

УДК 539.4.015

## АНАЛИЗ ТЕРМОАКТИВИРОВАННОГО ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ БАРЬЕРОВ КИРА — ВИЛЬСДОРФА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Ni}_3\text{Ge}$ РАЗЛИЧНЫХ ОРИЕНТАЦИЙ

Ю. А. Абзаев, В. А. Старенченко, Э. В. Козлов

Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003 Томск  
E-mail: abzaev@rambler.ru

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование ориентационной зависимости предела текучести монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Показано, что положительная температурная зависимость предела текучести в низкотемпературной области связывается с формированием барьеров Кира — Вильсдорфа. Расчеты движущих сил формирования и разрушения барьеров представлены в рамках схемы Хирша. Отличительной особенностью предложенной модели является рассмотрение барьера на винтовой компоненте сверхдислокации  $a/2[\bar{1}01](111)$ , которая находится в первичной октаэдрической плоскости. Основную роль в формировании барьеров играют анизотропия упругих модулей, энергия антифазных границ в октаэдрической плоскости, сдвиговые напряжения в кубической и октаэдрической плоскостях, а также напряжения трения в кубической плоскости. Сравнение расчетных значений движущей силы формирования и разрушения барьеров с экспериментально найденными показало их хорошее согласие. Анализ ориентационной зависимости движущей силы образования барьеров в интервале температур  $T = 77 \div 293$  К показал, что вблизи ориентации оси деформации  $[\bar{1}39]$  наблюдается экстремум на зависимости  $\Delta\tau(T)$ , что подтверждено экспериментально.

Ключевые слова: предел текучести, аномалия, термическое упрочнение, винтовые дислокации, барьеры Кира — Вильсдорфа, энергия антифазных границ, сверхструктура  $\text{L1}_2$ .

**Введение.** Экспериментальное исследование положительной температурной зависимости предела текучести  $\tau_c$  (аномалии) монокристаллов сплава  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  показало, что ориентация оси деформации оказывает значительное влияние на аномалию [1, 2]. Склонность к активизации кубического скольжения приводит к уменьшению температуры пика  $T_p$  аномалии.

При изменении направления оси деформации меняется относительная величина сдвиговых напряжений в октаэдре и кубической плоскости поперечного скольжения, а также величина расцепленности частичных дислокаций Шокли. Суперпозиция перечисленных факторов, а также анизотропия упругих модулей должны привести к немонотонной ориентационной зависимости аномалии предела текучести в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Однако в работе [1] наблюдается монотонный рост предела текучести с вариацией оси деформации в направлении  $[111]$  от ориентации  $[001]$  при комнатной температуре. Отсутствуют также оценки движущих сил формирования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа (КВ) на сверхдислокациях  $a/2[\bar{1}01](111)$ , которые определяют температурный рост и снижение предела текучести в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  ( $a$  — параметр решетки).

Целью настоящей работы является анализ механизма формирования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа в момент ухода из плоскости залегания ведущей сощепленной сверхчастичной дислокации в кубическую плоскость поперечного скольжения, а также

теоретическое и экспериментальное исследование ориентационной зависимости температурной аномалии предела текучести монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  на основе расчетных значений движущей силы образования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа.

**Материалы и методика проведения эксперимента.** Методика приготовления образцов, проведения механических испытаний и исследований дислокационной структуры (ДСС) монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  приведена в работе [2]. Деформация монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  ориентаций  $[\bar{1} 1 1]$ ,  $[\bar{1} 3 9]$ ,  $[2 3 4]$ ,  $[4 9 17]$ ,  $[0 0 1]$  осуществлялась сжатием вплоть до деформаций разрушения при температурах  $T = 77, 293, 523, 673, 873$  К со скоростью деформации  $\dot{\epsilon} = 0,02 \text{ с}^{-1}$ . При повышенных температурах испытания деформация осуществлялась в вакуумной камере при давлении  $10^{-2}$  мм рт. ст. Зависимости предела текучести  $\tau_c(T)$  были получены в температурном интервале  $T = 77 \div 900$  К по точкам, которые определялись через 50 К. Каждая точка на зависимостях  $\tau_c(T)$  соответствует средней величине, найденной по 3–15 значениям предела текучести.

**Температурная и ориентационная зависимость предела текучести.** На рис. 1 приведены температурные зависимости предела текучести и интенсивности изменения предела текучести  $\Delta\tau_c/\Delta T$  монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  различных ориентаций. В ориентациях  $[4 9 17]$ ,  $[2 3 4]$ ,  $[\bar{1} 1 1]$  максимум на зависимости  $\tau_c(T_p)$  наблюдается вблизи комнатной температуры. Температуры пика указаны стрелками.

Детальный анализ зависимостей предела текучести  $\tau_c(T)$  и напряжений течения показал, что в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  обнаруживается значительная аномалия предела текучести (см. рис. 1, *а*). В температурном интервале положительной аномалии предел текучести  $\tau_c$  возрастает в 4–12 раз. Ориентация оси деформации оказывает существенное влияние на проявление положительной температурной зависимости. Обнаруживается немонокотонное поведение  $\tau_c(T)$  в разных температурных интервалах при всех исследуемых ориентациях. Как видно из рис. 1, *б, в*, значение интенсивности термического упрочнения знакоположительно до температуры пика ( $T_p$ ). Температура  $T_p$  зависит от ориентации оси деформации. В ориентациях  $[4 9 17]$ ,  $[2 3 4]$ ,  $[\bar{1} 1 1]$  обнаруживается также слабый высокотемпературный максимум на зависимости  $\tau_c(T_p)$ , который практически не зависит от ориентации оси деформации (см. рис. 1, *а*). В работе определены разности напряжений  $\Delta\tau(T) = \tau(300) - \tau(77)$  при температурах  $T = 77$  и 293 К на начальной стадии деформации. Эти разности определяют положительный прирост предела текучести в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . В ориентациях  $[2 3 4]$ ,  $[4 9 17]$ ,  $[\bar{1} 1 1]$  они совпадают с величиной аномалии напряжений течения на пределе текучести.

**Связь индексов направления оси деформации с параметрами, характеризующими подвижность сверхдислокаций.** Температурный рост предела текучести обусловлен вариацией подвижности винтовых сверхдислокаций Марсинковского, которые представляют собой две сверхчастичные дислокации  $a/2[\bar{1} 0 1](1 1 1)$ , соединенные полосой антифазной границы [3]. Условием образования барьеров Кира — Вильсдорфа является высокая энергия антифазных границ в первичном октаэдре ( $\gamma_0$ ) и низкая в кубической плоскости ( $\gamma_c$ ), значительная анизотропия упругих модулей, а также малая величина расщепленности сверхчастичных дислокаций (СЧД). Относительный вклад сдвиговых напряжений в кубической плоскости, а также вклад в движущую силу поперечного скольжения, обусловленный величиной расщепленности сверхчастичных дислокаций, оценивается параметрами  $N$  и  $Q$ . Параметр  $N$  характеризует отношение фактора Шмида в кубической плоскости поперечного скольжения к фактору Шмида в первичном октаэдре, а  $Q$  — отношение фактора Шмида частичных дислокаций Шокли к фактору Шмида в первичном октаэдре. Эти параметры качественно определяют роль кубической плоскости поперечного скольжения и величины расщепленности СЧД в подвижности сверхдислокаций в первичном октаэдре, а также ориентационную зависимость движущей силы поперечного сколь-

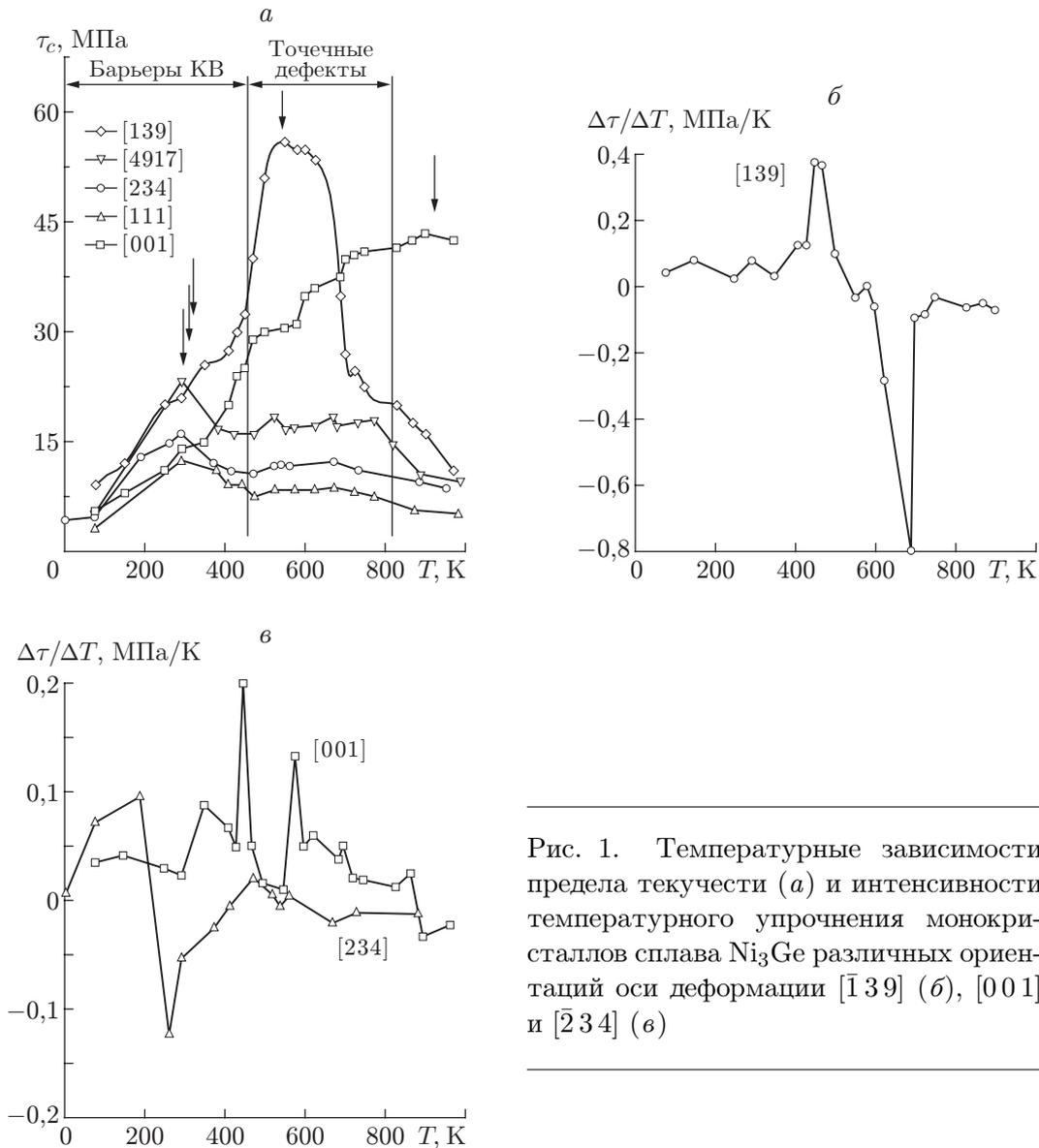


Рис. 1. Температурные зависимости предела текучести (а) и интенсивности температурного упрочнения монокристаллов сплава Ni<sub>3</sub>Ge различных ориентаций оси деформации  $[\bar{1}39]$  (б),  $[001]$  и  $[\bar{2}34]$  (в)

жения винтовых сверхдислокаций  $a/2[\bar{1}01](111)$  (см. [3, 4]). Малые значения расщепленности являются условием поперечного скольжения винтовых сверхчастичных дислокаций и свидетельствуют об их вариации подвижности с изменением сдвиговых напряжений.

Схема связи угла отклонения  $\varphi$  с нормированными индексами направления оси деформации в стереографическом треугольнике  $[001]-[011]-[\bar{1}11]$  приведена на рис. 2. Угол  $\varphi$  характеризует отклонение оси деформации от полюса  $[001]$  в направлении полюса  $[\bar{1}11]$  стереографического треугольника. В работе текущее значение направления деформации  $\varphi$  совпадает с ориентациями  $[001]$ ,  $[\bar{1}39]$ ,  $[4917]$ ,  $[\bar{2}34]$ ,  $[\bar{1}11]$ . Полагаем, что  $[\bar{i}j1]$  — нормированные индексы направления оси деформации  $[\bar{i}^*j^*k^*]$  в стереографическом треугольнике  $[001]-[\bar{1}11]-[011]$ . Тогда параметры  $N$  и  $Q$  зависят от индексов  $[\bar{i}j1]$  следующим образом:

$$Q = \frac{-2i + j - 1}{\sqrt{3}(-i + 1)}, \quad N = \frac{\sqrt{3}j}{i + j + 1}. \quad (1)$$

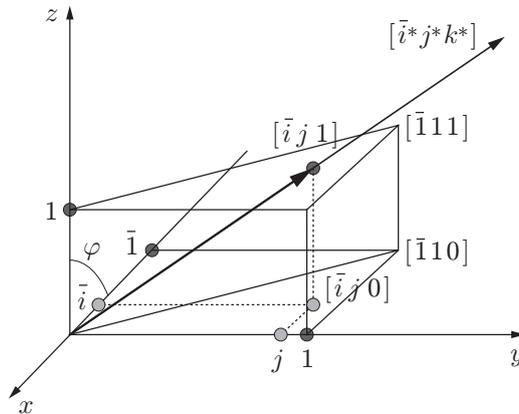


Рис. 2. Схема определения ориентационной зависимости направления оси деформации  $[i j 1]$  в монокристаллах сплава  $Ni_3Ge$

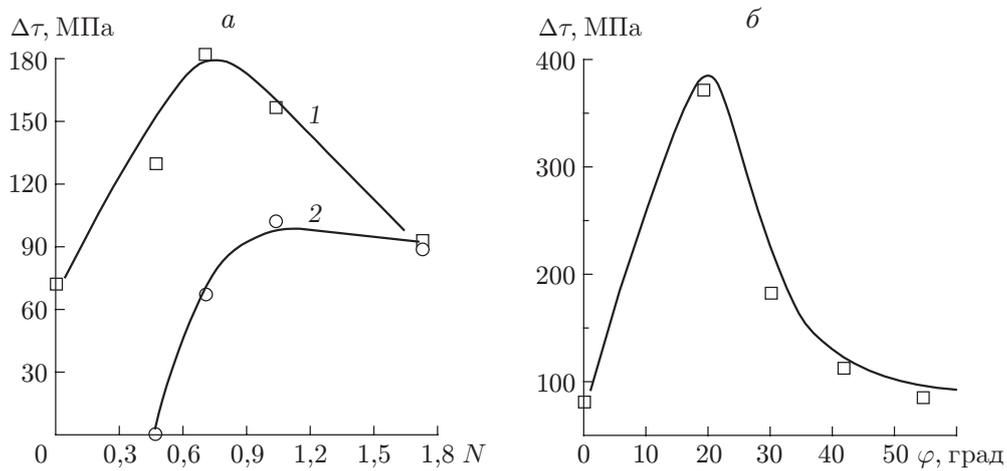


Рис. 3. Зависимость температурной аномалии предела текучести в монокристаллах  $Ni_3Ge$  от параметра ориентации  $N$  (а) и угла отклонения оси деформации от направления  $[001]$  к направлению  $[\bar{1}11]$  (б)

Из схемы на рис. 2 следует, что угол отклонения оси деформации  $\varphi$  связан с нормированными индексами направления оси следующей зависимостью:

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{i^2 + j^2}. \tag{2}$$

Угол отклонения  $\varphi$  является функцией индексов  $i, j$ , как это видно из формулы (2). Индексы  $i, j$  можно выразить через  $N$  и  $Q$  из системы уравнений (1). Очевидно, что  $\varphi$  также является функцией параметров  $N$  и  $Q$ .

На рис. 3 приведена ориентационная зависимость температурного приращения  $\Delta\tau = \tau(293\text{ K}) - \tau(77\text{ K})$  на пределе текучести от параметра  $N$  в октаэдрической плоскости (кривая 1) и в плоскости первичного куба (кривая 2) (а) и угла отклонения оси деформации ( $\varphi$ ) от полюса  $[001]$  в направлении полюса  $[\bar{1}11]$  (б). Предварительно из зависимости  $\Delta\tau(T)$  был выделен вклад, обусловленный точечными дефектами. В ориентации  $[\bar{1}39]$  по сравнению с ориентациями  $[\bar{1}11]$ ,  $[\bar{2}34]$ ,  $[\bar{4}917]$ ,  $[001]$  этот вклад является значительным. Величина вклада определялась аппроксимацией зависимостей  $\tau_c(T)$  в работе [2]. На основе зависимости  $\Delta\tau$  от угла  $\varphi$  и параметра  $N$  могут быть выделены и рассмотрены факторы, которые определяют аномальное увеличение предела текучести в температурном

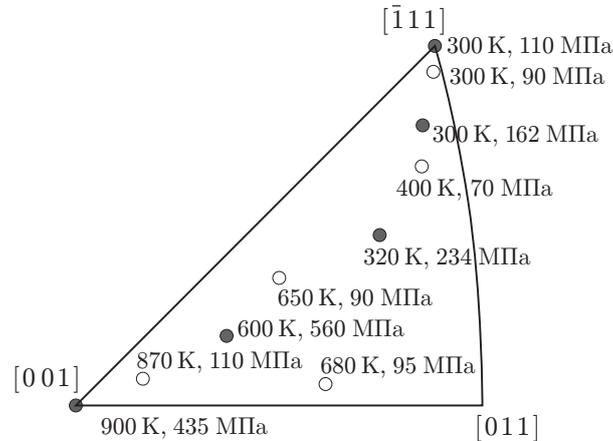


Рис. 4. Ориентационная зависимость температуры пика аномалии  $T_p$  и предела текучести  $\tau_c(T_p)$  в плоскости октаэдра:

темные кружки — экспериментальные значения, светлые — теоретические значения

интервале  $\Delta T = 77 \div 300$  К. К ним относятся: процесс термоактивированного сощепления частичных дислокаций, увеличение вклада сдвиговых напряжений в кубической плоскости с ростом  $\varphi$ , уровень сдвиговых напряжений в октаэдре, а также изменяющаяся величина расщепленности сверхчастичных дислокаций под действием сдвиговых напряжений. Отмеченные качественные заключения могут быть основаны на изменении относительного вклада слагаемых с параметрами  $N$  и  $Q$  в движущую силу термоактивированного торможения винтовых сверхдислокаций, которые происходят при постоянной температуре испытания. Как видно из рис. 3, обнаруживаются максимумы  $\Delta\tau(T)$  вблизи ориентации  $[\bar{1}39]$  на зависимостях  $\Delta\tau(N)$  и  $\Delta\tau(\varphi)$ . В ориентациях  $[001]$  и  $[\bar{1}39]$  при комнатной температуре, когда скольжение осуществляется по октаэдрическим системам скольжения, эти факторы оказывают значительное влияние на подвижность дислокаций. В ориентациях  $[4917]$ ,  $[\bar{2}34]$ ,  $[\bar{1}11]$  температура пика  $T_p \approx 300$  К, поэтому предпочтительным оказывается скольжение по кубическим системам. Влияние ориентации на проявление термоактивированной блокировки октаэдрических сверхдислокаций в ориентациях  $[4917]$ ,  $[\bar{2}34]$ ,  $[\bar{1}11]$  оказывается минимальным при комнатной температуре.

Дополнительным фактором, свидетельствующим о важной роли кубических систем скольжения в подвижности сверхдислокаций в плоскостях октаэдра, является ориентационная зависимость температуры пика ( $T_p$ ) положительной зависимости предела текучести. Расчеты ориентационной зависимости  $T_p$ , основанные на равенстве сдвиговых напряжений в кубе и октаэдре, приведены в работе [5]. Из этих расчетов следует, что с приближением к углу  $[\bar{1}11]$  температура пика должна снижаться. На рис. 4 приведены температуры  $T_p$  в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$ . Видно, что, действительно, с приближением ориентации оси деформации к направлению  $[\bar{1}11]$  фактор Шмида кубических систем скольжения возрастает и уменьшается температура пика аномалии. Нужно заметить, однако, что в ориентациях  $[001]$ ,  $[\bar{1}39]$  температура пика  $T_p$ , указанная на рис. 4, обусловлена блокировкой сверхдислокаций не только механизмом Кира — Вильсдорфа, но также и осаждением точечных дефектов на краевых компонентах.

Анализ дислокационной субструктуры монокристаллов  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  исследуемых ориентаций показал, что вплоть до разрушения ее тип соответствует хаотической и однородной ДСС. К основным конфигурациям дислокационной структуры относятся прямолинейные дислокации и искривленные сверхдислокации, диполи и дипольные конфигурации, осколки. Диполи вносят незначительный вклад в напряжение течения. Плотность прямолиней-

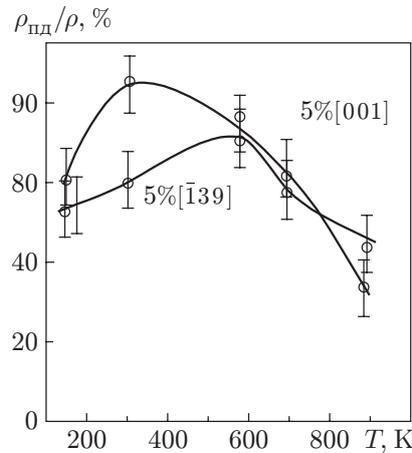


Рис. 5. Температурные зависимости доли прямолинейных дислокаций при деформации 5 % в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  различных ориентаций

ных дислокаций растет с увеличением деформации и повышением температуры испытания в интервале температур  $T = 77 \div 293$  К. Более того, их относительная доля возрастает с повышением температуры в низкотемпературном интервале аномалии (рис. 5). Доля прямолинейных дислокаций в ориентациях  $[001]$   $[\bar{1}39]$  в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  при деформации  $\varepsilon = 5\%$  определялась как отношение плотности прямолинейных дислокаций к скалярной плотности. Сравнение относительной доли прямолинейных дислокаций (рис. 5) с температурными зависимостями предела текучести  $\tau_c(T)$  (см. рис. 1, а) указывает на корреляцию накопления плотности этих дислокаций с низкотемпературной аномалией предела текучести. Увеличение доли прямолинейных дислокаций свидетельствует о существенном их вкладе в термоактивированный рост предела текучести. Можно полагать, что положительная температурная зависимость напряжений течения в указанном интервале температур связана с увеличением плотности прямолинейных дислокаций. В литературе имеются многочисленные данные, свидетельствующие о том, что прямолинейные дислокации являются барьерами Кира — Вильсдорфа [1, 3, 4, 6–10]. Низкая подвижность сверхдислокаций Марсинковского приводит к росту плотности прямолинейных дислокаций и к высокой доле барьеров Кира — Вильсдорфа, которые в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$  идентифицируются с прямолинейными дислокациями.

**Оценки движущей силы формирования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа.** В работах [3, 8, 9, 11–13] приводится подробный анализ различных конфигураций барьеров Кира — Вильсдорфа. Показано, что в образовании барьеров на сверхдислокациях Марсинковского важную роль играют анизотропия упругих модулей исследуемых сплавов, энергия антифазных границ (АФГ) в октаэдре и кубе, их взаимное соотношение. Однако необходимо отметить, что баланс движущих сил возможных конфигураций барьеров Кира — Вильсдорфа на ведущей или ведомой сощепленных сверхчастичных дислокациях, рассмотренный в моделях [3, 8, 11, 12], не может быть сопоставлен с экспериментально обнаруженной движущей силой термоактивированного роста предела текучести. Прежде всего это связано с тем, что в расчетах движущих сил рассматриваются конфигурации барьеров на конечном этапе. Однако термоактивированная часть формирования барьера Кира — Вильсдорфа ограничивается сощеплением частичных дислокаций Шокли в момент ухода в кубическую плоскость поперечного скольжения. Рассмотренные в литературе конфигурации винтовых сверхдислокаций, на которых образуются барьеры, свидетельствуют лишь о прочности и стабильности барьеров Кира — Вильсдорфа, которые вносят значительный вклад в деформационное упрочнение материалов.

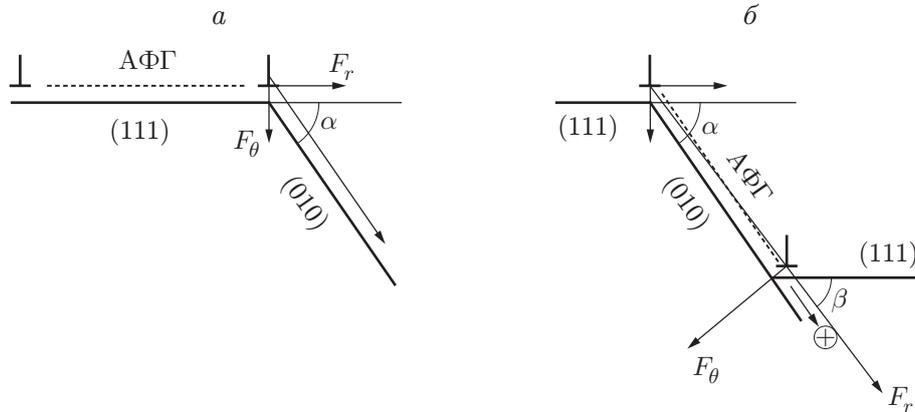


Рис. 6. Схемы формирования (а) и разрушения (б) барьеров Кира — Вильсдорфа на винтовых компонентах сверхдислокаций в монокристаллах  $\text{Ni}_3\text{Ge}$

Для анализа термоактивированного сощепления частичных дислокаций Шокли на ведущей сверхчастичной дислокации воспользуемся схемой расчета, приведенной в работах [8, 9]. При этом полагаем, что сверхдислокация находится в первичном октаэдре (рис. 6, а). Это различие со схемами Хирша [8, 9] существенное, поскольку предполагает термофлуктуационное сощепление частичных дислокаций. Ведущая сверхчастичная дислокация в данный момент времени в результате флуктуации сощепляется и способна к движению в направлении  $(010)$ , т. е. находится на вершине потенциального барьера. На этот уход в кубическую плоскость оказывают влияние анизотропия упругих модулей, а также сдвиговые напряжения в кубе. Запишем движущую силу на ведущей сощепленной сверхчастичной дислокации (положительное направление указано на рис. 6, а)

$$F_d = F_r \cos \alpha + F_\theta \sin \alpha - \gamma_0 + \tau_c^{(010)} b + \tau_F^{(010)} b + K\tau, \quad (3)$$

где  $F_r, F_\theta$  — радиальная и тангенциальная компоненты силы взаимодействия сверхчастичных дислокаций;  $\alpha$  — угол между плоскостями октаэдра и куба;  $\gamma_0$  — энергия антифазной границы в октаэдре;  $\tau_c^{(010)}$  — сдвиговые напряжения в кубе;  $\tau_F^{(010)}$  — напряжение самоблокировки сверхчастичной дислокации. Первые два слагаемых определяют проекцию силы взаимодействия на положительное направление (см. рис. 6, а). Для винтовых компонент сощепленных сверхчастичных дислокаций [12, 13] тангенциальный и радиальный компоненты связаны соотношением  $F_\theta = F_r (A \sin 2\alpha / (2((A - 1) \cos^2 \alpha + 1)))$ , где параметр  $A$  определяет анизотропию упругих модулей. Последнее слагаемое в (3) учитывает эффект Escaig [3, 9, 11], который определяет асимметрию растяжения-сжатия, а также ориентационную зависимость аномалии предела текучести. Аналитическое выражение для  $K$  приведено в работе [11]. При динамическом равновесии на сощепленных сверхчастичных дислокациях [11]

$$F_r = \gamma_0 + \tau_c^{(111)} b. \quad (4)$$

Подставляя  $F_r$  в формулу (3), после несложных преобразований получим

$$F_d = (\gamma_0 + \tau_c^{(111)} b) (A \cos \alpha / ((A - 1) \cos^2 \alpha + 1)) - \gamma_0 + \tau_c^{(010)} b + \tau_F^{(010)} b + K\tau. \quad (5)$$

Формула (5) определяет движущую силу температурного роста предела текучести и напряжений течения. Уравнение (5) имеет особенности. В нем отсутствует энергия антифазной границы в кубической плоскости поперечного скольжения, а также слагаемое, обусловленное анизотропией антифазных границ (т. е.  $\gamma_0 - \gamma_c$ ) в первичной октаэдрической

и кубической плоскостях поперечного скольжения. Следовательно, не реализуются какие-либо критерии температурной аномалии предела текучести в материалах с  $L1_2$ , которые связаны с анизотропией энергии антифазной границы в октаэдре и кубе. Такие критерии высказывались в работах [3, 11, 12]. Ведущая сощепленная сверхчастичная дислокация в рассматриваемый момент времени еще не находится в кубической плоскости поперечного скольжения.

Движущая сила образования барьера Кира — Вильсдорфа найдена при следующих параметрах монокристаллов  $Ni_3Ge$  с ориентацией оси деформации  $[\bar{1}39]$   $\gamma_0 = 180$  мДж/м<sup>2</sup>,  $A = 1,61$  [10],  $b = 0,25$  нм,  $\tau_c^{(111)} = 567$  МПа,  $\tau_c^{(010)} = 230$  МПа. Напряжения самоторможения сверхдислокаций в кубической плоскости  $\tau_F^{(010)}$  определялись экспериментально на основе линейной зависимости сдвиговых напряжений  $\tau = \tau_F + \alpha G b \rho^{0,5}$  от плотности дислокаций  $\rho^{0,5} \tau_F^{(010)} = 167$  МПа. Оценки приводят к следующим значениям движущей силы:  $F_d \approx 0,03$  эВ/ат., которые близки к экспериментально определенным значениям, полученным в работе [5]. Необходимо отметить, что в результате учета нелокальности барьеров Кира — Вильсдорфа [3, 4, 9], а также из-за разрушения барьеров движением суперкинков [3, 9] в соотношении Аррениуса появляется выражение вида  $\exp(-F_d/(3kT))$ . Движущая сила уменьшена в 3 раза и в модели [6]. С учетом указанного численного значения движущая сила находится в хорошем приближении к экспериментально установленному значению движущей силы температурного роста предела текучести  $Ni_3Ge$  в ориентации  $[\bar{1}39]$  низкотемпературной аномалии, которая равна 0,010 эВ/ат. [2].

Представляется возможным применение формулы (5) к анализу ориентационной зависимости напряжений течения и предела текучести в простейшем случае. В этом анализе ограничимся только поиском экстремума относительно  $N$ . При этом формирование барьера Кира — Вильсдорфа полагаем точечным. Это означает, что экстремум функции  $\Delta\tau(N)$  сводится к определению экстремума  $F_d(N)$ . Найдем зависимость факторов Шмида для куба  $\chi^{(010)}$  и октаэдра  $\chi^{(111)}$  от параметров  $N$  и  $Q$ . Переходя к нормированным индексам в факторах Шмида и определив затем эти индексы из формулы (1), установим искомую зависимость. Если найденные функции  $\chi^{(010)}(N, Q)$ ,  $\chi^{(111)}(N, Q)$  подставить в формулу (5) при условии, что  $\partial F_d/\partial N = 0$ , значения параметров из этого уравнения оказываются равными:  $N \approx 0,25$  и  $Q \approx 0,7$ . Из системы (1) следует, что в ориентации  $[\bar{1}39]$  параметр  $N = 0,3$ . Как видно, найденное экстремальное значение близко к параметру  $N$  для ориентации  $[\bar{1}39]$ . Это означает, что экстремум на ориентационных зависимостях температурного упрочнения монокристаллов  $Ni_3Ge$  находится около ориентации  $[\bar{1}39]$ .

Рассмотрим движущую силу разрушения барьера Кира — Вильсдорфа в результате активизации скольжения по кубической плоскости cross-slip. Расчеты также проводятся на основе модели Хирша [7, 9]. На рис. 6,б приведена схема барьера (положительное направление указано). Запишем движущую силу на ведущей сверхчастичной дислокации:

$$F_d = -\gamma_c + F_r \cos(\alpha - \beta) + F_\theta \sin(\alpha - \beta) - \gamma_{кду} + \tau_{чш} b + \tau_c^{(010)} b - \tau_F^{(010)} b. \quad (6)$$

Здесь первое и четвертое слагаемые — энергии антифазной границы в кубе и комплексного дефекта упаковки в октаэдре, второе и третье — взаимодействие ведомой и ведущей сверхчастичных дислокаций, а остальные слагаемые — вклад, обусловленный сдвиговыми напряжениями в кубе ( $\tau_c^{(010)}$ ) и напряжение трения сверхдислокаций ( $\tau_F^{(010)}$ ), а также взаимодействие частичных дислокаций Шоки ведущей сверхчастичной дислокации ( $\tau_{чш}$ ). Как и в случае оценки движущей силы образования барьера Кира — Вильсдорфа, в расчетах по формуле (6) предполагается, что ведущая сверхчастичная дислокация в результате термической активации находится на вершине потенциального барьера. В момент cross-slip углы  $\alpha$  и  $\beta$ , очевидно, совпадают. Расчеты движущей силы по формуле (6) явля-

ются приближенными, поскольку ведомая сощепленная сверхчастичная дислокация может находиться как в кубе, так и в октаэдре. В последнем случае при температуре  $T_p$ , при которой наблюдается разрушение барьера Кира — Вильсдорфа, поперечное скольжение ведомой сверхчастичной дислокации легко реализуется. Ведущая сощепленная сверхчастичная дислокация не находится в динамическом равновесии, поэтому формула (4) для  $F_r$  в кубе не может быть применена, следовательно,  $F_r \approx Gb^2/(2\pi r)$ . Ведущая сощепленная сверхчастичная дислокация вследствие анизотропии упругих модулей под влиянием  $F_\theta \neq 0$  возвращается в кубическую плоскость поперечного скольжения. Величина расщепленности сверхдислокации в кубе равна  $r \approx 6,5$  нм,  $G = 8 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>. Полагаем, что в октаэдре  $\gamma_{\text{АФГ}} \approx 180$  мДж/м<sup>2</sup>, в кубе  $\gamma_{\text{АФГ}} \approx 140$  мДж/м<sup>2</sup>,  $\tau_c^{(111)} \approx 560$  МПа,  $\tau_c^{(010)} \approx 265$  МПа. Подставляя указанные значения в формулу (6), получаем значение движущей силы  $F_d \approx -0,145$  эВ/ат. Необходимо отметить, что знак движущей силы  $F_d$  для приведенных параметров отрицательный и, следовательно, движущая сила описывает термоактивированное разупрочнение напряжений течения. Найденное расчетное значение движущей силы разрушения барьера Кира — Вильсдорфа близко к экспериментальному значению движущей силы температурного разупрочнения предела текучести за температурой пика аномалии. Экспериментальное значение движущей силы было установлено аппроксимацией зависимостей  $\tau_c(T)$  в монокристаллах Ni<sub>3</sub>Ge с ориентацией  $[\bar{1}39]$  [2] соотношением типа Аррениуса.

**Заключение.** Таким образом, проведенное исследование температурной зависимости предела текучести выявило сложную немонотонную температурную зависимость напряжений течения и предела текучести. Низкотемпературная аномалия предела текучести связывается с образованием барьеров Кира — Вильсдорфа на подвижных сверхдислокациях. Об этом свидетельствует совокупность данных электронно-микроскопических исследований дислокационных субструктур, низкотемпературная аномалия и влияние на нее ориентации оси деформации монокристаллов Ni<sub>3</sub>Ge. Расчеты движущей силы формирования и разрушения барьеров Кира — Вильсдорфа, которые учитывают термофлуктуационное сощепление частичных дислокаций, свидетельствуют о хорошем согласии рассматриваемой модели с экспериментальными значениями движущей силы. В предложенной модели естественным образом учитывается ориентационная зависимость аномалии предела текучести с экстремумом, находящимся вблизи ориентации  $[\bar{1}39]$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pak H.-r., Saburi T., Nenno S. The temperature and orientation dependence of the yield stress in Ni<sub>3</sub>Ge single crystals // Trans. JIM. 1977. V. 18, N 9. P. 617–626.
2. Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Абзаев Ю. А., Смирнов Б. И. Ориентационная зависимость термического упрочнения монокристаллов сплава Ni<sub>3</sub>Ge // Физика твердого тела. 1996. № 38. С. 3050–3058.
3. Veysiere P., Saada G. Microscopy and plasticity of the L1<sub>2</sub>  $\gamma'$ -phase // Dislocation in Solids. 1996. V. 10. P. 1–142.
4. Saada G., Veysiere P. Motion under stress of a screw superdislocation in the L1<sub>2</sub> structure // Philos. Mag. A. 1994. V. 70, N 6. P. 925–942.
5. Suzuki T., Mishima Y., Miura S. Behavior in Ni<sub>3</sub>(Al,X) single crystal — temperature, strain — rate, orientation and composition // ISIJ Intern. 1989. V. 29, N 1. P. 1–23.
6. Takeuchi S., Kuramoto E. Temperature orientation dependence of yield stress in Ni<sub>3</sub>Ga single crystals // Acta Metallurg. 1973. V. 21, N 4. P. 415–425.

7. **Ezz S. S., Hirsch P. B.** The strain rate sensitivity of the flow stress and the mechanism of deformation of single crystals of  $\text{Ni}_3(\text{Al,Hf})\text{B}$  // Philos. Mag. A. 1994. V. 69, N 1. P. 105–127.
8. **Ezz S. S., Hirsch P. B.** The operation of Frank — Read sources, yield stress reversibility and the strain — rate dependence of the flow in the anomalous yielding regime of  $\text{L1}_2$  alloys // Philos. Mag. A. 1995. V. 72, N 2. P. 383–402.
9. **Hirsch P. H.** A new theory of the anomaly yield stress in  $\text{L1}_2$  alloys // Philos. Mag. A. 1992. V. 65, N 3. P. 569–612.
10. **Saada G., Veissiere P.** The dissociation of screw superdislocation in the in  $\text{L1}_2$  structure // Philos. Mag. A. 1992. V. 66, N 6. P. 1081–1103.
11. **Paidar V., Pope D. P., Vitek V. A.** A theory of anomalous yield behavior in  $\text{L1}_2$  ordered alloys // Acta Metallurg. 1984. V. 32, N 3. P. 435–448.
12. **Yoo M. H.** On the theory of anomalous yield behavior of  $\text{Ni}_3\text{Al}$  — effect of elastic anisotropy // Scripta Metallurg. 1986. V. 20. P. 915–920.
13. **Yoo M. H.** Stability of superdislocations and shear faults in  $\text{L1}_2$  ordered alloys // Acta Metallurg. 1987. V. 35, N 7. P. 1559–1569.

*Поступила в редакцию 31/III 2003 г.,  
в окончательном варианте — 26/IV 2004 г.*

---