр НРН исследуемого образца, усредненный в области углов рассеяния нейтронов 70–135°, показан на рис. 1. При данных условиях эксперимента для $\varepsilon \geq 10$ мэВ хорошо выполняется некогерентное приближение [13]. Небольшие особенности в интервале передач энергии $\varepsilon < 10$ мэВ связаны с эффектами неупругого когерентного рассеяния нейтронов.

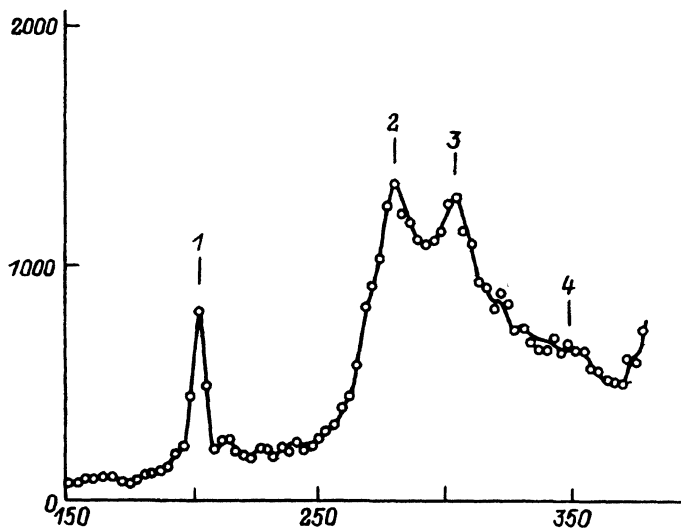


Рис. 1. Спектр неупругого рассеяния медленных нейтронов сплава $TaN_{0.45}$, усредненный в диапазоне углов 70–135°.

Значения переданной нейтронам энергии $\varepsilon = E - E_0$ для указанных стрелками особенностей (мэВ): 1 — 74, 2 — 18, 3 — 12, 4 — 5. E_0 и E — энергии нейтронов до и после рассеяния. Ось абсцисс — номер канала, ось ординат — счет в канале.

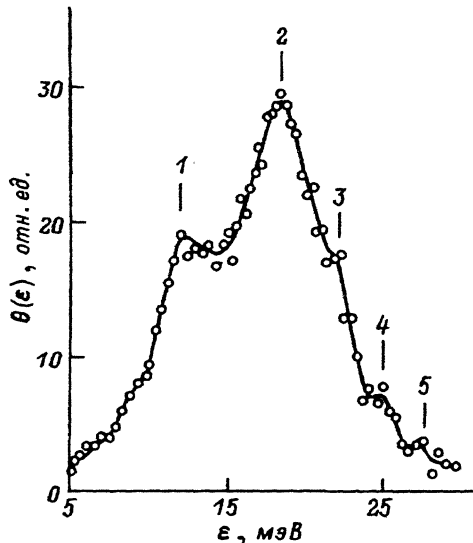


Рис. 2. Обобщенный спектр частот сплава $TaN_{0.45}$ в области колебаний атомов матрицы.

$\epsilon = h\omega$, ω — частота колебаний атомов сплава. 1 — 12, 2 — 18, 3 — 22, 4 — 25, 5 — 27 мэВ.

Область передач энергии $0 < \epsilon \leq 30$ мэВ отвечает спектру колебаний атомов металла в сплаве. Доля колебаний легких атомов внедрения в этой области невелика, и их вкладом можно пренебречь.

На рис. 2 показан ОСЧ исследуемого образца $TaN_{0.45}$ в области колебаний атомов матрицы. Спектр имеет вид, подобный спектру частот тантала в α -фазе Ta-N с характерными максимумами в области энергий 12 и 18 мэВ [6]. Однако интенсивности основных пиков перераспределены в пользу высокочастотной особенности и в целом спектр жестче. Подобный вид спектров колебаний Ta в α - TaN_x и изучаемом сплаве объясняется, с одной стороны, тем, что в образце значительное количество α -фазы. С другой стороны, это свидетельствует об относительно небольшом изменении силового взаимодействия Ta-Ta при переходе от α - к β -фазе, поскольку значимое изменение взаимодействия Ta-Ta в β -фазе должно было бы существенным образом деформировать спектр НРН исследуемого двухфазного образца по отношению к α -фазе. Действительно, в изученных ранее фазах внедрения V-O [3] уже 10%-ное содержание кислорода кардинальным образом изменяло основные характеристики спектра колебаний атомов матрицы (форма спектра, положение основных особенностей, среднеквадратичная частота спектра, положение дебаевской границы).

Основное отличие в спектрах Ta α - TaN_x [6] и исследуемого сплава $TaN_{0.45}$ связано с формой высокочастотного крыла. В последнем случае на крыле ОСЧ наблюдаются небольшие особенности при энергиях $\epsilon = 22, 25$ и 27 мэВ. Возможные причины возникновения этих особенностей будут обсуждаться в следующем разделе.

В спектрах частот ТРВ на основе переходных металлов легкие атомы р-элементов O, N и C образуют полосы примесных колебаний выше границы спектра частот атомов матрицы, структура которых отвечает локальной симметрии междоузельной позиции, занимаемой атомами внедрения [1-9]. В исследуемом образце в области $\epsilon > 30$ мэВ в спектре НРН наблюдается пик $\epsilon = 74$ мэВ (рис. 1). Можно утверждать, что дан-

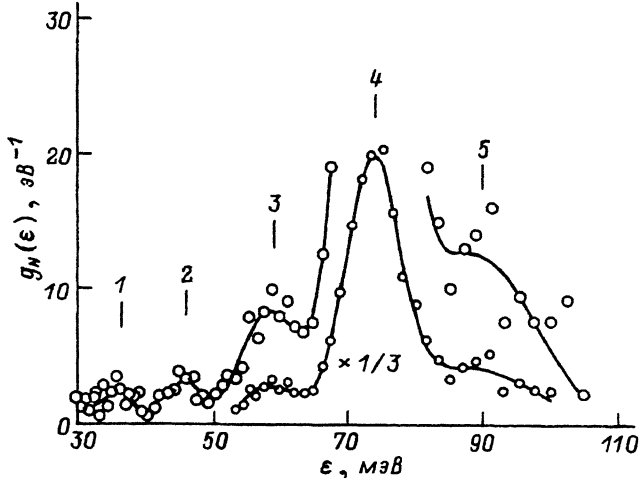


Рис. 3. Спектр колебаний атомов азота ($\alpha + \beta$ -фазы) в сплаве $\text{TaN}_{0.45}$. Энергия колебаний $\varepsilon = \hbar\omega$ указана в мэВ. 1 — 36, 2 — 45, 3 — 59, 4 — 74, 5 — 89.

ная полоса отвечает спектру колебаний атомов азота в β -фазе Ta_2N , поскольку как указывалось выше, подавляющее количество азота в образце находится в β -фазе. Сделанный вывод подтверждается также тем, что структура полосы соответствует трехкратному вырождению колебательных уровней. Это согласуется с кубической симметрией октаэдрических междоузлий, занимаемой атомами азота в ГПУ решетке β - Ta_2N .

На рис. 3 показан спектр колебаний атомов в излучаемом сплаве в области энергий выше граничной частоты спектра колебаний атомов металла. Кроме основного пика $\varepsilon = 74 \pm 0.9$ мэВ, на его крыльях наблюдаются небольшие особенности $\varepsilon_2 = 59 \pm 2$ и $\varepsilon_3 = 89 \pm 5$ мэВ. Они отвечают спектру колебаний атомов азота в α -фазе Ta-N , присутствующей в исследуемом образце. Расщепление на два уровня определяется тетрагональной точечной симметрией октаэдрических междоузлий, занимаемой N в ОЦК решетке α -Ta. Положение низкочастотной моды ε_2 практически совпадает с данными [6] по динамике азота в α - $\text{TaN}_{0.03}$. В то же время энергия высокочастотной моды $\hbar\omega_3 = \varepsilon_3$ заметно меньше, чем в [6]. Это связано, по-видимому, с большой чувствительностью высокочастотного уровня примесных колебаний в ОЦК фазах внедрения к режиму приготовления образца. Кластеризация атомов внедрения может приводить к сильному уширению пиков и смещению их в область более низких частот. Так, например, различие в способе приготовления и термообработки образца α -V-N приводит к разнице в положении высокочастотной полосы колебаний азота в ванадии в 7 мэВ ($\varepsilon_3 = 90$ мэВ [14] и $\varepsilon_3 = 97$ мэВ [4]).

Ширины пиков на половине высоты после учета разрешения приведены в таблице. Они имеют значения, характерные для ТРВ с р-элементами внедрения.

3. Константы силового взаимодействия металл-примесь

Из спектра колебаний атомов примеси в сплаве можно извлечь информацию о межатомном силовом взаимодействии металл-внедренный атом и, таким образом, о потенциале их взаимодействия. Как правило, для этого используется приближение гармонического осциллятора в

«замороженной» решетке. Это подход оправдан, по-видимому, в случае систем внедрения Me-N, поскольку перенормировка эйнштейновской частоты локального колебания примеси внедрения из-за колебаний атомов матрицы имеет порядок величины m/M , где m и M — массы внедренного атома и металлической матрицы соответственно [15]. В случае ТРВ с p -элементами внедрения такая поправка не является пренебрежимо малой и составляет $\simeq 10 \div 15\%$.

Перенормировку несложно получить, зная функцию Грина кристалла с дефектом в области примесного атома [15,16]. Используя разложение функции Грина при больших частотах [16], можно установить простую связь между константой силового взаимодействия металл-примесь и экспериментально наблюдаемой частотой колебаний внедренных атомов. В случае атома в октаэдрическом междоузлии с продольной связью γ с ближайшими соседями в решетке, ограничиваясь первыми двумя членами разложения функции Грина, имеем [17]

$$\gamma = \frac{m\omega_{\text{л}}^2}{2} \left[1 + \frac{m}{2M} \left(1 + \frac{\langle \omega^2 \rangle}{\omega_{\text{л}}^2} \right) \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_{\text{л}}$ — частота локальных колебаний внедренного атома, а $\langle \omega^2 \rangle$ — средний квадрат частоты колебаний атомов матрицы. Расчеты констант связи Me-X по (1) для сплавов переходных металлов IV и V групп с азотом приведены в таблице.

Поправка, вносимая вторым членом в круглых скобках в значение γ , составляет $\leq 2\%$, поэтому для оценки γ можно ограничиться только первым членом в разложении функции Грина. Тогда связь γ с $\omega_{\text{л}}$ становится предельно простой

$$\omega_{\text{л}}^2 = \frac{2\gamma}{m} \left(1 + \frac{m}{2M} \right). \quad (2)$$

4. Обсуждение результатов

1) Зависимость энергии колебаний азота от размеров междоузлия. Из данных таблицы видна корреляция между частотами колебаний атомов азота и расстоянием Me-X, определенным из параметров решетки без учета искажений, вносимых атомами внедренными в решетку сплава.

Введение азота в ОЦК решетку Ta приводит к сильным локальным смещениям ближайших к внедренным атомам атомов металла, поскольку ковалентный радиус азота $R_{\text{N}} = 0.71 \text{ \AA}$ [18] много больше, чем расстояние от центра октаэдрического междоузлия до ближайшего узла решетки атомов металла ($R_{\text{M-X}}$). Сложность учета локальных искажений затрудняет построение зависимости частоты колебаний внедренных атомов от реального расстояния металл-примесь. Интересно отметить, однако, что зависимость $h\omega$ от $R_{\text{M-X}}$, т.е. расстояния металл-примесь без учета локальных искажений, для фаз внедрения Ta-N в первом приближении описывается линейной функцией. Аналогичный результат был получен и для V-N фаз внедрения [5]. Более того, вся совокупность данных по частотам колебаний атомов азота в фазах внедрения (Ti, Zr, V, Ta)-N, а

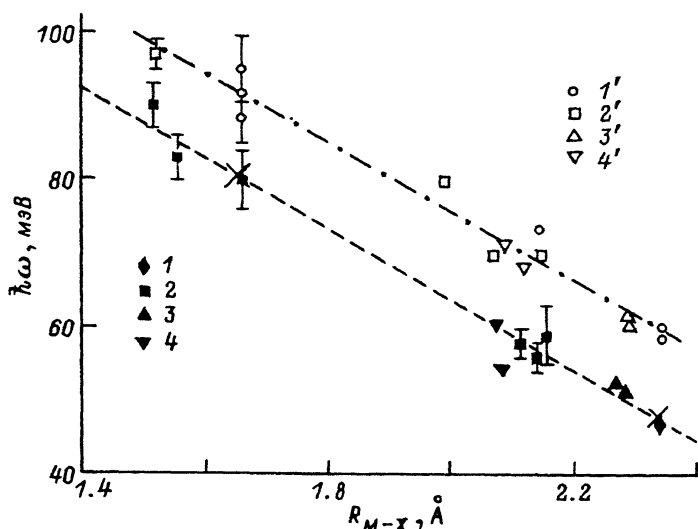


Рис. 4. Зависимость энергии колебаний атомов азота и кислорода в фазах внедрения от расстояния металл-примесь без учета локальных искажений.

Ошибки определяются размерами точек или указаны вертикальными штрихами. Штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют линейной аппроксимации экспериментальных точек кислорода и азота. Значения энергий колебаний взяты из настоящей работы и работ [2-5, 9, 10, 14, 19]. Косыми крестами на «кислородной» линии показаны ожидаемые значения для энергии локальных колебаний атомов кислорода в α -фазе сплава TaO_x . 1 — Nb-O, 2 — V-O, 3 — Zr-O, 4 — Ti-O, 1' — Ta-N, 2' — V-N, 3' — Zr-N, 4' — Ti-N.

также оптическим частотам соответствующих мононитридов (см. таблицу) удовлетворительно описывается той же зависимостью (рис. 4). Подобная связь была установлена в [10] и для сплавов переходных металлов IV и V групп с кислородом (см. также рис. 4).

В работах [2, 10] было показано, что данные по частотам колебаний атомов O и N в сплавах переходных металлов с кислородом и азотом, имеющих ГПУ структуру, могут быть описаны с помощью эффективного парного потенциала, отталкивательная часть которого определяется степенью размерного несоответствия атома внедрения и междоузельной позиции, в которую он помещается. Этот вывод применим, по-видимому, и к сплавам внедрения с O и N на основе переходных металлов V группы ванадия, ниобия и тантала.

В этом случае константа силового взаимодействия Me-X должна зависеть от радиуса октаэдрической позиции, в которую помещается внедренный атом (т.е. расстояния R_{M-X}) и радиуса примеси R_X . Исходя из приведенных в [2-5, 9, 10, 14, 19] данных по частотам колебаний атомов внедрения и рассчитанных из них констант межатомного взаимодействия [10, 19], мы построим зависимость (рис. 5) частоты Ω колебаний примеси, приведенной к единичной массе, от величины $\Delta R = R_{M-X} - R_X$, где R_{M-X} — расстояние металл-примесь без учета локальных искажений, определенное из параметров решетки; в качестве R_X взяты ковалентные радиусы кислорода и азота ($R_O = 0.66$ и $R_N = 0.71$ Å [18]).

Величина Ω связана с константой центрального взаимодействия металл-примесь γ соотношением $\Omega = 0.511\gamma^{1/2}$, где Ω определено в мэВ, а γ — в дин/см. В таком представлении экспериментальные точки (рис. 5)

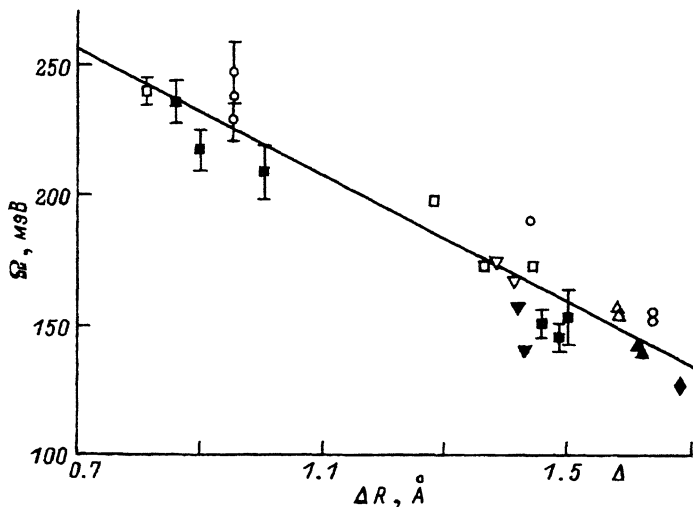


Рис. 5. Зависимость приведенной к единичной массе частоты Ω локальных колебаний p -элементов внедрения в переходных металлах IV и V групп от параметра ΔR .

Прямая линия — описание всей совокупности точек линейной функцией методом наименьших квадратов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

могут быть удовлетворительно описаны общей линейной зависимостью. Другими словами, вся совокупность данных по константам силового взаимодействия $Me-X$ в сплавах внедрения переходных металлов IV и V групп с кислородом и азотом может быть описана в рамках единого представления о степени размерного несоответствия p -элемента внедрения и междуузельной позиции, в которую он помещается [10].

2) Структура примесной полосы и квазимолекулярные колебания в фазах внедрения Ta-N. Кроме описанных выше примесных колебаний азота, в ОСЧ исследуемого сплава наблюдаются особенности выше границы спектра частот атомов матрицы с энергией $\varepsilon = 36 \pm 2.4$ и 45 ± 3.2 мэВ (рис. 3), природа которых, вообще говоря, не ясна.

В спектре частот колебаний атома азота в α -ТРВ $TaN_{0.03}$, приведенном в [6], также можно наблюдать небольшую особенность в области $\varepsilon \approx 36$ мэВ. Поэтому позволительно предположить, что в $g_N(\varepsilon)$ (рис. 3) пик $\varepsilon = 36$ мэВ относится к спектру колебаний атомов α -фазы, присутствующей в образце, а пик $\varepsilon = 45$ мэВ связан с ОСЧ β -фазы. Одной из возможных причин возникновения таких особенностей в спектре может быть проявление локализованных колебаний атомов матрицы, которые можно назвать квазимолекулярными колебаниями (КМК).

Действительно, при введении в кристалл точечного дефекта с $m < M$ и константой связи с основной решеткой $\gamma > \alpha$ (α — константа связи между ближайшими соседями в решетке атомов матрицы) локальные моды образуются за счет не только колебаний собственно междуузельного атома, но и всего ближайшего к дефекту окружения [20].

Положение КМК в спектре сплава определяется соотношением масс и констант связи атомов примеси и матрицы. Поэтому, вообще говоря,

эти пики могут проявляться не только в щели спектра, но и в сплошном спектре колебаний атомов матрицы. Для оценки энергии $\hbar\omega_{\text{км}}$ таких мод можно получить в приближении среднего поля следующее соотношение [17]:

$$\omega_{\text{км}}^2 = 1.5\langle\omega^2\rangle + \frac{m}{2M + m}\omega_{\text{л}}^2 = 1.5\langle\omega^2\rangle + \frac{\gamma}{M} \quad (3)$$

(последнее равенство следует из (2)).

В случае колебаний N в ГПУ решетке Ta с $\hbar\omega_{\text{л}} = 74$ мэВ оценка дает $\hbar\omega_{\text{км}} \simeq 24$ мэВ, а для N в α -фазе Ta можно ожидать проявления КМК при $\hbar\omega_{\text{км}} \simeq 22$ и 26 мэВ.

С одной стороны, приведенные оценки существенно расходятся со значениями энергий обсуждаемых особенностей $\varepsilon = 36$ и 45 мэВ. С другой стороны, особенности, близкие по положению к оценкам энергии КМК, действительно наблюдаются на высокочастотном крыле спектра частот Ta (рис. 2). По-видимому, именно они отвечают КМК атомов Ta в α - и β -фазах системы Ta-N.

Таким образом, вопрос о природе мод с энергией $\varepsilon = 36$ и 45 мэВ остается открытым. На наш взгляд, проявление этих особенностей связано с колебаниями собственно междоузельного атома (азота или другого p -элемента) или его комплексов (например, пар N-N, образовавшихся в результате деформационного взаимодействия), но не с локальными модами атомов металла.

Происхождение наблюдаемых пиков, кроме «КМК» природы, может быть связано с наличием примесей. Наиболее реальной примесью, приводящей к появлению особенности в области передач энергии 45–50 мэВ, является кислород. Частоты локальных колебаний атомов кислорода в α -твердом растворе TaO_x, оцененные по зависимости $\hbar\omega_0(R_{\text{M-X}})$, построенной для переходных металлов IV и V групп [10], составляют $\hbar\omega_1 \simeq 48$ и $\hbar\omega_2 \simeq 81$ мэВ (на рис. 4 эти значения отмечены косыми крестами). Вместе с тем такое объяснение образования особенности $\varepsilon = 45$ мэВ вызывает сомнения, поскольку концентрация кислорода в образце недостаточна для появления столь заметного пика.

Причинами проявления рассматриваемых пиков могут быть также захват азота на ловушках, взаимодействие N со следующими за ближайшими соседями, понижение точечной симметрии междоузельной позиции из-за сильных локальных искажений, занятие частью азота позиций отличных, от октаэдрических междоузлий, а также отражение упорядочения азота по подрешетке октаэдрических междоузлий. Ответ на этот вопрос могут дать, по-видимому, только последовательные модельные расчеты динамики различных фаз с потенциалом, описывающим основные особенности спектра колебаний атомов примеси в металле.

В результате измерений спектров НРН сплава TaN_{0.45} впервые была определена частота колебаний атомов азота в ГПУ решетке β -фазы внедрения. Определены константы силового взаимодействия Me-N для сплавов переходных металлов IV и V групп с азотом с учетом колебаний атомов матрицы. Показана корреляция между энергией колебаний азота и расстоянием Me-X без учета локальных искажений. Относительно небольшая собственная ширина пика, отвечающего колебаниям N в Ta₂N, свидетельствует об отсутствии или слабом взаимодействии N-N в данном сплаве.

На крыле спектра колебаний атомов Та наблюдаются небольшие особенности, связанные, по-видимому, с локализованными колебаниями атомов матрицы в α - и β -фазах, окружающих атомы азота ($\varepsilon \approx 22.25$ и 27 мэВ). Эти значения хорошо описываются в приближении среднего поля.

Наблюденные в спектре особенности $\varepsilon = 36$ и 45 мэВ связаны, по-видимому, с колебаниями r -элементов внедрения.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Сумину за помощь в приготовлении образцов и участие на отдельных этапах работы.

Список литературы

- [1] Морозов С.И., Сумин В.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3107–3108.
- [2] Морозов С.И., Сумин В.В., Белушкин А.В., Натканец И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1653–1659.
- [3] Данилкин С.А., Закуркин В.В., Морозов С.И., Сумин В.В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3327–3331.
- [4] Данилкин С.А., Минаев В.П., Сумин В.В., Чокло А.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 1. С. 3–8.
- [5] Морозов С.И., Сумин В.В. // Препринт ФЭИ-1922. Обнинск, 1988.
- [6] Данилкин С.А., Землянов М.Г., Минаев В.П., Паршин П.П., Сумин В.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 8–12.
- [7] Сумин В.В., Морозов С.И., Натканец И., Петру Д. // Физика металлов и металловедение. 1988. Т. 65. № 1. С. 168–172.
- [8] Сумин В.В., Блинов В.М., Натканец И., Петру Д., Пойменов И.Л. // Изв. АН СССР. Металлы. 1988. № 2. С. 160–164.
- [9] Сумин В.В., Морозов С.И. // Физика металлов и металловедение. 1987. Т. 63. № 6. С. 1159–1164.
- [10] Морозов С.И. // Препринт ФЭИ-1931. Обнинск, 1988.
- [11] Парфенов В.А., Клемышев П.С., Морозов И.Г., Павлов А.Ф. Двойной спектрометр медленных нейтронов // Neutr. Inelast. Scatt. 1977. IAEA, Vienna. 1978. V. 1. P. 81–123.
- [12] Крәчун К.Н., Морозов С.И., Натканец И., Сумин В.В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2585–2593.
- [13] Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965. 607 с.
- [14] Данилкин С.А., Землянов М.Г., Минаев В.П., Паршин П.П., Сумин В.В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2112–2117.
- [15] Blaesser G., Peretti J., Toth G. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 665–673.
- [16] Лейбфрид Г., Бройер Н. Точечные дефекты в металлах: Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 440 с.
- [17] Морозов С.И. // Препринт ФЭИ-2190. Обнинск, 1991.
- [18] Гольдшмидт Х.Дж. Сплавы внедрения. М.: Мир, 1971. Т. 1. 425 с.
- [19] Морозов С.И., Казарников В.В., Сумин В.В. // Препринт ФЭИ-2273. Обнинск, 1992.
- [20] Lengeler B., Ludwig W. // Zeitschrift für Physik. 1963. V. 171. N 1. P. 273–290.

Физико-энергетический институт
Обнинск

Поступило в Редакцию
5 ноября 1992 г.
В окончательной редакции
20 июля 1993 г.