

УДК 539.4.015

## ВКЛАД ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ТЕМПЕРАТУРНУЮ АНОМАЛИЮ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СПЛАВА $\text{Ni}_3\text{Ge}$

Ю. А. Абзаев

Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003 Томск  
E-mail: Abzaev@tsuab.ru

Исследована температурная зависимость предела текучести  $\tau_*$  монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Установлено, что температурная зависимость  $\tau_*(T)$  в высокотемпературной области (свыше 420 К) обусловлена термоактивированным накоплением плотности невинтовых компонентов сверхдислокаций. Проведен анализ взаимодействия точечных дефектов с краевыми дислокациями и его влияния на температурную аномалию предела текучести монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** предел текучести, температурное упрочнение, краевые сверхдислокации, точечные дефекты, сверхструктура  $L1_2$ .

В монокристаллах сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  наблюдается значительная температурная аномалия предела текучести  $\tau_*$  [1–5]. В работах [2–5] проведен подробный анализ характеристик кривых течения и данных об эволюции дислокационных субструктур в процессе деформации в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  при различных температурах испытания. Установлено, что зависимости  $\tau_*(T)$  являются немонотонными и на восходящей ветви имеются участки с разной интенсивностью температурного упрочнения. В низкотемпературной области (до 420 К) в сплаве  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  увеличение предела текучести с увеличением температуры обусловлено формированием барьеров Кира — Вильсдорфа на винтовых компонентах сверхдислокаций. Недостаточно изучен механизм взаимодействия краевых компонентов с точечными дефектами, а также их влияние на предел текучести.

Целью данной работы является анализ механизма взаимодействия краевых компонентов сверхдислокаций с точечными дефектами и влияния этого взаимодействия на увеличение предела текучести монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  с увеличением температуры (при температурах свыше 420 К).

Методика приготовления образцов, проведения механических испытаний и исследования дислокационной структуры монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  приведена в работах [2, 4]. На рис. 1, а для различных значений деформации  $\varepsilon$  представлены температурные зависимости предела текучести монокристаллов сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  с направлениями оси деформации [001],  $[\bar{1}39]$ ,  $[\bar{4}917]$ ,  $[\bar{2}34]$ ,  $[\bar{1}11]$ . Температура, при которой проводятся испытания указанных монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ , оказывает значительное влияние на зависимость  $\tau_*(T)$ . На восходящей ветви кривой  $\tau_*(T)$  выделяются участки, которые характеризуются разной интенсивностью температурного упрочнения. До  $T \approx 420$  К имеет место низкотемпературный участок, при  $T > 420$  К — высокотемпературный участок. На втором участке наблюдается температурная аномалия предела текучести, и максимум на зависимостях  $\tau_*(T)$  (температура пика  $T_p \approx 873$  К) слабо зависит от ориентации оси деформации (рис. 1, а).

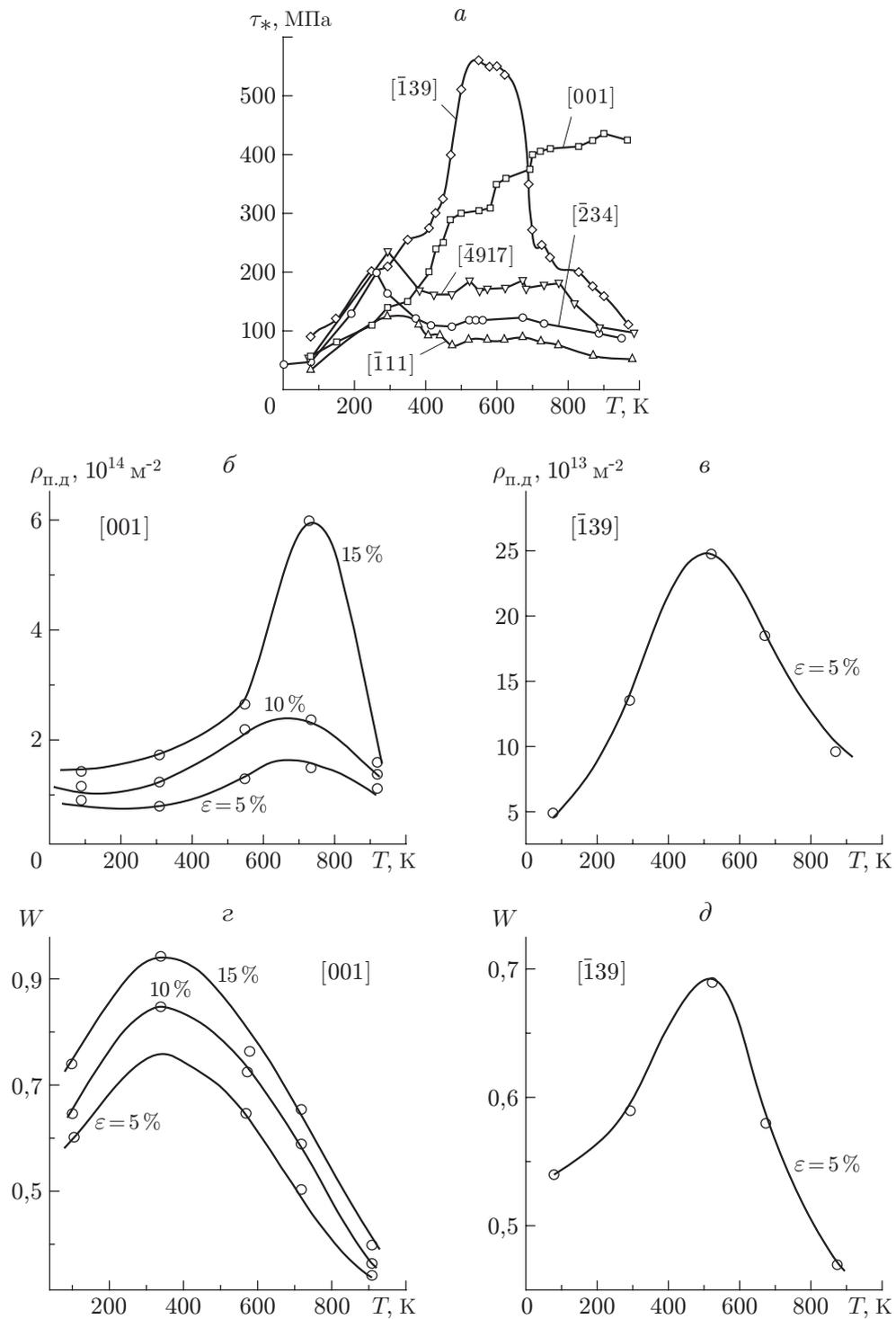


Рис. 1. Зависимости предела текучести  $\tau_*$  (а), плотности прямолинейных дислокаций  $\rho_{п.д.}$  (б, в) и доли прямолинейных дислокаций  $W$  (г, д) от температуры в монокристаллах  $Ni_3Ge$  различной ориентации

Исследование эволюции дислокационной субструктуры с деформацией монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  показало, что она соответствует хаотическому и однородному типу субструктур [6]. Основными конфигурациями являются прямолинейные и искривленные сверхдислокации, диполи и дипольные конфигурации, осколки дислокаций [7] в виде рядов петель малого радиуса и узких диполей. В работе исследованы температурные зависимости скалярной плотности дислокаций и плотности прямолинейных дислокаций  $\rho_{\text{п.д}}(T)$  при различной степени деформации. Скалярная плотность и плотность прямолинейных дислокаций возрастают с увеличением деформации и температуры испытания в интервале температур  $T = 77 \div 293$  К. Более того, доля прямолинейных дислокаций  $W$  возрастает с увеличением температуры в низкотемпературном интервале (рис. 1, б–д). Доля  $W$  равна отношению плотности прямолинейных дислокаций к скалярной плотности. Анализ зависимости  $\tau_*(T)$  (рис. 1) показывает, что она коррелирует с зависимостями  $\rho_{\text{п.д}}(T)$  и  $W(T)$  в низкотемпературной области. С возрастанием зависимостей  $\rho_{\text{п.д}}(T)$  и  $W(T)$  наблюдается возрастание зависимости  $\tau_*(T)$ . В литературе имеется большое количество данных, свидетельствующих о том, что прямолинейные дислокации являются барьерами Кира — Вильсдорфа [8–12]. Подвижность винтовых сверхдислокаций с ростом температуры снижается и приводит к возрастанию зависимости  $\rho_{\text{п.д}}(T)$ , а также к существенному увеличению количества барьеров Кира — Вильсдорфа, которые в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  идентифицируются с прямолинейными дислокациями. В работе [13] проведены расчеты движущей силы формирования барьеров Кира — Вильсдорфа на винтовых компонентах сверхдислокаций и оценено их влияние на температурную аномалию  $\tau_*(T)$ .

На рис. 1, г, д видно, что в высокотемпературной области ( $T > 420$  К) для монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  с ориентациями [001] и  $[\bar{1}39]$  значительная температурная аномалия предела текучести обусловлена накоплением дислокаций непрямолинейных конфигураций. Температурный рост плотности непрямолинейных конфигураций сверхдислокаций обусловлен взаимодействием краевых компонентов сверхдислокаций с деформационными точечными дефектами [2–4]. В результате осаждения-захвата точечных дефектов подвижными сегментами сверхдислокаций происходит закрепление этих сегментов с последующим сохранением искривленной формы. До температуры пика  $T \approx 873$  К температурная аномалия  $\tau_*(T)$  обусловлена накоплением указанных конфигураций сверхдислокаций на начальных стадиях деформации. Все это обуславливает сложную температурную зависимость предела текучести, соответствующую восходящей ветви  $\tau_*(T)$ , в монокристаллах сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  с различными ориентациями. Степень влияния указанных механизмов зависит от температуры испытания.

В монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  деформация осуществляется сверхдислокациями, которые состоят из двух сверхчастичных дислокаций  $a/2 \langle 110 \rangle$  ( $a$  — параметр решетки), соединенных антифазной границей (АФГ). Сверхчастичные дислокации расщеплены на частичные дислокации Шокли, связанные комплексным дефектом упаковки (КДУ), энергия которого значительна (рис. 2). Действительно, полагая  $\gamma_{\text{КДУ}} \approx \gamma_{\text{АФГ}} + \gamma_{\text{ДУ}}$ , где  $\gamma_{\text{АФГ}} \approx 180$  Дж/м<sup>2</sup> — энергия АФГ;  $\gamma_{\text{ДУ}} \approx 100$  Дж/м<sup>2</sup> — энергия дефекта упаковки, получим  $\gamma_{\text{КДУ}} \approx 280$  Дж/м<sup>2</sup>. Следовательно, ширина сверхчастичной дислокации незначительна:  $r \approx 2 \div 4$  нм [8, 11]. Взаимодействие краевых сверхдислокаций с точечными дефектами в  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  обладает некоторыми особенностями. Монокристаллы  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  упорядочены по типу  $L1_2$  сверхструктуры, в основе которой находится ГЦК-упаковка атомов, а между частичными дислокациями Шокли имеется сверхструктура на основе ГПУ-упаковки [12, 14, 15]. Растворимости точечных дефектов в указанных сверхструктурах различны, вследствие чего формируется движущая сила потока точечных дефектов восходящей диффузии в направлении КДУ.

На рис. 2 приведена схема взаимодействия краевого компонента сверхдислокации с точечным дефектом в октаэдрической плоскости скольжения. Точечный дефект, заблоки-

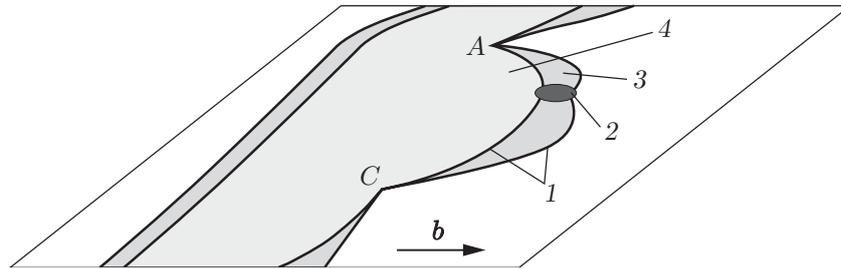


Рис. 2. Схема взаимодействия сверхчастичной дислокации  $AC$  с точечным дефектом в октаэдрической плоскости скольжения (111):

1 — сверхчастичная дислокация, состоящая из двух частичных дислокаций Шокли; 2 — деформационный точечный дефект; 3 — комплексный дефект упаковки; 4 — антифазная граница; точки  $A, C$  — места закрепления сегмента сверхчастичной дислокации

ровавший сегмент дислокации, является препятствием средней прочности. Поэтому атермическое преодоление точечного препятствия маловероятно. Действительно, для продвижения сверхдислокации на длину вектора Бюргера  $2b = b + b$  необходимы напряжения  $\tau \geq [\gamma_{\text{КДУ}}/b - (\gamma_{\text{КДУ}} - \gamma_{\text{КДУ}}(C_{\text{д}}))]$  ( $C_{\text{д}}$  — концентрация точечных дефектов). Для преодоления сверхдислокацией точечного препятствия необходимы напряжения  $\tau \approx \gamma_{\text{КДУ}}(C_{\text{д}})/b$ . Наличие точечного дефекта на сверхчастичных дислокациях приводит к существенному уменьшению  $\gamma_{\text{КДУ}}$  на величину  $\gamma_{\text{КДУ}}(C_{\text{д}})$ , поскольку  $\gamma_{\text{КДУ}}$  является функцией концентрации точечных дефектов [16]. При малой ширине сверхчастичных дислокаций ( $r \approx 2 \div 4$  нм) в случае захвата точечного дефекта (в частности, вакансии) в результате разрыва атомных связей произойдет существенное изменение энергии комплексного дефекта упаковки и поэтому  $\gamma_{\text{КДУ}}(C_{\text{д}})$  будет составлять значительную долю  $\gamma_{\text{КДУ}}$ . В этом случае напряжения  $\tau \approx \gamma_{\text{КДУ}}(C_{\text{д}})/b$ , необходимые для отрыва дефекта от дислокации, будут сопоставимы с пределом текучести при  $T_p \approx 873$  К или превысят его.

Рассмотрим термоактивированное преодоление свободным сегментом сверхдислокации точечного дефекта. Для сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  установлено, что при всех исследованных температурах испытания в процессе деформации наблюдается линейная зависимость между сдвиговыми напряжениями и скалярной плотностью дислокаций [3–5]:

$$\tau = \tau_F + \alpha G b \rho^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau_F$  — напряжение самоторможения;  $\alpha$  — параметр междислокационного взаимодействия;  $G$  — модуль сдвига;  $\rho$  — плотность дислокаций. В левой части уравнения (1) находятся внешние напряжения, в правой — внутренние:  $\tau_{\text{в}} = \tau_F + \alpha G b \rho^{1/2}$  ( $\tau_{\text{в}}$  — внутренние напряжения). Равенство (1) свидетельствует о том, что основной вклад во внутренние напряжения вносит линейная плотность стопоров на линии дислокаций. Деформационные точечные дефекты в плоскости скольжения соответствуют указанным стопорам. Увеличение предела текучести с ростом температуры в значительной степени обусловлено увеличением напряжений самоторможения  $\tau_F$  вследствие роста температуры [3–5]. Напряжение самоторможения возникает вследствие формирования барьеров Кира — Вильсдорфа на винтовых компонентах сверхдислокаций и взаимодействия краевых компонентов с точечными дефектами. Результатом взаимодействия последних является накопление искривленных конфигураций сверхдислокаций на начальных стадиях деформации из-за высокой температуры (см. рис. 1, б, г).

Равенство (1) может быть использовано для определения напряжения самоторможения  $\tau_F$ , обусловленного взаимодействием краевых сверхдислокаций с дефектами. Для двух последовательных конфигураций прогибы свободных сегментов  $ABC$  (рис. 3, а), взаимо-

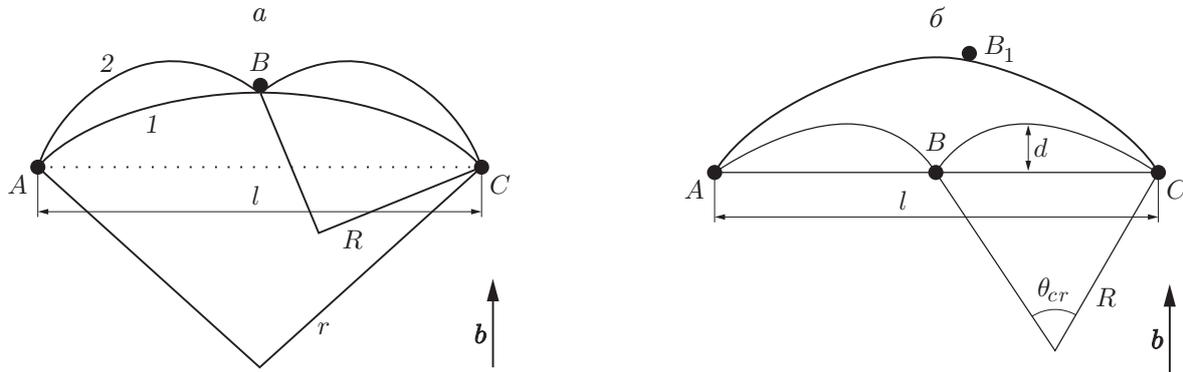


Рис. 3. Схема взаимодействия свободного сегмента сверхдислокации  $AC$  с точечным дефектом в точке  $B$ :

$a$  — расположение дислокаций и точечного дефекта;  $b$  — прогиб сегмента дислокации на пределе текучести; 1 — дислокация  $ABC$  в момент касания точечного дефекта; 2 — дислокация  $ABC$  в момент отрыва от точечного дефекта

действующих с дефектом, обусловлены напряжениями  $\tau(R)$  и  $\tau(r)$ . Для указанных сегментов напряжения  $\tau(R)$  и  $\tau(r)$  в соответствии с формулой (1) связаны зависимостью  $W_2/R = \tau_F + W_2/r$  ( $W_2$  — линейное натяжение сверхдислокации). Следовательно,

$$\tau_F = W_2/R - W_2/r \quad (2)$$

( $R, r$  — радиусы прогиба сегментов дислокаций).

На рис. 3 точки  $A, C$  — это точки закрепления дислокациями леса;  $B, B_1$  — соседние дефекты в плоскости скольжения. Используем уравнение (2) для описания начальных стадий деформации (вблизи предела текучести). В этом случае исходная конфигурация  $ABC$  соответствует прямой линии  $ABC$  на рис. 3, б. Полагаем, что точечный дефект находится в середине сегмента  $ABC$ , на пределе текучести напряжение самоторможения  $\tau_F$  равно напряжению, необходимому для деформирования сегмента дислокации  $BC$  в дугу радиуса  $R$ . Критический угол прогиба ( $\theta = \theta_{cr}$ ) соответствует отрыву точечного дефекта от дислокации (рис. 3, б). Следовательно,

$$\tau_F = W_2/R. \quad (3)$$

Расчет  $\tau_F$  выполнен при следующих допущениях. В плоскости скольжения наблюдается равномерная (хаотическая) концентрация деформационных точечных дефектов. С повышением температуры подвижность порогов возрастает и уменьшается время отрыва точечного дефекта от дислокации [9, 17]. В [18] приводятся расчеты концентрации деформационных точечных дефектов. В частности, концентрация деформационных дефектов при различных температурах испытания может быть найдена по формуле

$$\frac{\partial C_d}{\partial \gamma} = \frac{p_j \xi B \alpha b \rho^{1/2}}{60}, \quad (4)$$

где  $p_j$  — доля порогообразующих дислокаций леса;  $\xi$  — доля дислокаций леса;  $B \approx 500$  — константа, определяемая вероятностью образования дислокационного соединения [18];  $\gamma$  — сдвиг. Из формулы (4) следует, что даже на начальных стадиях деформации линейная плотность дефектов такова, что среднее расстояние между ними сопоставимо со средним расстоянием между дислокациями. Взаимодействие дислокаций с точечными дефектами имеет нелокальный характер. В результате такого взаимодействия происходит ограничение прогиба свободного сегмента  $AC$  (рис. 3, б). Согласно рис. 3, б имеет место соотношение

$d = R(1 - \cos(\theta_{cr}/2))$ . Осаждение-захват точечного дефекта сегментом дислокации в точке  $B$  является случайным процессом. Благоприятным событием является любой участок сегмента дислокации  $AC$ , где возможно осаждение дефекта. Тогда по формуле полной вероятности вероятность события равна  $f(AC) = (l/d_1)(d/V)f$ , где  $l$  — длина сегмента дислокации  $AC$  (рис. 3,б);  $d_1$  — линейный размер области контакта дефекта и дислокации;  $V$  — скорость движения дислокации;  $f = \nu \exp(-U/(kT))$  — вероятность перескока дефекта в единицу времени;  $\nu$  — частотный фактор;  $U$  — энергия активации диффузии точечного дефекта;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура. Используем приближение вязкого сопротивления прогибу сегмента  $AC$  (рис. 3,б). Тогда  $\tau b = BV$ . Здесь  $B = 5 \cdot 10^{-4}$  дин/(с·см<sup>2</sup>) — коэффициент вязкости [9];  $\sin(\theta_{cr}/2) = l/(2R)$ . В случае захвата точечного дефекта сегментом дислокации это событие является достоверным и, следовательно,

$$\frac{l}{d_1} \frac{d}{V} f = 1. \quad (5)$$

Используя в (5) приведенные выше формулы, найдем радиус прогиба сегмента дислокации

$$R = \left( \frac{d_1 W_2}{4 \sin(\theta_{cr}/2)(1 - \cos(\theta_{cr}/2)) B f} \right)^{1/3}.$$

Подставляя радиус  $R$  в формулу (3), имеем

$$\tau_F = \frac{2W_2 \sin(\theta_{cr}/2)}{b} \left( \frac{\cos(\theta_{cr}/2) B \nu}{W_2 d_1} \right)^{1/3} e^{-U/(3kT)}. \quad (6)$$

Полагая, что линейное натяжение сверхдислокации близко к энергии, необходимой для создания сверхдислокации единичной длины, получим

$$W_2 \approx \gamma_{\text{АФГ}} r - \frac{Gb^2}{2\pi} \ln \frac{r}{R_1} + 2Gb^2. \quad (7)$$

Здесь первое слагаемое — энергия антифазной границы, второе — энергия взаимодействия сверхчастичных дислокаций, третье — собственная энергия дислокаций;  $r$  — ширина сверхчастичной дислокации;  $R_1$  — среднее расстояние между дислокациями. Положим  $G = 8 \cdot 10^4$  МПа,  $r \approx 10$  нм,  $b \approx 0,25$  нм,  $\nu \approx 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $\ln(r/R_1) \approx -3$ ,  $d_1 \approx 0,25$  нм. Подставим эти значения в формулу (7). Предэкспоненциальный множитель для приведенных значений приближенно равен  $2,05 \cdot 10^4$  МПа.

Проведена аппроксимация температурных зависимостей предела текучести  $\tau_*$  для монокристаллов Ni<sub>3</sub>Ge ориентаций [001] и  $[\bar{1}39]$ . Установлено, что на восходящей ветви зависимости  $\tau_*(T)$  (при  $T > 420$  К) предэкспоненциальные множители приближенно равны 10 000 и 46 600 МПа, а плотности энергии активации равны 3 и 3,3 мДж/м<sup>2</sup> для ориентаций [001] и  $[\bar{1}39]$  монокристаллов Ni<sub>3</sub>Ge соответственно. В формуле (6) энергия активации  $U$  делится на три. Экспериментально полученные значения плотности энергии активации 3 и 3,3 мДж/м<sup>2</sup>, уменьшенные в три раза, оказываются близкими к плотности энергии активации миграции вакансий (порядка 10 мДж/м<sup>2</sup>). Из результатов сравнения расчетных значений предэкспоненциального множителя в формуле (7) с экспериментально полученными (10 000 и 46 563 МПа соответственно) следует, что они удовлетворительно согласуются. Отметим, что вследствие нелокальности формирования барьеров Кира — Вильсдорфа на винтовых компонентах сверхдислокаций движущая сила образования этих барьеров также занижена в три раза [9–11, 13]. Вследствие нелокального характера взаимодействия дислокации с точечным дефектом эффективная энергия активации существенно

меньше энергии миграции точечных дефектов. Это взаимодействие в плоскости скольжения происходит на площади, пропорциональной среднему расстоянию между дислокациями, и площади, приходящейся на один точечный дефект. Энергии активации термоактивированных процессов, определенные по температурным зависимостям предела текучести и напряжений течения, не могут непосредственно сравниваться с энергией активации миграции точечных дефектов.

Таким образом, проведенное исследование температурной зависимости предела текучести позволило выявить сложные немонотонные температурные зависимости напряжений течения и предела текучести. Детальное исследование дислокационных субструктур при различной температуре испытания показало, что увеличение  $\tau_*$  с увеличением температуры ( $T > 420$  К) обусловлено ростом дислокаций непрямолинейных конфигураций. Формирование непрямолинейных конфигураций сверхдислокаций обусловлено взаимодействием этих сегментов с точечными дефектами в октаэдрической плоскости скольжения. Об этом свидетельствует совокупность данных электронно-микроскопических исследований дислокационных субструктур при различной температуре испытания. Учет взаимодействия краевых компонентов с точечными дефектами без учета рекомбинации частичных дислокаций Шоуки позволяет описать значительное увеличение предела текучести с ростом температуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Pak H.-r., Saburi T., Nenno S.** The temperature and orientation dependence of the yield stress in  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  single crystals // *Trans. Japan Inst. Metals*. 1977. V. 18, N 9. P. 617–626.
2. **Старенченко В. А., Абзаев Ю. А., Конева Н. А., Козлов Э. В.** Термическое упрочнение и эволюция дислокационной структуры монокристаллов сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  // *Физика металлов и металловедение*. 1989. Т. 68, вып. 3. С. 595–601.
3. **Старенченко В. А., Абзаев Ю. А.** Температурная зависимость параметров междислокационного взаимодействия в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  // *Металлофизика*. 1991. № 2. С. 131–136.
4. **Старенченко В. А., Абзаев Ю. А., Соловьева Ю. В., Козлов Э. В.** Термическое упрочнение монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  // *Физика металлов и металловедение*. 1995. Т. 79, вып. 1. С. 147–155.
5. **Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Абзаев Ю. А., Смирнов Б. И.** Ориентационная зависимость термического упрочнения монокристаллов сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  // *Физика твердого тела*. 1996. № 38. С. 1668–1671.
6. **Конева Н. А., Козлов Э. В.** Природа субструктурного упрочнения // *Изв. вузов. Физика*. 1982. № 8. С. 3–14.
7. **Thornton P. H., Davies R. G., Johnston T. L.** The temperature dependence of flow stress of the phase based upon  $\text{Ni}_3\text{Al}$  // *Met. Trans.* 1970. V. 1. P. 207–218.
8. **Veyssiere P., Saada G.** Microscopy and plasticity of the  $\text{L1}_2$   $\gamma'$ -phase // *Dislocation in solids* / Ed. by F. R. N. Nabarro. Amsterdam: S. n., 1996. V. 10. P. 1–142.
9. **Takeuchi S., Kuramoto E.** Temperature orientation dependence of yield stress in  $\text{Ni}_3\text{Ga}$  single crystals // *Acta Met.* 1973. V. 21, N 4. P. 415–425.
10. **Paidar V., Pope D. P., Vitek V. A.** A theory of anomalous yield behavior in  $\text{L1}_2$  ordered alloys // *Acta Met.* 1984. V. 32, N 3. P. 435–448.
11. **Hirsch P. H.** A new theory of the anomaly yield stress in  $\text{L1}_2$  alloys // *Philos. Mag. Ser. A*. 1992. V. 65, N 3. P. 569–612.
12. **Suzuki T., Mishima Y., Miura S.** Behavior in  $\text{Ni}_3(\text{Al},\text{X})$  single crystal — temperature, strain — rate, orientation and composition // *ISIJ Intern.* 1989. V. 29, N 1. P. 1–23.

13. **Абзаев Ю. А., Старенченко В. А., Козлов Э. В.** Анализ термоактивированного формирования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  различных ориентаций // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 1. С. 116–125.
14. **Yamaguchi M., Vitek V., Pope D. P.** Planar faults in the  $L1_2$  lattice stability and structure // Philos. Mag. Ser. A. 1981. V. 43, N 4. P. 1027–1044.
15. **Yamaguchi M., Paidar V., Pope D. P., Vitek V.** Dissociation and core structure of  $\langle 110 \rangle$  screw dislocations in  $L1_2$  ordered alloys. 1. Core structure in unstressed crystals // Philos. Mag. Ser. A. 1982. V. 45, N 5. P. 867–882.
16. **Козлов Э. В., Попов Л. Е.** Дислокации, антифазные границы и пластическая деформация упорядоченных сплавов // Изв. вузов. Физика. 1967. № 10. С. 102–111.
17. **Судзуки Т.** Динамика дислокаций и пластичность / Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути. М.: Мир, 1989.
18. **Старенченко В. А., Старенченко С. В., Колупаева С. Н., Пантюхова О. Д.** Генерация точечных дефектов в сплавах со сверхструктурой  $L1_2$  // Изв. вузов. Физика. 2000. № 1. С. 66–70.

*Поступила в редакцию 13/VI 2006 г.*

---