

Термическое упрочнение монокристаллов сплава Ni_3Ge с $L1_2$ -сверхструктурой в условиях низких температур

© В.А. Старенченко, Ю.В. Соловьева, В.И. Николаев*, В.В. Шпейзман*, Б.И. Смирнов*

Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003 Томск, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: dekan@oof.tisi.tomsk.su

(Поступила в Редакцию 20 марта 2000 г.
В окончательной редакции 5 апреля 2000 г.)

Проведены экспериментальные исследования механических свойств и дислокационной структуры монокристаллов сплава Ni_3Ge в условиях низких температур. Обнаружено, что рост напряжений течения начинается от температуры 4.2 К. Скорость роста напряжений зависит от ориентации оси деформации кристаллов. Исследована дислокационная структура. Выяснено, что средняя плотность дислокаций и параметр междислокационного взаимодействия α в температурном интервале 4.2–293 К аномально растут с увеличением температуры. В работе рассмотрены механизмы, объясняющие температурную аномалию напряжений течения и параметра α . Проведены оценки энергии активации термического упрочнения. Предполагается, что малые значения энергии активации термического упрочнения могут быть связаны с движением дислокаций со скоростями, близкими к скорости звука при этих температурах.

Работа выполнена при поддержке программы INTAS (97-31994) и РФФИ (00-01-00482).

Однофазные упорядоченные сплавы проявляют большое разнообразие механических свойств. Свойство термически упрочняться, которое на начальных этапах исследований считалось уникальным и характерным лишь для некоторых отдельных сплавов, оказалось присущим почти каждой простой упорядоченной сверхструктуре ($L1_2$, B_2 , $L1_0$, DO_{19}). Однако механизмы, ответственные за увеличение напряжений течения и предела текучести с возрастанием температуры, в случае каждой группы сплавов могут существенно различаться. В настоящей работе рассмотрены особенности механического поведения монокристаллов сплава Ni_3Ge , относящегося к большой группе сплавов интерметаллидов со сверхструктурой $L1_2$. Особый интерес вызывает изучение температурной аномалии механических свойств этих сплавов в низкотемпературной области вблизи температуры жидкого гелия. Большей частью исследования ограничиваются температурой кипения жидкого азота (77 К). Диапазон температур от 4.2 до 77 К остается мало исследованным по нескольким причинам. Это, прежде всего, трудности методического характера, обусловленные необходимостью наличия специальной аппаратуры для проведения механических испытаний при низких температурах. С другой стороны, априори считалось, что существенный рост напряжений течения начинается с более высоких температур. Однако исследования сплава $Ni_3(Si, Ti)$ [1] показали, что аномалия механических характеристик имеет место уже при переходе $4.2 \rightarrow 77$ К. В связи с этим представляют интерес исследования низкотемпературной аномалии других сплавов этой сверхструктуры.

1. Материал и методика исследования

Объектом исследований служили монокристаллы сплава Ni_3Ge , полученные методом Чохральского из никеля марки Н-1 и Ge высокой чистоты (99.999%). Из монокристаллического слитка вырезались электроискровым методом образцы размером $3 \times 3 \times 6$ мм. Ориентации граней определялись методикой Лауэ.

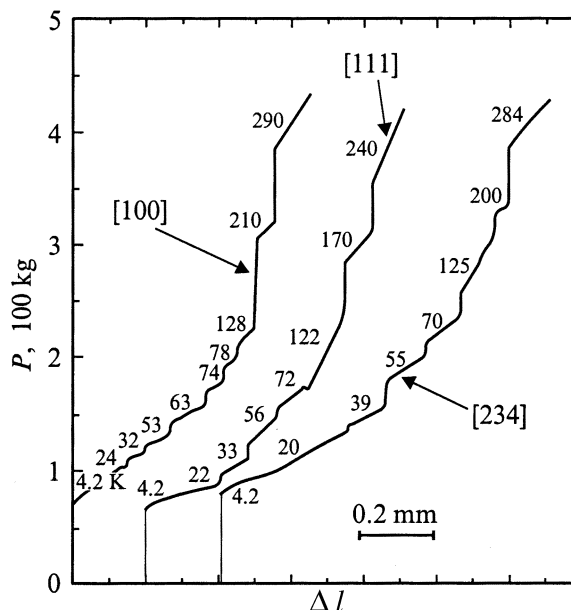


Рис. 1. Диаграммы сжатия монокристаллов Ni_3Ge разных ориентаций, полученные в условиях скачкообразного изменения температуры.

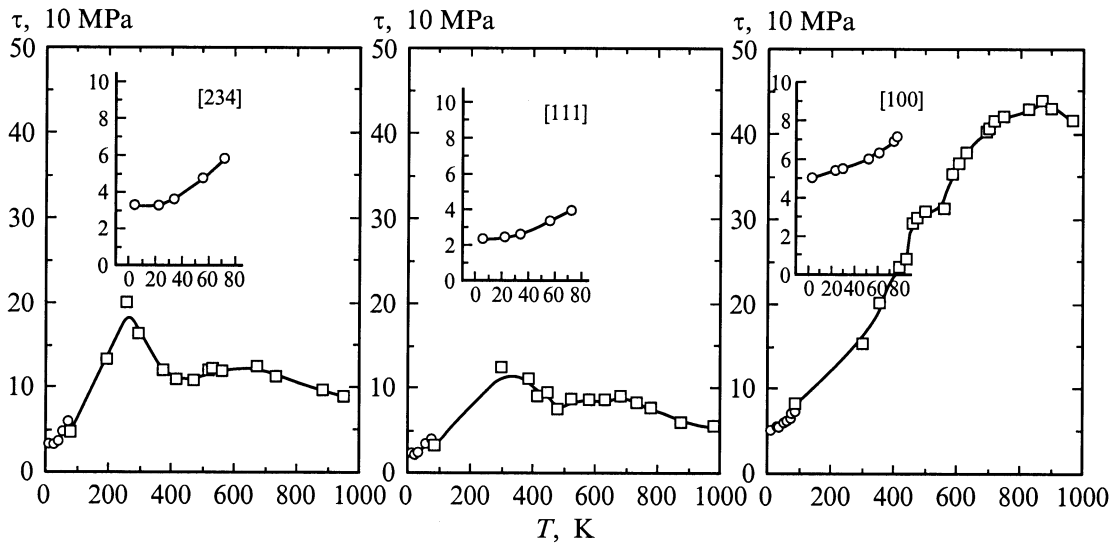


Рис. 2. Температурные зависимости предела текучести (напряжений течения) монокристаллов Ni_3Ge для трех ориентаций оси сжатия.

Испытания монокристаллов проводились в ФТИ им. А.Ф. Иоффе на универсальной испытательной машине Instron 1342 с гелиевым криостатом фирмы Oxford. Охлаждение образца до температуры 77 К осуществлялось жидким азотом. Жидкий гелий подавался в криостат с помощью двух насосов, создававших в криостате слабое разрежение. Кроме стандартных изотермических испытаний одноосным сжатием со скоростью $4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ при 4.2 и 77 К, образцы деформировались также при ступенчатом изменении температуры. После деформации на $\sim 0.1 \text{ mm}$ ($\Delta \epsilon \approx 1.5\%$) и регистрации участка кривой деформации при заданной температуре испытания (начиная с 4.2 К) образец подогревался на $\Delta T = 10\text{--}20 \text{ K}$ (в интервале 4.2–77 К) и до $\Delta T = 90 \text{ K}$ (при более высоких температурах) в условиях $\epsilon = \text{const}$, после чего образец снова деформировался и т.д. В результате регистрировалась диаграмма сжатия, состоящая из участков деформационных кривых (нагрузка P — изменение длины образца), полученных при разных температурах (рис. 1), по которой затем определялись напряжения течения при разных температурах, а также знак и величина скачка напряжений при изменении температуры. Из полученных диаграмм определялась температурная зависимость сдвиговых напряжений течения, которые, как предполагалось, равны напряжениям течения при 4.2 К, к которым добавлены скачки напряжений, вызванные изменением температуры

$$\tau = \tau_{4,2} + \sum_i \Delta \tau_{\Delta T_i}$$

Дислокационная структура исследовалась в электронном микроскопе УЭМВ-100К. Для получения картины дислокационной структуры исследуемый образец электроискровым способом разрезался на тонкие пластины, параллельные плоскостям скольжения. Из этих пластин

путем механического и электролитического утонения получалась фольга. Наблюдение дислокационных структур осуществлялось при просвечивании фольги электронным пучком в микроскопе. Исследования проводились при увеличениях $M = (20\text{--}36) \cdot 10^3$. Для измерения средней плотности дислокаций использовался метод секущей. На микрофотографию накладывалась прямоугольная сетка. Средняя плотность дислокаций определялась по следующей формуле:

$$\rho = M/t(n_1/l_1 + n_2/l_2),$$

где M — увеличение микрофотографии, t — толщина фольги, n_1, n_2 — число пересечений с горизонтальными и вертикальными линиями соответственно, l_1, l_2 — суммарная длина горизонтальных и вертикальных линий. Толщина фольги определялась с помощью толщинных экстинкционных контуров на краях фольги. Как правило, она составляла $(1.2\text{--}1.7) \cdot 10^3 \text{ \AA}$.

2. Механические свойства

Проведенные механические испытания монокристаллов сплава Ni_3Ge показали, что температурная аномалия напряжений течения наблюдается практически от температуры жидкого гелия — 4.2 К. Как видно из рис. 1, из 23 скачков температуры $\Delta T > 0$ (для всех ориентаций) только трем соответствуют $\Delta \tau \leq 0$, остальные скачки напряжений положительны, т.е. с увеличением температуры напряжения течения τ растут (врезка на рис. 2). Однако можно заметить, что чем ниже температура, тем меньше изменения $\tau(T)$, а для ориентаций [111] и [234] в интервале 4.2–20 К напряжения τ не изменяются. На рис. 2 приведены температурные зависимости предела текучести

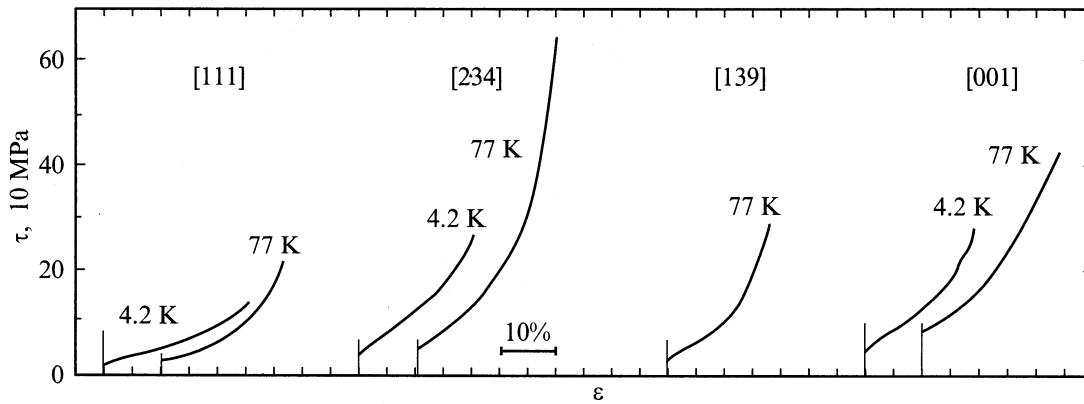


Рис. 3. Кривые течения $\tau(\varepsilon)$ в условиях низкотемпературной деформации.

монокристаллов Ni_3Ge для трех ориентаций оси сжатия. Аномальный вид зависимости $\tau(T)$ наблюдается уже, начиная с температуры 4.2 К. Из рассмотрения графика, на котором совмещены низкотемпературные участки кривых термического упрочнения с кривой термического упрочнения в области высоких температур [2] для трех рассматриваемых ориентаций, следует, что величина эффекта термического упрочнения зависит от направления оси сжатия, что свидетельствует о нарушении закона Шмида–Боаса и согласуется с исследованиями термического упрочнения в области температур выше 77 К [2,3]. Ход зависимости $\tau(T)$ в интервале от 4.2 до 77 К примерно соответствует ее изменению выше 77 К, а кривые течения $\tau(\varepsilon)$ (рис. 3) имеют вид гладких кривых, обращенных выпуклостью вниз. Увеличение температуры от 4.2 до 77 К оказывает слабое влияние на вид кривых течения: их форма мало изменяется в этом температурном интервале. В [2] был предложен метод определения энергий активации процессов термического упрочнения по кривым зависимости напряжений течения от температуры. С использованием этого метода были определены энергии активации низкотемпературного термического упрочнения по кривым зависимости предела текучести от температуры для монокристаллов Ni_3Ge разной ориентации. Оказалось, что в низкотемпературном интервале энергия активации (U_d) имеет следующие значения: для ориентации оси сжатия [001] $-U_d = (0.84 \pm 0.16) \cdot 10^{-2}$ eV, [234] $-U_d = (1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ eV, [111] $-U_d = (1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$ eV. Эти значения близки к соответствующим значениям энергии активации в температурном интервале 77–293 К [2], что может свидетельствовать о едином механизме термического упрочнения в интервале температур 4.2–293 К.

3. Дислокационная структура

Многочисленные электронно-микроскопические исследования дислокационной структуры $L1_2$ сплавов показали, что ее основным элементом в области аномалии

температурной зависимости предела текучести являются длинные прямолинейные заблокированные винтовые сегменты [4]. Однако при температурах, меньших 100 К, или в случае малых деформаций (до макроскопического предела текучести) дислокационная структура не обна-

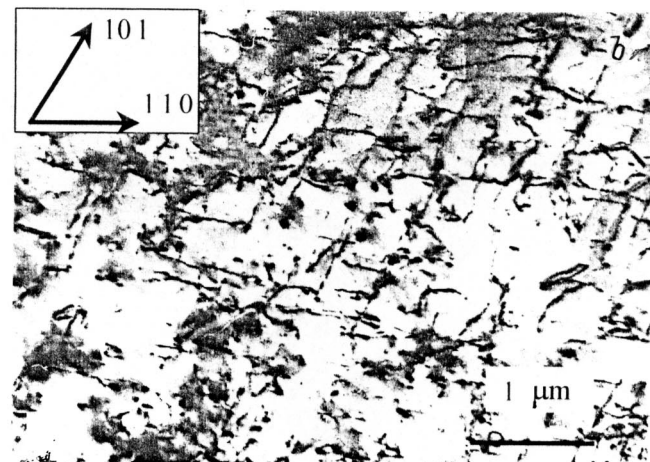
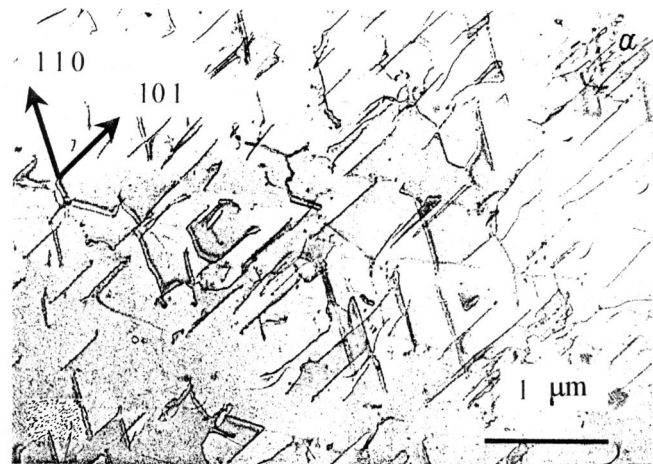


Рис. 4. Дислокационная структура монокристаллов Ni_3Ge , деформированных при температуре 4.2 К. Ориентация оси деформации [234]. Деформация ε , %: *a* — 5, *b* — 15.

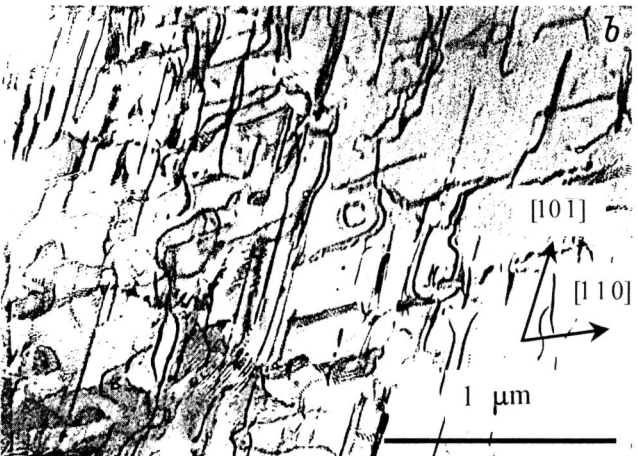
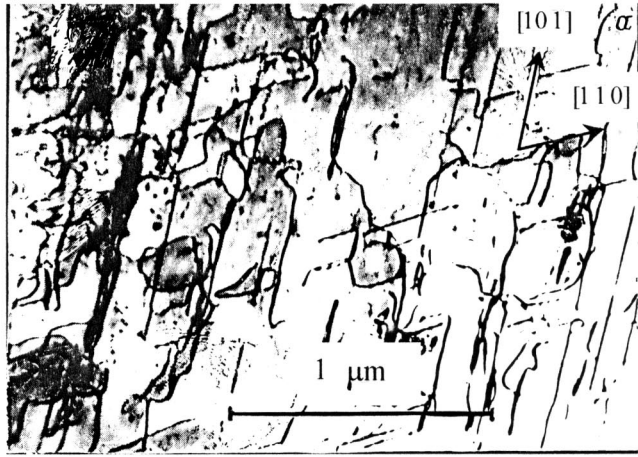


Рис. 5. Дислокационная структура монокристаллов Ni_3Ge , деформированных при температуре 77 К. Ориентация оси деформации [234]. Деформация ε , %: *a* — 20, *b* — 23.

руживает указанных особенностей и состоит из криволинейных дислокаций [5]. Настоящие исследования показали, что в отличие от [5] в сплаве Ni_3Ge длинные прямолинейные дислокационные сегменты, залегающие вдоль плотно упакованных направлений типа $\langle 110 \rangle$, наблюдаются уже при $T = 4.2 \text{ К}$ (рис. 4). Исследования тонкой структуры подобных барьеров позволяют предположить, что наблюдаемые прямолинейные дислокации могут являться барьерами Кира–Вильсдорф или подобными им [4,6,7]. Обнаруживаются также диполи различных конфигураций. Расщепленность сверхдислокаций не разрешается, что свидетельствует о высокой энергии антифазных границ в плоскости октаэдра. С ростом деформации уменьшается количество и длина прямолинейных дислокаций. В структуре появляются искривленные дислокации, имеющие множество изломов и прореагировавших участков. Увеличение температуры до 77 К не приводит к серьезным качественным изменениям дислокационной структуры (рис. 5, *a, b*). Изменение направления оси деформации монокристалла (были исследованы ориентации [234],

[139], [100]) практически не влияет на качественные особенности дислокационной структуры при этих температурах. Структура остается высоко однородной, доминирующим элементом являются длинные прямолинейные дислокации.

На основании прямых наблюдений дислокационной структуры проведена оценка некоторых количественных параметров дислокационной структуры. Были измерены величины средней скалярной плотности дислокаций в зависимости от температуры и степени деформации. На рис. 6 приведен низкотемпературный участок температурной зависимости средней плотности дислокаций для наиболее подробно исследованной нами ориентации [234]. Используя соотношение $\tau = \tau_F + \alpha Gb\rho^{1/2}$, а также экспериментальные данные по плотностям дислокаций (ρ) и сдвиговым напряжениям (τ) (G — модуль сдвига, b — вектор Бюргера), мы определили параметры междислокационного взаимодействия α . Зависимость параметра α от температуры представлена на рис. 7. Заслуживает внимания тот факт, что параметр

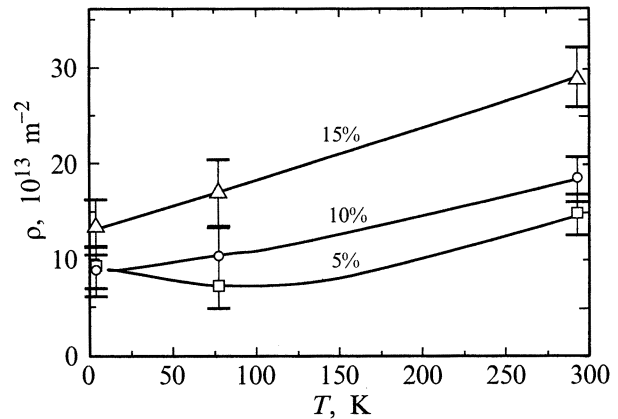


Рис. 6. Температурные зависимости средней плотности дислокаций для различных степеней деформации монокристаллов Ni_3Ge ориентации [234].

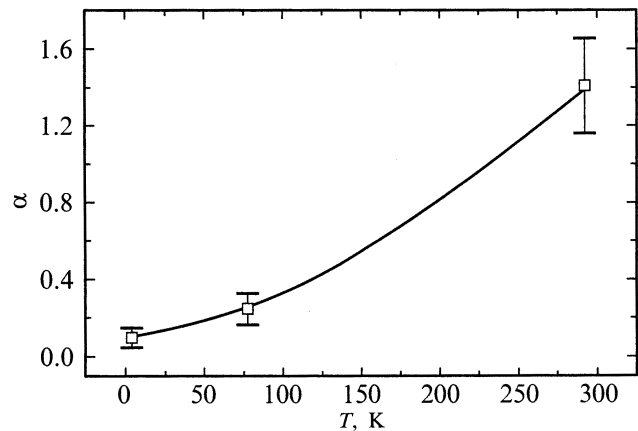


Рис. 7. Температурная зависимость параметра междислокационного взаимодействия α .

междислокационного взаимодействия в этой области температур возрастает с увеличением температуры, что свидетельствует об аномальном изменении характера междислокационного взаимодействия.

4. Обсуждение результатов

Для объяснения термического упрочнения в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ предложен ряд механизмов, основанных на представлениях о самоблокировке сверхдислокаций [4,8]. Изменение сопротивления движению дислокаций связывается с потерей общей плоскости скольжения ведомой и ведущей сверхчастичными дислокациями. Предполагается, что это может происходить как вследствие поперечного скольжения винтовых дислокаций (механизм Кира–Вильсдорф [4]), так и вследствие осаждения точечных дефектов на сверхдислокациях краевой ориентации, сощепленных вследствие термических флуктуаций участков сверхчастичных дислокаций [8]. Величина расщепленности сверхчастичной дислокации может существенно зависеть от скорости движения дислокаций, и, следовательно, изменение скорости движения дислокаций может приводить к изменениям энергии активации механизмов самоблокировки сверхдислокаций. Это связано с тем, что поля напряжений дислокаций зависят от их скорости движения. Для больших скоростей движения дислокаций V при $V \rightarrow c_s$, где c_s — скорость звука, силы взаимодействия между параллельными дислокациями, скользящими в одной плоскости, становятся приближенно в $\gamma = 1 - V^2/c_s^2$ раз меньшими, чем их значения для неподвижных дислокаций [9].

Энергию активации сощепления сверхчастичной дислокации приближенно можно оценить как энергию, необходимую для перемещения ведущей частичной дислокации по направлению к ведомой от равновесного расстояния r_1 , определяемого равновесием упругих сил и сил поверхностного натяжения, до расстояний порядка вектора Бюргерса

$$\begin{aligned} \Delta U' &= \int_{r_1}^b \tau b l_{cs} dr - \zeta^* l_{cs} (r_1 - b) \\ &\approx \frac{\gamma G b^2 l_{cs}}{2\pi} \left(\ln \frac{\gamma G b}{2\pi \zeta^*} - 1 \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где τb — сила взаимодействия единицы длины частичных дислокаций (без учета тонкой структуры сверхчастичных дислокаций приближенно можно принять силу взаимодействия между ними равной силе взаимодействия между винтовыми дислокациями: $\tau b \approx \gamma G b^2 / 2\pi r_1$), l_{cs} — длина сегмента сверхдислокации, испытывающего сощепление, $r_1 = \gamma G b^2 / 2\pi \zeta^*$, ζ^* — эффективная поверхностная энергия плоского дефекта, связывающего частичные дислокации. Для оценки величины γ рассмотрим движение сверхдислокационной

петли. Рассматривая сверхдислокацию как линейный дефект, обладающий эффективной массой m^* , для единицы длины дислокации можно записать уравнение

$$\frac{m^*}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{1}{c_s} \frac{dx}{dt}\right)^2\right]}} \frac{d^2x}{dt^2} = \tau_{\text{dyn}} b - \tau_j b - B \frac{dx}{dt}, \quad (2)$$

где τ_{dyn} — напряжение, вызывающее движение дислокаций в зоне сдвига ($\tau_{\text{dyn}} = \alpha_{\text{dyn}} G b \rho^{1/2}$) [9,10], τ_j — напряжение, связанное с волочением порогов на сверхдислокациях, $B \frac{dx}{dt}$ — сила вязкого торможения. Для винтовой дислокации τ_j может быть выражено в виде $\tau_j = p_j \xi \rho \langle \Delta E_k \rangle x / b$, где p_j — доля порогаобразующих дислокаций, ξ — доля дислокаций леса, ρ — плотность дислокаций, $\langle \Delta E_k \rangle$ — средняя энергия образования точечного дефекта, возникающего при движении порога, x — величина пробега дислокации. С учетом этого уравнение (2) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \left(\frac{\tau_{\text{dyn}} b}{m^*} - \frac{B}{m^*} \frac{dx}{dt} - \frac{p_j \xi \rho_0 \langle \Delta E_k \rangle}{m^* b} x \right) \\ &\times \sqrt{1 - \left(\frac{1}{c_s} \frac{dx}{dt}\right)^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Примем начальные условия в виде $x = 0$, $t = 0$; $dx/dt = 0$. Значения коэффициентов в уравнении вычислим, используя следующие значения параметров: $\rho_0 = 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $G = 7 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$, $b = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $\langle \Delta E_k \rangle = 1 \text{ eV}$, $p_j = 0.5$, $\xi = 0.5$, $B = 10^{-5} \text{ Pa}$ [11].

Согласно [12], $m^* = db^2 / 4\pi \ln(R/r)$. Приняв плотность $d = 8 \text{ g/cm}^3$, $R/r_0 = 10$, получим $m^* \approx 8.6 \cdot 10^{-16} \text{ g/cm}$.

Величину τ_{dyn} примем равной $\alpha_{\text{dyn}} G b \rho_0^{1/2}$, где $\alpha = 0.3$ [9,10]. Численное решение уравнения (3) представлено на рис. 8 для разных значений параметра.

Максимальное значение скорости достигается дислокацией на расстояниях $1.5 \mu\text{m}$, т.е. значительно меньших, чем величины зон сдвига, наблюдаемые в сплавах со сверхструктурой $L1_2$, размер которых не менее $10 \mu\text{m}$ [11]. Это означает, что максимальное значение скорости движения дислокация приобретает до того, как достигает границы зоны сдвига. Наибольшие значения скорости для разных динамических напряжений находятся в интервале $1450 \dots 2600 \text{ m/s}$ (экспериментально измеренные скорости дислокации вблизи предела текучести оказываются по порядку величины близкими к значениям, полученным нами [13]) и, следовательно, величина γ может лежать в пределах $(0.8-0.2)$. При этом энергия активации сощепления может понизиться в 1.3–5 раз. Для сравнения заметим, что энергии антифазной границы в сплавах с низкой энергией упорядочения (например, в Ni_3Fe), где аномальный эффект мал, и в сплавах с высокой энергией упорядочения (например, в Ni_3Ge), где аномальный эффект ярко выражен, различаются приблизительно в 4–5 раз.

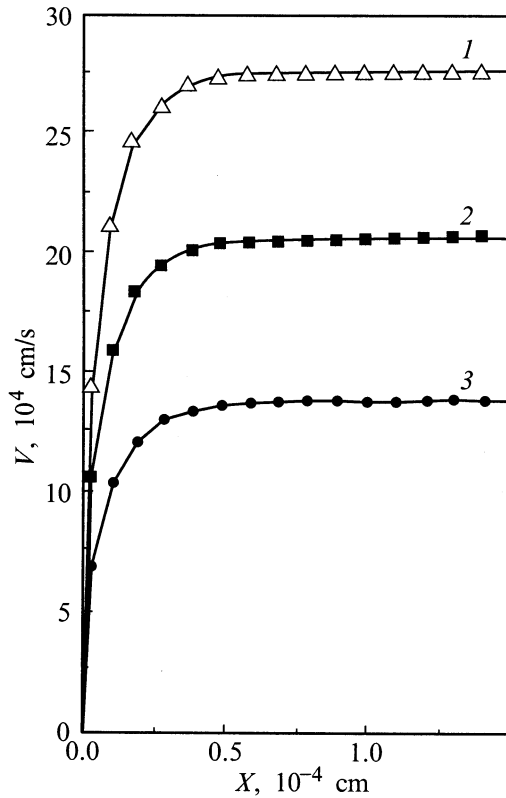


Рис. 8. Зависимость скорости дислокаций (V) от расстояния до источника (X) для различных $\alpha_{\text{дин}}$: 1 — 0.4, 2 — 0.3, 3 — 0.2.

Таким образом, можно полагать, что движущиеся сверхдислокации в значительно большей степени склонны к термоактивируемому сощеплению и возникновению на них барьеров, вызывающих самоторможение дислокаций. Это может оказаться причиной низких энергий активации самоторможения сверхдислокаций в низкотемпературной области, поскольку при низких температурах, вследствие уменьшения коэффициента динамического торможения B , динамическое движение дислокаций может осуществляться при более высоких скоростях, чем при повышенных температурах.

Образование барьера Кира–Вильсдорф на свободном дислокационном сегменте изменяет контактное междислокационное взаимодействие и может привести к изменению прочности междислокационных взаимодействий, что в свою очередь может изменить параметр междислокационного взаимодействия.

Оценим изменения параметра междислокационного взаимодействия, связанного с образованием барьеров Кира–Вильсдорф на свободном сегменте сдвигообразующей дислокации.

Пусть в результате термических флуктуаций на единице площади в зоне сдвига возникло N барьеров, которые затем были разрушены при дальнейшем движении дислокационной петли. Средняя длина таких барьеров, как показано было ранее [14], может быть принята

приблизительно как $\rho^{-1/2}$, т.е. равной длине свободного сегмента дислокации.

Работа деформации, совершаемая внешним напряжением τ , равна работе по расширению дислокационных петель, тогда

$$\tau = \frac{\delta A}{bS}, \quad (4)$$

где S — средняя площадь, заметаемая дислокационной петлей при образовании зоны сдвига. Вычислим δA как сумму

$$\delta A = \delta A_s + \delta A_p + \delta A_f, \quad (5)$$

где A_s — работа по разрушению барьеров Кира–Вильсдорф, A_p — работа по преодолению дислокационного леса, A_f — работа сил трения. Работа по разрушению барьеров Кира–Вильсдорф будет равна

$$\delta A_s = NS\rho^{-1/2}\Delta U, \quad (6)$$

где ΔU — энергия единицы длины барьера Кира–Вильсдорф.

В работе [15] показано, что

$$N = \frac{\nu b w_s}{V l_{cs}^2} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (7)$$

где ν — частота Дебая; w_s — доля винтовых дислокаций; l_{cs} — длина участка дислокации, испытывающего термоактивируемое сощепление; U — энергия активации образования барьера Кира–Вильсдорф; V — средняя скорость движения дислокации. Тогда

$$\frac{dA_s}{dS} = \Delta\tau_s \cong \frac{\nu b w_s}{V l_{cs}^2} \Delta U \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \rho^{1/2}. \quad (8)$$

Таким образом, вклад в сопротивление движению сдвигообразующих дислокаций оказывается пропорциональным корню из плотности дислокаций, что приводит к эффективному аномальному возрастанию параметра междислокационного взаимодействия, описываемому в соответствии с формулой (8) соотношением вида

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right). \quad (9)$$

Это соотношение позволяет нам из экспериментально полученной зависимости $\alpha(T)$ определить энергию активации U . Используя данные по зависимости $\alpha(T)$, приведенные на рис. 7, получим следующее значение энергии активации: $U = (2.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$ эВ. Эти значения энергии активации близки к полученным нами в настоящей работе значениям U_d в этой температурной области. Это позволяет нам надеяться на то, что рассмотренный выше механизм влияния барьеров Кира–Вильсдорф на параметр α соответствует действительности.

Таким образом, экспериментально установлено, что: 1) для монокристаллов сплава Ni_3Ge аномальный рост напряжений течения начинается от температуры 4.2 К, энергия активации термического упрочнения при этом

составляет несколько сотых долей электрон-вольт; 2) интенсивность возрастания предела текучести в температурном интервале 4.2–77 К зависит от ориентации оси деформации кристалла; 3) изменение температуры от 4.2 до 77 К не приводит к серьезным качественным изменениям дислокационной структуры; 4) параметр междислокационного взаимодействия проявляет аномальную температурную зависимость в низкотемпературной области. Рассмотрены механизмы, объясняющие температурную аномалию напряжений течения и параметра α , и сделан вывод в пользу механизма Кира–Вильсдорф. Предполагается, что малые значения энергий активации термического упрочнения могут быть связаны с движением дислокаций со скоростями, близкими к скорости звука при этих температурах.

Список литературы

- [1] T. Takasugi, M. Yoshida. *Phil. Mag.* **A67**, 447 (1993).
- [2] В.А. Старенченко, Ю.В. Соловьева, Ю.А. Абзаев, В.И. Николаев, В.В. Шпейзман, Б.И. Смирнов. *ФТТ*. **38**, 3050 (1996).
- [3] H.-R. Pak, T. Saburi, S.J. Nenno. *Jap. Inst. Metals* **39**, 1215 (1975).
- [4] V.H. Kear, H.G.B. Wilsdorf. *Trans. Metallurg. Soc. AIME* **224**, 382 (1962).
- [5] R.A. Mulford, D.P. Pope. *Acta Met.* **21**, 1375 (1973).
- [6] D. Caillard, N. Clement, A. Couret. *Phil. Mag. Let.* **58**, 263 (1988).
- [7] A. Korner, H.P. Karntaler, C. Hitzenberger. *Phil. Mag.* **56**, 73 (1987).
- [8] P.A. Flinn. *Trans. AIME* **218**, 145 (1960).
- [9] В. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 599 с.
- [10] Л.Е. Попов, В.А. Старенченко, С.В. Колупаева. *Моделирование в механике* **3**, 123 (1989).
- [11] Л.Е. Попов, В.С. Кобытев, Т.А. Ковалевская. *Пластическая деформация сплавов*. Металлургия, М. (1984). 182 с.
- [12] В.С. Кобытев, В.А. Старенченко, С.П. Жуковский, В.П. Чубис. *Упорядочение атомов и его влияние на свойства сплавов*. Томск (1978). 116 с.
- [13] В.А. Старенченко, В.С. Кобытев, Л.Е. Попов. *Деп. в ВИНТИ* 21.01.78, № 299-78, 21, ТИСИ, Томск (1978).
- [14] В.А. Старенченко, Ю.А. Абзаев, Л.Г. Черных. *Металлофизика* **8**, 22 (1987).
- [15] В.И. Альшиц, В.Г. Инденбом. *Динамика дислокаций*. Наук. думка, Киев (1978). 220 с.