

УДК 536.62

© 1991

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО ЭФФЕКТА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЛЬФРАМА МЕТОДОМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА

М. М. Якушкин

Предложен метод исследования релаксационных процессов в твердых телах, основанный на измерении относительного изменения теплоемкости, определяемого исходя из импульсных и колебательных характеристик периодического импульсного нагрева. Проведены результаты исследования этим методом быстрых релаксационного эффекта в высокотемпературной теплоемкости вольфрама.

Вопрос о причинах роста теплоемкости C_p вольфрама в широкой области вблизи температуры плавления $T_{пл}$ до настоящего времени остается дискуссионным. Если аномальный, близкий к экспоненциальному рост C_p связать с вакансиями, то величина равновесной концентрации вакансий N_v^e , полученная путем измерения C_p модуляционным методом [1, 2] с использованием линейной экстраполяции решеточной составляющей теплоемкости $C_{реш}$ из области низких температур, более чем на два порядка превосходит концентрацию вакансий, полученную закалочными методами [3, 4]. Хотя расхождение объясняют большим вкладом в теплоемкость ангармонических колебаний кристаллической решетки [3, 5], остается неясным, каким образом вклад в C_p ангармонических членов высших порядков может превосходить вклад ангармонизма третьего и четвертого порядков и приводить к экспоненциальному росту C_p вблизи $T_{пл}$ [6, 7].

Экспериментально ангармонический и вакансионный вклады можно разделить, измеряя C_p при различной частоте модуляции ν [8]. Так как время установления равновесной концентрации вакансий конечно, то должна существовать граничная частота модуляции $\nu_{гр}^B$, выше которой вакансионный вклад в $C_p(T, \nu)$ будет отсутствовать. Согласно [9], эта частота равна константе скорости реакции $k_v = AD_v/L^2$, описывающей кинетику установления равновесной концентрации вакансий. Здесь D_v — коэффициент диффузии вакансий, L — расстояние между источниками (стоками), $A \sim (1-10)$ — множитель, зависящий от геометрии источников (стоков). Для вольфрама граничная частота вблизи $T_{пл}$, рассчитанная по данным закалочных экспериментов [3, 4], при обычной плотности источников (стоков) вакансий $L^{-2} \sim 10^8 \text{ см}^{-2}$ составляет 10^4-10^5 Гц, что значительно превосходит частоту, используемую обычно в измерениях теплоемкости модуляционным методом.

Чтобы исследовать изменение $C_p(T, \nu)$ в области $\nu_{гр}^B$, в [10] было предложено проводить измерения на двух частотах (высокой и низкой) одновременно и сравнивать значения теплоемкости, соответствующие этим частотам. При измерении этим методом зависимости $C_p = C_p(T, \nu)$ вольфрама в [11] на частоте модуляции $3 \cdot 10^5$ Гц в области температур 2200—2700 К наблюдался релаксационный эффект, который исчезал при более высоких температурах из-за увеличения граничной частоты модуляции $\nu_{гр}$. Величина $\nu_{гр}$ оказалась на несколько порядков больше $\nu_{гр}^B$, рассчитанной по

кинетике отжига закаленных вакансий [3, 4]. В связи с этим в [12] было сделано предположение, что вклад межузельных атомов в теплоемкость ОЦК металлов может быть не столь мал, как это предполагалось.

В [13] для исследования кинетики установления равновесного вакансионного вклада в теплоемкость C_p было предложено использовать импульсный метод измерения C_p при различной длительности импульсов t_n и, следовательно, скорости нагрева T'_i . Полученная этим методом для алюминия зависимость $C_p = C_p(T, t_n)$ была связана с изменением теплоемкости от $C_p = C_{\text{рем}}$ при $t_n \ll \tau_v$ до $C_p^p = C_{\text{рем}} + C_p^p$ при $t_n \gg \tau_v$. Здесь $\tau_v = k_v^{-1}$; C_p^p — равновесный вакансионный вклад в теплоемкость. Однако для вольфрама в широком диапазоне скоростей нагрева кинетические ограничения выявить не удалось. Совпадение в пределах погрешности эксперимента значений C_p с квазиравновесными [1, 2] было получено в [14] ($T'_i \sim \sim 10^4$ K/c), [15] ($T'_i \sim 10^6$ K/c) и [16] ($T'_i \sim 10^8$ K/c).

В связи с этим целью работы было исследование релаксационного эффекта в высокотемпературной теплоемкости вольфрама методом периодического импульсного нагрева [17], занимающим по характеру нагрева промежуточное положение между импульсным и модуляционным.

1. Теоретическая часть

Чтобы учесть кинетику установления равновесного вакансионного вклада в теплоемкость, рассмотрим уравнение теплового баланса в тонкой металлической проволочке, нагреваемой импульсами электрического тока [8]

$$\begin{aligned} \alpha \dot{\Theta} + \beta \dot{N}_v &= P(t) - \bar{P}, \\ \dot{N}_v &= (N_v - N_v^p) / \tau_v, \quad N_v^p = \bar{N}_v^p + \delta \Theta, \\ \alpha &= m C_{\text{рем}}, \quad \beta = m E_v, \quad \delta = \bar{N}_v^p E_v / k \bar{T}^2, \\ \tau_v &= \tau_{0v} \exp(E_m / k \bar{T}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь N_v , N_v^p — текущая и равновесная концентрации вакансий при температуре $T(t) = \bar{T} + \Theta(t)$; \bar{N}_v^p — равновесная концентрация вакансий при температуре \bar{T} ; $\Theta(t)$ и \bar{T} — переменная и постоянная составляющие температуры; E_v и E_m — энергии образования и миграции вакансий; $P(t)$ и \bar{P} — мгновенная и средняя мощности, выделяемые в образце при периодическом импульсном нагреве.

Зависимость мгновенной мощности от времени

$$P(t) = \begin{cases} P_0, & 0 \leq t \leq \gamma t_n, \\ 0, & \gamma t_n < t < t_n \end{cases} \quad (\nu = 1, 2 \dots) \quad (2)$$

разложим на отрезке $0 \leq t \leq t_n$ в ряд Фурье по частотам $\omega_k = 2\pi k / t_n$

$$P(t) = P_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin \psi_k}{\pi k} e^{-i\psi_k} \right] \exp\{i\omega_k t\} + \gamma P_0 \quad (k \neq 0). \quad (3)$$

Здесь t_n и t_n — длительность и период следования импульсов тока; $\gamma = t_n / t_n$ — коэффициент заполнения; $\psi_k = \pi k \gamma$; $\gamma P_0 = \bar{P}$; P_0 — импульсная мощность, выделяемая при периодическом импульсном нагреве.

Используя представление мгновенной мощности (2), из (1), для амплитуды пульсаций температуры $\Theta_a = \Theta(t_n)$ получим

$$\Theta_a = P_0 (1 - \gamma) t_n / C_p^n m, \quad (4)$$

где

$$C_p^n(\tau_v, t_n) = C_p^p \left\{ 1 + \frac{C_p^p}{C_p^p} \frac{\tau_v}{t_n} \left[1 - \exp\left(-\frac{C_p^p}{C_{\text{рем}}} \frac{t_n}{\tau_v}\right) \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

В металлах величина равновесного вакансионного вклада в теплоемкость обычно невелика $C_p^v/C_p^0 \ll 1$ [9]. Поэтому вместо (5) можно использовать выражение

$$C_p^\Pi(\tau_v, t_n) \simeq C_p^v - C_p^v(\tau_v/t_n)[1 - \exp(-t_n/\tau_v)],$$

аналогичное предложенному в [13].

С другой стороны, подставляя (3) в (1), для амплитуды первой гармоники пульсаций температуры $\omega = 2\pi/t_n$ будем иметь выражение

$$\Theta_a^1 = 2P_0(\sin \pi\gamma)/\pi\omega C_p^\sim m, \quad (6)$$

в котором зависимость теплоемкости от частоты

$$C_p^\sim(\tau_v, \omega) = C_p^v \left[\frac{1 + (\omega\tau_v)^2 (C_{\text{рем}}/C_p^v)^2}{1 + (\omega\tau_n)^2} \right]^{1/2} \quad (7)$$

совпадает с найденной в [8].

Отсюда следует, что если время релаксации вакансий лежит в интервале $t_n \ll \tau_v \ll t_n$, то значения теплоемкости, полученные исходя из импульсных или колебательных характеристик процесса нагрева, не будут совпадать. Для экспериментальной оценки этого несовпадения удобно, используя (4) и (6), ввести величину

$$\delta = 1 - \pi^2 \frac{\gamma(1-\gamma)}{\sin \pi\gamma} \frac{\Theta_a^1}{\Theta_a^0}, \quad (8)$$

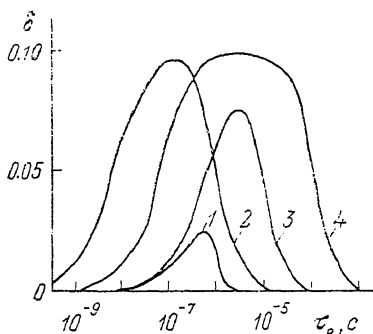


Рис. 1. Теоретическая зависимость величины $\delta = (C_p^\sim - C_p^\Pi)/C_p^\sim$ от времени релаксации τ_v при фиксированных значениях длительности t_n и частоты (круговой) следования импульсов ω .
 t_n (с), ω (Гц): 1 — 10^{-6} , 10^6 ; 2 — 10^{-8} , 10^6 ; 3 — 10^{-8} , 10^8 ; 4 — 10^{-7} , 10^4 .

зависящую только от амплитуд пульсаций температуры и первой гармоники и равную относительному изменению теплоемкости $\delta = (C_p^\sim - C_p^\Pi)/C_p^\sim$. Формулы (5) и (7) дают теоретическую зависимость для этой величины

$$\delta(\tau_v, t_n, \omega) = 1 - \frac{[1 + (\omega\tau_v)^2]^{1/2} \cdot [1 + (\omega\tau_n)^2 (C_{\text{рем}}/C_p^v)^2]^{-1/2}}{1 + (C_p^v\tau_v/C_p^v t_n)[1 - \exp(-C_p^v t_n/C_{\text{рем}}\tau_v)]}. \quad (9)$$

Расчитанная по формуле (9) для четырех фиксированных значений длительности t_n и частоты следования импульсов ω зависимость $\delta = \delta(\tau_v)$ приведена на рис. 1. Для определенности величина вакансионного вклада в теплоемкость C_p^v/C_p^0 принималась равной 0.1. Из этого рисунка видно, что если погрешность экспериментального определения δ не превышает 10 %, то метод позволяет определить существование релаксационного эффекта с τ_v , изменяющимся в пределах от $\sim 0.1 t_n$ до t_n . С увеличением точности определения τ_v , т. е. с уменьшением ширины интервала (t_n, t_n) , величина $\max \delta$ уменьшается (кривые 1 и 4) и погрешность измерения δ возрастает. Поэтому для рассматриваемого релаксационного эффекта [11] существует определенный диапазон t_n и ω , в котором он устойчиво наблюдается (кривые 2 и 3). Видно, что эффект более резко проявляется для значений t_n и ω , соответствующих кривой 2. Однако для этого случая возникают трудности генерации мощных электрических импульсов в наносекундном диапазоне и учета влияния скин-эффекта в образце на результаты измерений. Поэтому экспериментальные значения длительности и периода следования импульсов выбирались близкими к значениям t_n и t_n для кривой 3.

2. Экспериментальная часть

В эксперименте использовалась установка, аналогичная описанной ранее в [17]. Чтобы обеспечить требуемую точность измерения Θ_a и Θ_a^1 , для регистрации формы пульсаций температуры $\Theta(t)$ использовался вариант метода синхронного детектирования [18].

Функциональная схема установки приведена на рис. 2. Для периодического импульсного нагрева использовался генератор силовых импульсов тока А671-57 (2), вырабатывающий импульсы длительностью $t_n \approx 0.8$ мкс с регулируемыми 0—300 В амплитудой напряжения и 0—500 А амплитудой тока в импульсе. Частотный режим работы силового генератора задавался генератором управляющих импульсов 3. Форма пульсаций температуры образца R_0 измерялась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-28 (5), форма импульсов тока — коаксиальным шунтом R_m . Измерение средней мощности $\bar{P} = \gamma P_0$, выделяемой в образце при периодическом импульсном нагреве, и калибровка сигнала ФЭУ по известной температурной

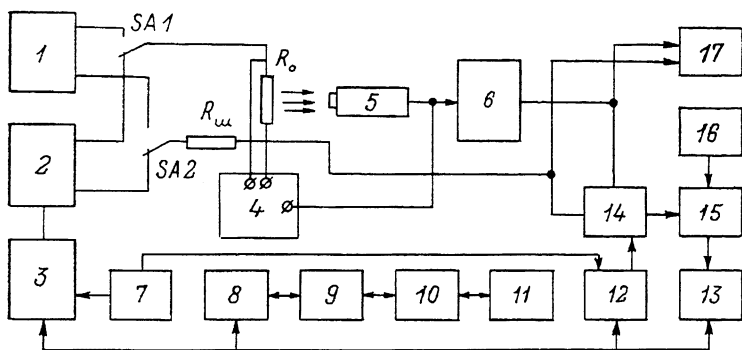


Рис. 2. Функциональная схема установки.

1 — источник постоянного тока ИСН-1, 2 — генератор силовых импульсов тока А671-57, 3 — генератор управляющих импульсов, 4 — потенциометр Р-307, 5 — фотоэлектронный умножитель ФЭУ-28, 6 — широкополосный усилитель, 7 — задающий генератор импульсов, 8 — регистры, 9 — формирователь шины данных, 10 — интерфейсное устройство параллельного обмена, 11 — ПЭВМ РС/АТ 286, 12 — формирователь временной щели, 13 — АЦП, 14 — быстродействующие ключи, 15 — интегратор, 16 — формирователь количества циклов измерений, 17 — осциллограф С1-71.

зависимости электросопротивления вольфрама [19] проводились с использованием источника постоянного тока ИСН-1 (1) и потенциометра Р-307 (4). В измерениях использовались проволочные образцы диаметром 25 мкм, длиной 100 мм с относительным остаточным электросопротивлением $R(273\text{ K})/R(4.2\text{ K}) \approx 2.5 \cdot 10^3$. Измерения проводились в вакууме $2 \cdot 10^{-8}$ Торр, полученном с использованием безмасляных средств откачки.

Для исследования формы пульсаций температуры $\Theta(t)$ и импульсов тока $I(t)$ периодический сигнал ФЭУ и шунта делился на участки малой длительности Δt и в каждой точке t_i измерялась усредненная величина сигналов $\Theta_i = \Theta(t_i)$ и $I_i = I(t_i)$. Здесь $t_i = i\Delta t$, $1 \leq i \leq n$, $n = t_n/\Delta t = 10^3$ — число разбиений сигнала по периоду t_n . Метод был реализован путем использования для формирования «временной щели» ПЭВМ ИВМ РС/АТ 286 (11). Эта же ЭВМ служила для обработки результатов измерений, расчета величины δ по формуле (8) и теплоемкости, зависящей от частоты

$$C_p = \frac{2\bar{P}(\sin \pi\gamma)/\pi\gamma}{\omega\Theta_a m}. \quad (6a)$$

Усиленный широкополосным усилителем 6 до величины ~ 5 В сигнал ФЭУ и сигнал с шунта R_m через быстродействующие ключи 14 поступали на интегратор 15. Ключи вырезали часть исследуемого сигнала Θ_i и I_i длительностью $\Delta t = 0.1$ мкс с заданной задержкой t_i от начала импульса тока. В интеграторе происходили накопление вырезанной части сигналов и их усреднение по числу измерений N , задаваемых формирователем коли-

чества в циклах измерений 16. Величина выборки N могла меняться от 1 до 4096 в зависимости от требуемой точности измерения сигналов. Усредненный в интеграторе сигнал поступал на аналого-цифровой преобразователь 13 с разрешением 12 бит и затем в цифровой форме, проходя через регистры 8, формирователь шины данных 9 и интерфейсное устройство параллельного обмена 10, обрабатывался на ПЭВМ (11). Управление ключами 14 осуществлялось с помощью формирователя временной щели 12. Он вырабатывал задержанный на величину t_i сигнал длительностью $\Delta t = 0.1$ мкс. Для синхронизации работы формирователя временной щели 12 с работой генератора управляющих импульсов 3 использовался один задающий кварцевый генератор 7, вырабатывающий прямоугольные импульсы частотой 10 МГц и длительностью 50 нс. Эти импульсы поступали на вход генератора управляющих импульсов 3 и на формирователь временной щели 12. Генератор 3, выполненный в виде делителя частоты на программируемых счетчиках, позволял задавать частоту следования импульсов тока 5–100 кГц. Считывание

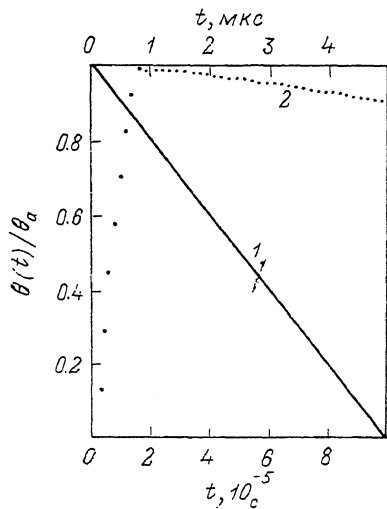


Рис. 3. Нормированная форма пульсаций температуры $\Theta(t)/\Theta_a$ при температуре 3000 К (T).

$\Theta_a = 12.63$ К, $t_n = 0.8$ мкс, $t_n = 100$ мкс. Кривая 2 — экспериментальные значения $\Theta(t_i)$ на стадии нагрева 0–5 мкс. Нижняя шкала оси времени t относится к кривой 1, верхняя — к кривой 2. Значения $\Theta(t_i)$ приведены через 0.1 мкс.

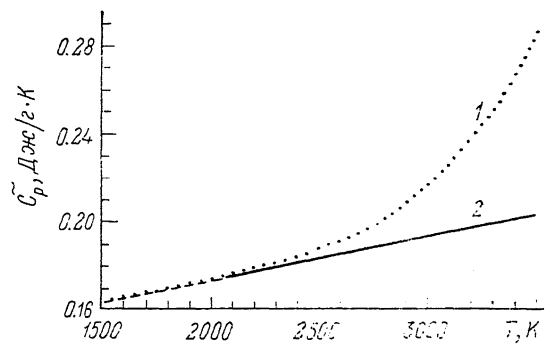


Рис. 4. Температурная зависимость теплоемкости $C_p(T)$ в интервале 1550–3500 К.

1 — экспериментальные значения теплоемкости, 2 — линейная экстраполяция решеточного свойства.

данных из регистров 8 происходило по приходу разрешающей команды с ПЭВМ. Визуальный контроль сигналов с ФЭУ и шунта проводился на осциллографе С1-71.

В эксперименте частота следования импульсов задавалась 10 кГц, количество циклов измерений $N = 2048$. Расчет амплитуды первой гармоники Θ_a проводился путем разложения зависимости $\Theta(t)$ в ряд Фурье по программе, предложенной в [20]. Погрешность измерения абсолютных значений Θ_a и Θ_a^1 определялась в основном погрешностью калибровки сигнала ФЭУ и составляла $\sim 1\%$. Погрешность измерения отношения амплитуд Θ_a^1/Θ_a и, следовательно, величины δ определялась погрешностью измерения формы пульсаций температуры и по нашей оценке, сделанной путем сравнения отношения Θ_a^1/Θ_a , полученного теоретически и экспериментально для сигнала заданной (треугольной) формы, не превышала 0.1%. Суммарная погрешность измерения \bar{P} , t_n и m составляла 0.4%, так что погрешность измерения абсолютного значения теплоемкости C_p , зависящей от частоты ω , была равна $\sim 1.5\%$.

Форма пульсаций температуры при $\bar{T} = 3000$ К приведена на рис. 3. На нем точки (кривая 2) соответствуют экспериментальным значениям $\Theta(t_i)$, непрерывная кривая 1 иллюстрирует изменение $\Theta(t)$ за период $t_n = 100$ мкс. Для наглядности кривые нормированы на единицу. Амплитуда пульсаций температуры составляла $\Theta_a = 12.63$ К, амплитуда первой гар-

монки $\Theta_a^1 = 3.94$ К, величина относительного изменения теплоемкости $\delta = 2.8$ %.

Так как экстраполяция решеточного свойства, необходимая для оценки C_p^p и расчета τ_p по формуле (9), неоднозначна, то предварительно была изучена температурная зависимость $C_p^{\sim}(T)$ (кривая 1 на рис. 4). Нижний предел измерений был ограничен величиной сигнал—шум ФЭУ, верхний — влиянием испарения на геометрию образца. Согласно [11], на частоте 10 кГц релаксационный эффект во всем исследованном интервале температур 1550—3500 К не проявляется, а значения теплоемкости C_p^{\sim} должны совпадать с полученными в квазиравновесных условиях C_p^p . Теплоемкость измерялась через 50 К. Решеточная составляющая $C_{\text{реш}}$ определялась путем экстраполяции $C_p^{\sim}(T)$ из области низких температур (прямая 2 на рис. 4). Полученная температурная зависимость теплоемкости аппроксимировалась соотношением

$$C_p^{\sim}(T) = C_p^p(T) = C_{\text{реш}}(T) + C_p^n(T),$$

$$C_{\text{реш}}^{\sim}(T) = 0.133 + 0.204 \cdot 10^{-4} T, \text{ Дж/г} \cdot \text{К},$$

$$C_p^n(T) = 9.8 \cdot 10^9 T^{-2} \exp(-32\,200/T), \text{ Дж/г} \cdot \text{К},$$

удовлетворительно согласующимся с предложенными в [2, 21].

Относительная величина нелинейного вклада в теплоемкость C_p^n/C_p^p из (10) и рассчитанное по формуле (8) с использованием полученных экспериментальных значений Θ_a и Θ_a^1 относительное изменение теплоемкости δ приведены на рис. 5 (кривые 1 и 2 соответственно). Согласно этому рисунку, несовпадение между значениями теплоемкости, измеренными исходя из импульсных и колебательных характеристик процесса нагрева, наблюда-

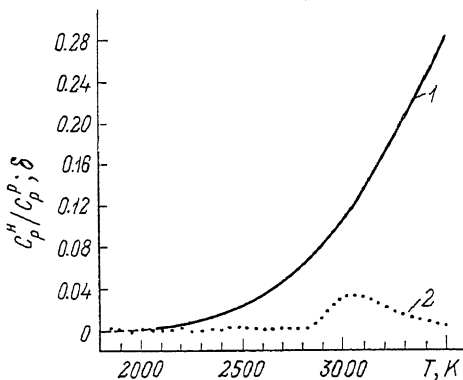


Рис. 5. Экспериментальная зависимость относительного нелинейного вклада в теплоемкость C_p^n/C_p^p (1) и величины δ (2) от температуры.

ется при $T \geq 2850$ К. Величина этого несовпадения достигает 3.3 % при $T = 3050$ К. Характер зависимости δ ($\tau(T)$) в целом соответствует теоретической (рис. 2). Если в формуле (9) принять, что релаксационный эффект возникает за счет нелинейной составляющей теплоемкости C_p^n , то, используя (10), для температурной зависимости времени релаксации получим $\tau = 1.3 \cdot 10^{-16} \exp(6.6 \cdot 10^4/T)$ с, что дает при температуре плавления время $\tau(T_{\text{пл}}) \approx 7.4 \cdot 10^{-9}$ с на несколько порядков меньше, чем это следует из закалочных экспериментов [3, 4]. Время релаксации в области существования эффекта [11] равно $\tau(2500 \text{ К}) \approx 3.8 \cdot 10^{-5}$ с, т. е. значения τ , полученные разными методами, практически совпадают.

Можно предположить, что, кроме вакансий, вклад в теплоемкость дают дефекты со значительно большей подвижностью. В связи с этим заметим, что равновесие вакансий имеет динамический характер и осуществляется за счет случайных блужданий в кристалле. Однако известно [9, 22], что при этом часть атомов должна находиться в метастабильном состоянии, образуя переходный комплекс. Так как равновесная концентрация переходных комплексов равна $N_A^p = \exp(-\Delta F_A/kT)$, то существует их равновесный вклад в теплоемкость $C_A^p = (\Delta F_A/kT^2) N_A^p$, который, как и для вакансий, экспоненциально зависит от температуры. Здесь ΔF_A — изменение свободной энергии кристалла при переходе атома из основного в ме-

тастабильное состояние. Иными словами, требование увеличения конфигурационной энтропии кристалла путем возникновения вакансий приводит к необходимости существования дефектов, которые обеспечили бы их подвижность в состоянии термодинамического равновесия. Если теперь принять $C_A^p = C_B^n$, то несоответствие с результатами закалочных экспериментов [3, 4] находит простое объяснение. Действительно, время установления C_A^p экспоненциально уменьшается с ростом температуры и определяется только частотой переходов атомов между состояниями $\tau_A = \tau = [\Gamma_{12} + \Gamma_{21}]^{-1}$, где Γ_{12} и Γ_{21} — частоты переходов атомов из основного в метастабильное состояние и обратно [23]. Очевидно, для установления N_A^p не требуются источники (стоки), так что $\tau_A \ll \tau_B$. В результате в закалочных экспериментах равновесная концентрация переходных комплексов $N_A^p \ll N_B^n (T_s)$ и измеряемый эффект естественно связать с вакансиями. Здесь $N_B^n (T_s)$ — равновесная концентрация вакансий при температуре закалки T_s . Наоборот, при высоких температурах $N_A^p \gg N_B^n$ и, следовательно, $C_A^p \gg C_B^n$, что приводит к недиффузионной кинетике установления равновесного значения теплоемкости C_p^p .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Крафтмахер Я. А., Стрелков П. Г. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 8. С. 2271—2273.
- [2] Крафтмахер Я. А. // Исследование при высоких температурах. Новосибирск: Наука, 1966. С. 5—54.
- [3] Шульц Г. // Дефекты в закаленных металлах. М.: Атомиздат, 1969. С. 58—62.
- [4] Rasch Bu K.-D., Siegel R. W., Schultz G. // Phil. Mag. 1980. V. 41A. N 1. P. 91—117.
- [5] Sullivan G. A., Weymouth J. W. // Phys. Letters. 1964. V. 9. N 2. P. 89—90.
- [6] Брайтковский А. М., Вакс В. Г., Трефилов А. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 6. С. 2141—2157.
- [7] Рейсланд Дж. Физика фононов. М.: Мир, 1975. 365 с.
- [8] Van den Syre J. // Phys. Stat. Sol. 1970. V. 39. N 2. P. 659—664.
- [9] Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. М.: Мир, 1966. 291 с.
- [10] Крафтмахер Я. А. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 3. С. 656—658.
- [11] Крафтмахер Я. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 235—237.
- [12] Trost W., Differt K., Maier K., Seeger A. // Atomic transport and defects in metals by neutron scattering. Springer—Verlag, 1986. P. 219—224.
- [13] Бокштейн Б. С. и др. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 1. С. 241—243.
- [14] Sezairliyan A., McClure J. L. // J. Res. Nat. Bur. Stand. A. 1971. V. 75A. P. 283—291.
- [15] Сенченко В. Н., Шейндлин М. А. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 492—496.
- [16] Дихтер И. Я., Лебедев С. В. // ТВТ. 1970. Т. 8. № 1. С. 55—58.
- [17] Якушкин М. М. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 6. С. 1115—1121.
- [18] Бонч-Бруевич А. М. Радиозлектроника в экспериментальной физике. М.: Наука, 1966. 768 с.
- [19] Mundy J. N. // Phil. Mag. 1980. V. 46A. N 2. P. 345—349.
- [20] Бендат Дж., Пирсол Л. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974. 464 с.
- [21] Чеховской В. Л. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1191—1195.
- [22] Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. М.: Мир, 1975. 382 с.
- [23] Hanggi P. // J. Stat. Phys. 1986. V. 42. N 1/2. P. 105—148.

Московский институт
электронного машиностроения

Поступило в Редакцию
8 апреля 1991 г.