

## Термоактивируемая пластичность нанокристаллического сплава Ni–18,75 ат.% Fe в интервале температур 4,2–350 К

Е.Д. Табачникова, А.В. Подольский, С.Н. Смирнов, И.А. Псарук, В.З. Бенгус

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: tabachnikova@ilt.kharkov.ua*

H. Li, L. Li, H. Chu, and P.K. Liao

*Tennessee University, 37996, Knoxville, USA*

Статья поступила в редакцию 1 августа 2011 г.

В интервале температур 4,2–350 К при одноосном сжатии изучены механические свойства нанокристаллического сплава Ni–18,75 ат.% Fe (средний размер зерен ~ 22 нм). При деформировании с постоянной скоростью получена температурная зависимость условного предела текучести и проанализирован вид деформационных кривых. Для величины пластической деформации  $\epsilon \approx 2\%$  получены температурные зависимости деформирующего напряжения, скоростной чувствительности деформирующего напряжения и активационного объема процесса пластической деформации. Выполнен термоактивационный анализ экспериментальных данных. Показано, что пластическая деформация в интервале температур от 35 до 350 К описывается единым механизмом. Получены эмпирические оценки параметров взаимодействия дислокации с локальными барьерами и оценки величины внутренних напряжений.

В інтервалі температур 4,2–350 К при одноосному стиску вивчено механічні властивості нанокристалічного сплаву Ni–18,75 ат.% Fe (середній розмір зерен ~ 22 нм). При деформації з постійною швидкістю отримано температурну залежність умовної межі плинності та проаналізовано вид деформаційних кривих. Для величини пластичної деформації  $\epsilon \approx 2\%$  отримано температурні залежності деформуєчого напруження, швидкісної чутливості деформуєчого напруження і активаційного об'єму процесу пластичної деформації. Виконано термоактиваційний аналіз експериментальних даних. Показано, що пластична деформація в інтервалі температур від 35 до 350 К описується єдиним механізмом. Отримано емпіричні оцінки параметрів взаємодії дислокацій з локальними бар'єрами та оцінки величини внутрішніх напружень.

PACS: 61.72.Nh Непрямое наблюдение дислокаций и других дефектов (удельное сопротивление, скольжение, ползучесть, напряжение, внутреннее трение, ЭПР, ЯМР и т.д.);  
62.20.F– Деформация и пластичность;  
81.07.Bc Нанокристаллические материалы;  
81.40.Ef Холодная обработка, упрочнение, отжиг, последеформационный отжиг, закалка, отпуск и кристаллизация;  
81.40.Lm Деформация, пластичность и ползучесть;  
81.40.Np Усталость, коррозионная усталость, хрупкость, трещинообразование, разрушение и разрыв.

Ключевые слова: нанокристаллический сплав, низкие температуры, дислокации, термоактивационный анализ.

## 1. Введение

В настоящее время опубликовано довольно много работ, посвященных описанию механических свойств и выяснению механизмов пластической деформации объемных нанокристаллических (НК) металлов и сплавов со средним размером зерен менее 100 нм [1–16]. В этих работах показано, что уменьшение среднего размера зерен от микронных размеров, типичных для поликристаллических материалов, до размеров, меньших 100 нм, приводит к существенному изменению закономерностей пластической деформации НК материалов в широкой температурной области, например, к увеличению деформирующего напряжения и его скоростной чувствительности, уменьшению величины активационного объема процесса пластической деформации. Объяснение микроскопических процессов, определяющих эти особенности, является предметом оживленной дискуссии [11,12,16].

При изучении этой проблемы особую роль играют материалы с гранцентрированной (ГЦК) решеткой, которые принято рассматривать как модельные объекты. Для крупнозернистых поликристаллических ГЦК материалов получены значения активационного объема  $V \sim 100b^3$  ( $b$  — величина вектора Бюргерса подвижных дислокаций, контролирующих пластичность). Для слаболегированных ГЦК сплавов такие значения  $V$  связывают с механизмами преодоления движущимися дислокациями примесных барьеров (для ранних стадий деформации) и с перерезанием дислокаций других систем скольжения (дислокаций леса) на более далеких стадиях деформации [17,18]. В литературе [8,11,12], в предположении сохранения дислокационной пластичности в НК состоянии, расчет  $V$  для НК ГЦК материалов дает значения  $V \sim 10b^3$ , что связывают с необычно высокой плотностью препятствий для движущихся дислокаций, расположенных на границах зерен.

Процесс выталкивания подвижных дислокаций из границы зерна и затем их движение к противоположной границе зерна наблюдался в ТЕМ экспериментах в процессе деформации (*in situ*) [19]. Этот процесс также описан в работах по моделированию с помощью методов молекулярной динамики [20]. В связи с этим в литературе активно обсуждаются зависящие от многих параметров процессы поглощения и генерации дислокаций границами зерен [2]. Тем не менее отсутствие в настоящее время строгого теоретического описания процессов поглощения и генерации дислокаций границами зерен затрудняет анализ экспериментальных данных и получение однозначных выводов о механизмах, контролирующих пластическую деформацию НК ГЦК материалов, особенно в области температур ниже комнатной.

Нами ранее были проведены исследования [14,15] низкотемпературной пластичности нанокристалличе-

ского сплава Ni–20 вес.% Fe со средним размером зерен  $\sim 23$  нм, полученного методом электроосаждения [5,21]. Было установлено, что сдвиговая прочность сплава в НК состоянии на порядок превосходит прочность, типичную для поликристаллических ГЦК материалов (в том числе прочность крупнозернистого (КЗ) сплава Ni–20 вес.% Fe) во всем интервале температур 4,2–300 К при сохранении пластичности сплава на достаточно высоком уровне. Так, при 4,2 К максимальная пластическая деформация  $\epsilon_f$  составляла  $\sim 5\%$  при значениях предела текучести  $\sigma_{0,2} \sim 3$  ГПа. Для НК и КЗ состояний значения активационного объема  $V$  пластической деформации на первой стадии деформационной кривой при 300 и 77 К, определенные с помощью метода релаксации деформирующего напряжения, в предположении о термоактивируемом характере процесса пластической деформации, отличаются на порядок и составляют  $\sim 10b^3$  для НК состояния и  $\sim 100b^3$  для КЗ состояния [14].

Однако этих экспериментальных данных пока явно недостаточно для получения более определенных выводов о физических механизмах низкотемпературной пластической деформации НК сплава Ni–Fe.

Известно, что одним из эффективных методов для определения физических механизмов пластической деформации кристаллических материалов является метод термоактивационного анализа [22,23]. Для корректного применения этого метода требуются детальные экспериментальные данные о температурной и скоростной зависимости деформирующего напряжения в широкой области температур. Такие подробные экспериментальные данные для НК материалов в интервале температур 4,2–300 К, а также корректные попытки применения метода термоактивационного анализа для выяснения физических механизмов пластической деформации в них, в настоящее время отсутствуют.

Поэтому цель данной статьи — изучить закономерности пластической деформации нанокристаллического сплава Ni–18,75 ат.% Fe, получить в широком интервале низких температур (4,2–350 К) температурные зависимости деформирующего напряжения и чувствительности деформирующего напряжения к скорости деформации, а также выполнить корректный термоактивационный анализ экспериментальных данных.

## 2. Материалы и методы

Изучен нанокристаллический сплав Ni–18,75 ат.% Fe (18 вес.% Fe), полученный методом электроосаждения. Подробное описание методики получения НК сплава, а также исследование его микроструктуры даны в работах [5,21,24,25]. Размер зерен варьировался от 2 до 50 нм. Средний размер зерен составлял 23 нм. Сплав имеет гранцентрированную кубическую решетку, атомы Fe в матрице Ni образуют твердый раствор замещения.

Содержание примесей, таких как сера, не превышает 0,018 ат.% (0,01 вес.%) [5].

Образцы в виде прямоугольных призм размерами  $1,5 \times 1,5 \times 3$  мм деформировались одноосным сжатием вдоль длинной оси с начальной скоростью деформации  $\dot{\epsilon}_a = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . Жесткость деформационной машины составляла примерно  $7 \cdot 10^6$  Н/м. Эксперименты проводились при 4,2 К (жидкий гелий), 77 К (жидкий азот) и промежуточных температурах, которые в интервале 77–290 К были получены охлаждением образца парами азота, а в интервале 4,2–77 К — охлаждением образца парами гелия. Температуры выше 290 К получены нагреванием образца горячим воздухом.

Полученные диаграммы «нагрузка–время» перестраивались в деформационные кривые «напряжение  $\sigma$  – пластическая деформация  $\epsilon$ » —  $\sigma(\epsilon)$ , для которых определяли условный предел текучести  $\sigma_{0,2}$ , максимальные достигнутые напряжения  $\sigma_f$  и соответствующую этим напряжениям пластическую деформацию  $\epsilon_f$ . Величина  $\sigma$  определялась как отношение нагрузки к начальной площади поперечного сечения образца, величина  $\epsilon$  вычислялась как отношение изменения длины образца, обусловленного пластической деформацией, к его начальной длине. В работе также рассчитывались деформационные кривые в координатах «сдвиговое напряжение  $\tau$  – пластическая деформация  $\epsilon$ » —  $\tau(\epsilon)$ . В качестве сдвигового напряжения  $\tau$  выбиралось напряжение  $\tau = 0,5 \sigma$ . Предполагаем, что в сплаве Ni–18,75 ат.% Fe действуют типичные для ГЦК кристаллов системы скольжения  $\{111\}\langle 110 \rangle$  полных дислокаций (величина вектора Бюргерса  $b = 0,25$  нм).

Отметим, что величина  $\epsilon_f$  для НК состояния в данных опытах при деформации сжатием имеет ясный физический смысл — это максимальная пластическая деформация до разрушения, т.к. в изучаемом НК состоянии при всех температурах испытания образцы при сжатии разрушаются на две части по плоскостям, ориентированным близко к  $45^\circ$  по отношению к оси сжатия [14] (в отличие от крупнозернистых аналогов, для которых при сжатии наблюдается бочкообразное изменение формы образца [14]).

В ходе измерения деформационных кривых в некоторых образцах измерялась чувствительность сдвигового деформирующего напряжения  $\Delta\tau / \Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  к увеличению скорости деформирования от значения  $\dot{\epsilon}_a = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  в 4 раза. Для построения температурной зависимости величины  $\Delta\tau / \Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  использованы данные, полученные на первой стадии кривых деформационного упрочнения при  $\epsilon \sim 2\%$ . Из скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $\Delta\tau(T) / \Delta \ln \dot{\epsilon}_a$ , согласно стандартной формуле [22], вычислены значения активационного объема для процесса пластической деформации:

$$V(T) = kT \frac{\Delta \ln \dot{\epsilon}_a}{\Delta \tau(T)}, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Вид деформационных кривых при разных температурах

Типичные деформационные кривые, полученные при сжатии образцов изученного НК сплава Ni–Fe при различных температурах, показаны на рис. 1.

Видно, что при умеренно низких температурах пластическое течение происходит плавно и кривые  $\tau(\epsilon)$  имеют двухстадийный характер; при охлаждении ниже 17 К деформация приобретает скачкообразный характер. Деформирующее напряжение на кривых  $\tau(\epsilon)$  существенно возрастает с понижением температуры и на порядок больше типичных значений напряжений, наблюдаемых в ГЦК сплавах в КЗ состоянии [14]. Для всех деформационных кривых начальная стадия имеет так называемый «параболический характер», переходящий в протяженный линейный участок. Анализ начальной «параболической» стадии на кривых  $\tau(\epsilon)$  для разных температур показал, что участок  $0 \leq \epsilon \leq 0,4\%$  описывается степенной функцией вида  $\tau(\epsilon) = \tau(0) + K\epsilon^n$ , где  $K$  и  $n$  — параметры, которые в пределах стадии являются постоянными. В нашем случае показатель степени  $n \approx 0,63$  практически не зависит от температуры.

Стадийность полученных деформационных кривых для всех исследованных температур наглядно видна на графиках зависимости скорости деформационного упрочнения  $d\tau/d\epsilon$  от деформирующего напряжения (рис. 2,а) и пластической деформации  $\epsilon$  (рис. 2,б). Такой двухстадийный вид кривых  $\tau(\epsilon)$  типичен для мно-

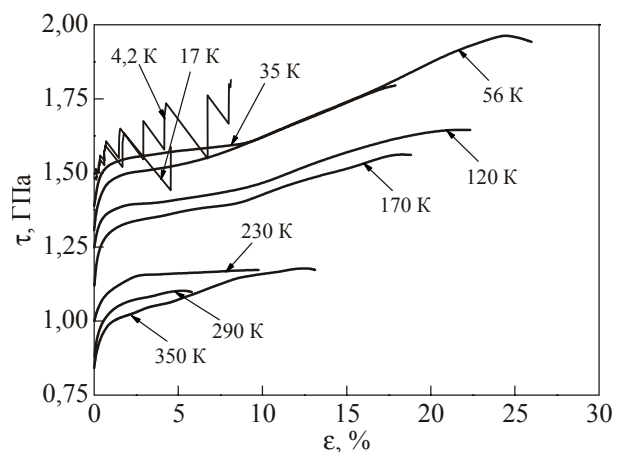


Рис. 1. Типичные деформационные кривые в координатах «сдвиговое напряжение  $\tau$  – пластическая деформация  $\epsilon$ » для НК сплава Ni–Fe при разных температурах.

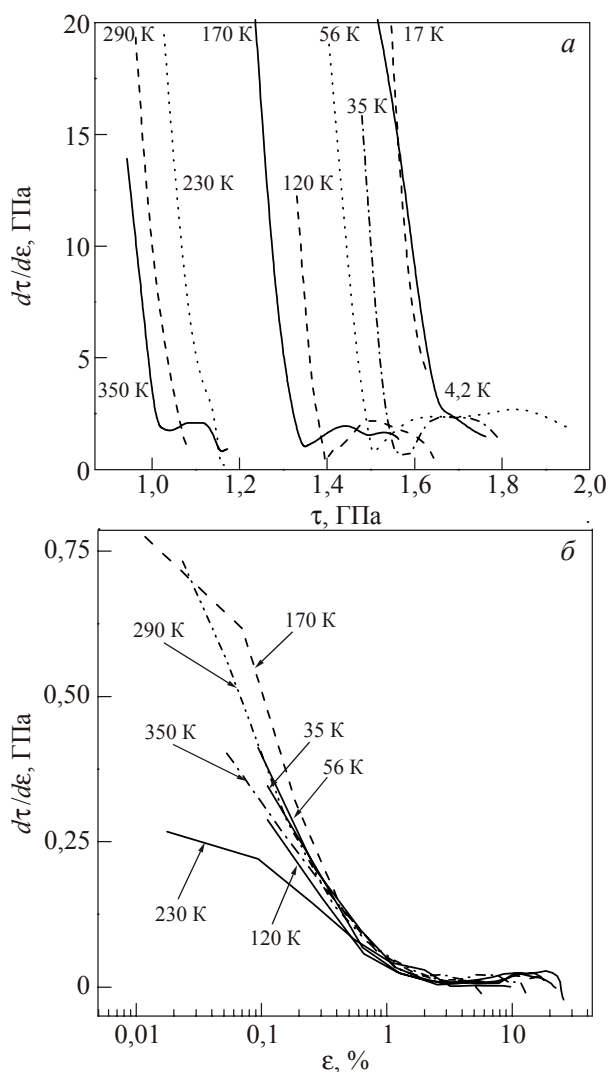


Рис. 2. Зависимости скорости деформационного упрочнения  $d\tau/d\varepsilon$  от деформирующего напряжения (а) и деформации (б) при разных температурах.

гих нанокристаллических материалов с ГЦК решеткой [2]. Основная причина наличия на начальной стадии кривых  $\tau(\varepsilon)$  параболического упрочнения в НК состоянии, как и в случае их крупнозернистых аналогов (обычных поликристаллов), связана с тем, что часть зерен под действием высоких внутренних напряжений деформируется раньше остальных, затем происходит постепенное распространение деформации от зерна к зерну [10,12]. Стадия параболического упрочнения прекращается, когда в процесс пластической деформации вовлекаются все зерна. Рентгеновский анализ, проведенный в ходе нагружения (*in situ*) наноструктурного Ni [12], подтверждает такую точку зрения. Оказалось, что необратимые изменения микроструктуры НК Ni происходят при пластической деформации  $\sim 1\%$ , что намного больше, чем условная деформация  $0,2\%$ , которую принято рассматривать как деформацию макроскопического предела текучести поликристаллических материалов. В нашем случае оценка

средней скорости пластической деформации  $\dot{\varepsilon}$  для разных участков параболической зависимости  $\tau(\varepsilon)$  на деформационных кривых (рис. 1) показывает, что величина  $\dot{\varepsilon}$  при  $\varepsilon = 0,3\%$  в 4 раза меньше скорости, задаваемой штоком  $\dot{\varepsilon}_a$ , тогда как для деформаций  $1-2\%$  значения  $\dot{\varepsilon}$  и  $\dot{\varepsilon}_a$  практически совпадают. Аналогичный результат получен в работе [10] для нанокристаллического Ni из данных по молекулярно-динамическому моделированию процесса пластической деформации.

Для области температур  $T \leq 17$  К (рис. 1) наблюдается переход от плавного пластического течения к прерывистому (скачкообразному). Скачкообразная пластическая деформация при температурах 17 и 4,2 К начинается сразу после предела текучести и продолжается вдоль всей деформационной кривой. Глубина скачков увеличивается с ростом деформации и составляет примерно  $\Delta\tau \sim 0,05$  ГПа при  $\varepsilon \sim 0,5\%$ , достигая 0,1 ГПа перед разрушением образца. Отметим, что эти значения  $\Delta\tau$  на порядок больше наблюдаемых при 4,2 К в КЗ состоянии [15]. Прерывистое пластическое течение в НК состоянии свидетельствует о локализованном, лавинообразном развитии процесса пластической деформации, которое осуществляется как полосами сдвига, так и двойниками. Большие по сравнению с КЗ состоянием величины  $\Delta\tau$  указывают, что в НК состоянии эти процессы выражены намного сильнее, чем в КЗ состоянии [14].

Отметим, что скачкообразная пластическая деформация характерна для многих крупнозернистых металлов и сплавов, особенно в области гелиевых температур [26,27].

### 3.2. Немонотонное изменение пластичности НК сплава Ni–18,75 ат.% Fe при охлаждении

При всех исследованных температурах в изучаемом сплаве величина максимальной пластической деформации (пластичность)  $\varepsilon_f$  находится на достаточно высоком уровне — не менее 5%. При этом температурная зависимость величины  $\varepsilon_f$  (рис. 3) имеет достаточно сложный и нелинейный характер.

Основные особенности температурной зависимости максимальной пластической деформации, приведенные на рис. 3, сводятся к следующему: при температурах 230–300 К разрушение образцов происходит при значениях пластической деформации  $\varepsilon_f \sim 5-10\%$ ; с понижением температуры до 77–45 К пластичность значительно возрастает и достигает максимума ( $\varepsilon_f \sim 30\%$ ); при дальнейшем понижении температуры (17–4,2 К) разрушение образцов происходит при значениях  $\varepsilon_f \sim 4-8\%$ .

Увеличение  $\varepsilon_f$  при понижении температуры от комнатной до азотной может быть связано с увеличением активности двойникового в исследуемом НК сплаве при понижении температуры, как это наблюдается для ряда ГПУ металлов [28,29]. Процесс деформационного

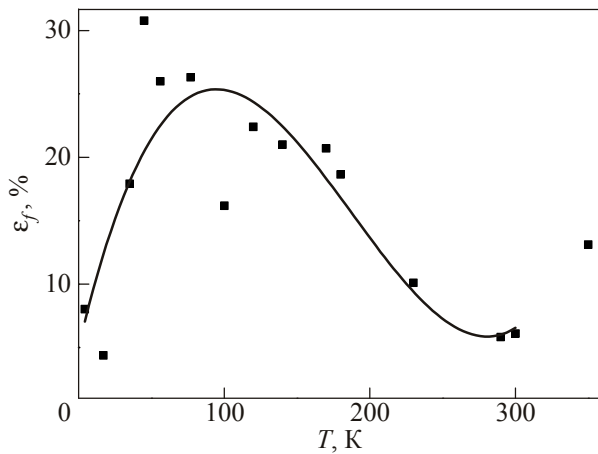


Рис. 3. Зависимость пластической деформации до разрушения  $\epsilon_f$  от температуры (при каждой температуре приведены данные, усредненные по нескольким образцам). Сплошная линия иллюстрирует основные особенности зависимости  $\epsilon_f$  от температуры.

двойникования для нанокристаллических ГЦК металлов наблюдали в ряде работ [30,31] как при комнатной, так и при азотной температуре. Так, для НК Ni с размером зерен  $d \geq 20$  нм в ходе деформации растяжением (при  $\epsilon = 5\%$ ,  $T = 77$  K) в 40% зерен наблюдаются деформационные двойники [31]. Эти результаты позволяют предположить, что наблюдаемое нами увеличение пластичности НК сплава Ni–18,75 ат.% Fe в интервале температур 45–77 K также может быть связано с увеличением активности процесса двойникования. Отметим, что в этом сплаве зарождение двойникующих дислокаций должно быть облегчено (особенно при низких температурах) из-за наличия частичных дислокаций, обусловленных меньшей энергией дефекта упаковки по сравнению с чистым Ni [5].

Малые величины пластичности при температурах 4,2 и 17 K, по-видимому, связаны с переходом от стабильного (плавного) к нестабильному (скачкообразному) характеру пластической деформации.

### 3.3. Температурные зависимости условного предела текучести $\tau_{0,2}(T)$ , деформирующего напряжения $\tau_2(T)$ и скоростной чувствительности деформирующего напряжения сдвига

Температурная зависимость условного предела текучести  $\tau_{0,2}(T)$  показана на рис. 4. Наблюдаемая зависимость  $\tau_{0,2}(T)$  при  $T > 17$  K является типичной для многих материалов, в которых предел текучести определяется термоактивированным характером движения и размножения дислокаций. При  $T \leq 17$  K зависимость  $\tau_{0,2}(T)$  практически отсутствует, что связано, по-видимому, со скачкообразным характером пластической деформации. Анализ процессов, происходящих при  $T \leq 17$  K, требует отдельного исследования и не является предметом изучения данной работы.

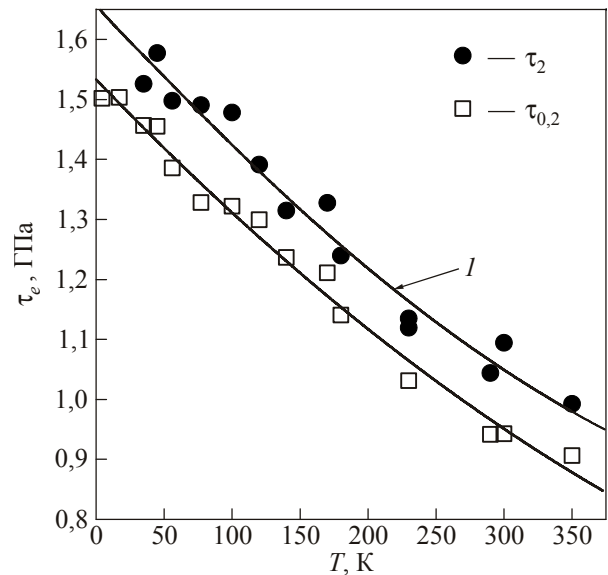


Рис. 4. Температурные зависимости условного предела текучести  $\tau_{0,2} = 0,5\sigma_{0,2}$  и деформирующего напряжения  $\tau_2 = 0,5\sigma_2$  при деформации  $\epsilon \approx 2\%$ ; *I* — теоретическая зависимость, полученная с помощью формулы (13).

На рис. 5 показана температурная зависимость скоростной чувствительности  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$ , измеренная при деформациях  $\epsilon \approx 2\%$ . На зависимости  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  наблюдается максимум при  $T \approx 300$  K. Аналогичные зависимости регистрировались ранее во многих КЗ металлах и сплавах с ГЦК и ГПУ решетками

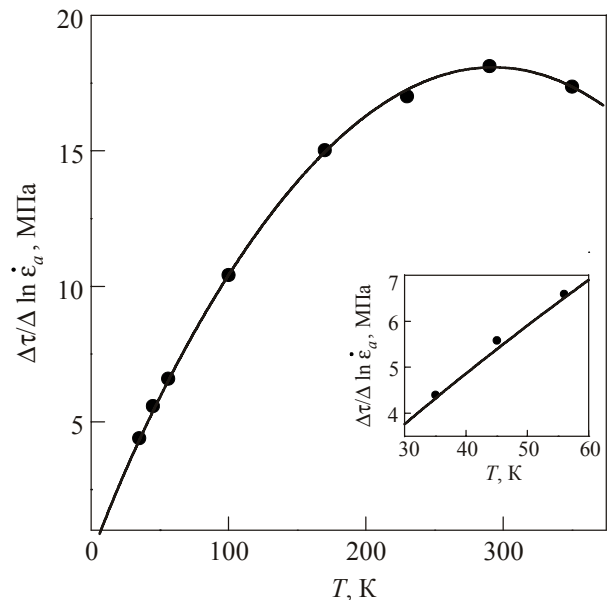


Рис. 5. Температурная зависимость скоростной чувствительности деформирующего напряжения при изменении скорости деформирования  $\dot{\epsilon}_a$  от  $3 \cdot 10^{-4}$  до  $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  при деформации 2%. Сплошная линия — теоретическая зависимость, полученная с помощью формулы (14). На вставке подробно показана область температур 30–60 K.

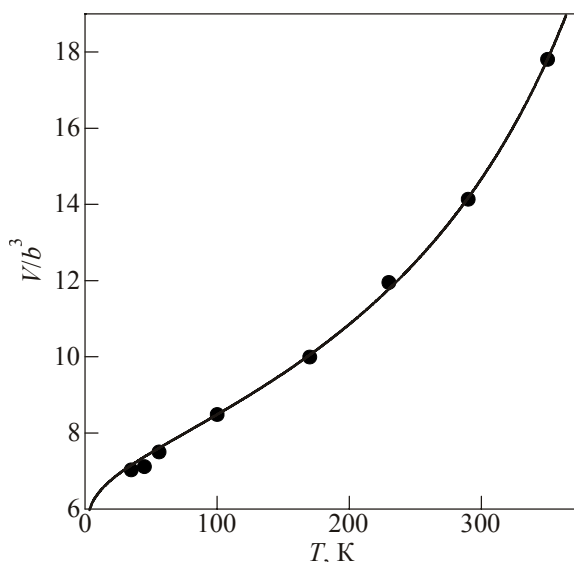


Рис. 6. Температурная зависимость активационного объема  $V$  процесса пластической деформации при деформации  $\varepsilon \approx 2\%$ . Сплошная линия — теоретическая зависимость, полученная с помощью формулы (15).

[11,23,28]. Как отмечалось в разд. 3.1, при  $\varepsilon \approx 2\%$  значения  $\dot{\varepsilon}$  и  $\dot{\varepsilon}_a$  практически совпадают, поэтому точки на рис. 5 иллюстрируют также экспериментальную зависимость  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\varepsilon}$ .

На рис. 6 приведена температурная зависимость активационного объема  $V$  процесса пластической деформации. Значения  $V$  вычислены по формуле (1) с использованием данных о скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\varepsilon}_a$  при деформации 2% (см. рис. 5). Видно, что величина активационного объема монотонно уменьшается при понижении температуры от  $18b^3$  при  $T = 350$  К до  $7b^3$  при  $T = 35$  К. Полученные величины активационного объема согласуются с величинами активационного объема в НК сплаве Ni–20 вес.% Fe, полученными нами с помощью метода релаксации деформирующего напряжения в работе [14]. Уменьшение величины активационного объема  $V$  для процесса пластической деформации при понижении температуры характерно для термоактивируемой пластичности. Величины активационного объема порядка  $10\text{--}20b^3$  при  $T = 300$  К, полученные в ряде работ [2,6,15] для ГЦК металлов и сплавов с размером зерен меньше 100 нм, хорошо согласуются с результатами, приведенными на рис. 6.

#### 4. Анализ экспериментальных результатов

##### 4.1. Термически активированная пластическая деформация

Микроскопические механизмы, контролирующие процесс пластической деформации НК материалов с размером зерен меньше 100 нм, до настоящего време-

ни точно не установлены. Зарегистрированные нами при  $\varepsilon \approx 2\%$  в области  $35 \text{ К} \leq T \leq 350 \text{ К}$  температурные зависимости деформирующего напряжения  $\tau_2(T)$  (рис. 4) и скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\varepsilon}_a$  (рис. 5) позволяют предположить, что процесс пластической деформации имеет термически активированный характер. В настоящее время в литературе [11,16,33] обсуждаются два основных микроскопических механизма пластической деформации НК металлов и сплавов с размерами зерен от 15 до 100 нм, основанных на классических термофлуктуационных представлениях. Первый механизм — термически активированное движение дислокаций через локальные барьеры внутри зерен. Второй — процесс термически активированного зарождения дислокаций на границах зерен. Согласно второму механизму, зародившаяся на границе зерна дислокация выгибается под действием приложенных напряжений между точками закрепления, такими как ступеньки на границе зерна, примесные барьеры в границах зерен, места тройных стыков зерен и т.д. Если величина напряжений, действующих на дислокацию, недостаточна для исключительно силового отрыва от точек закрепления, то освобождение дислокации может иметь термоактивируемый характер: сильно изогнутая дислокационная петля под действием тепловых флуктуаций в какой-то момент преодолевает потенциальный барьер и начинает свободное движение, беспрепятственно проходит через зерно и поглощается на противоположной границе. Макроскопическая пластическая деформация образца осуществляется движением большого количества дислокаций во многих зернах.

В основе двух упомянутых механизмов термоактивированной пластичности лежат формально похожие элементарные акты пластической деформации: изогнутый дислокационный сегмент закреплен на краях локальными барьерами и преодолевает их под действием тепловых флуктуаций. Это обстоятельство позволяет использовать для анализа полученных в данной работе экспериментальных данных метод классического термоактивационного анализа, разработанный ранее [23,32,34] для анализа эффектов, связанных с термоактивационным преодолением дислокациями примесных атомов.

При описании термически активированного процесса пластической деформации связь между скоростью пластической деформации  $\dot{\varepsilon}$ , эффективным напряжением  $\tau^*$  и температурой  $T$  может быть представлена в виде классического соотношения Аррениуса:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp \left[ -\frac{H(\tau^*)}{kT} \right], \quad (2)$$

где  $\dot{\varepsilon}_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $\tau^* = \tau - \tau_i$  — эффективное напряжение, которое равно разности между деформирующим  $\tau$  и характерным значением



дальнейшего внутреннего  $\tau_i$  напряжения;  $H(\tau^*)$  — эффективная энергия (энтальпия) активации.

Вид функции  $H(\tau^*)$  зависит от параметров локальных барьеров и статистического распределения этих барьеров на дислокациях. В большинстве случаев функция  $H(\tau^*)$  хорошо аппроксимируется аналитическим выражением [34], которое определяет в явном виде зависимость  $H$  от  $\tau^*$ :

$$H(\tau^*) = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^p \right]^q, \quad 0 \leq p \leq 1, \quad 1 \leq q \leq 2. \quad (3)$$

Здесь  $H_0$  — энергетический параметр, характеризующий взаимодействие дислокации с локальным барьером;  $\tau_c$  — критическое напряжение безактивационного преодоления локального барьера;  $p$  и  $q$  — численные параметры: значение  $q$  зависит от формы барьера, а параметр  $p$  зависит от свойств барьера и статистики барьеров на дислокациях. Отметим, что выражение (3) с успехом использовалось при термоактивационном анализе процесса пластической деформации в крупнокристаллических материалах [23,32,34] и широко применяется при термоактивационном анализе экспериментальных данных, полученных для ультрамелкозернистых и нанокристаллических материалов [11,16].

Из соотношений (2) и (3) вытекают следующие теоретические выражения:

$$\tau(T) = \tau_i + \tau_c \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \right]^{1/p}, \quad (4)$$

$$\left( \frac{\partial \tau^*}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_T = \frac{\tau_c}{pqA} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \right]^{(1-p)/p}. \quad (5)$$

Здесь  $T_0 = H_0/kA$ ,  $A = \ln(\dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon})$ . Выражение (5) получено в предположении, что  $\dot{\epsilon}_0$  не зависит от  $\tau^*$ .

Обсудим температурную зависимость параметров в соотношениях (4) и (5). Параметры  $\tau_c$ ,  $\tau_i$  и  $H_0$  должны зависеть от температуры вследствие температурной зависимости упругих постоянных. Это обстоятельство обсуждалось в литературе [23]. В нашем случае рассмотрение проводится в довольно широком интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$ , и для корректного анализа следует учесть поправки, обусловленные температурной зависимостью упругих постоянных. Для упрощения анализа будем считать, что температурная зависимость упругих постоянных приводит к одинаковой температурной зависимости параметров  $\tau_c$ ,  $\tau_i$  и  $H_0$ , которую представим в виде

$$\tau_c(T) = \tau_{c0}\eta(T), \quad \tau_i(T) = \tau_{i0}\eta(T), \quad H_0(T) = H_{00}\eta(T). \quad (6)$$

Здесь  $\eta(T)$  — безразмерная функция температуры, которая описывает температурную зависимость упругого модуля изучаемого материала. Аналитический вид этой функции можно выбирать, например, на основе критерия оптимальной аппроксимации зарегистрированной в экспериментах температурной зависимости упругого модуля в заданном интервале температур [23]. Параметры  $\tau_{c0} = \tau_c(0)$ ,  $H_{00} = H_0(0)$  являются постоянными величинами, а  $\tau_{i0}$  может, вообще говоря, зависеть от температуры.

С учетом сделанных предположений, используя соотношения (6) и введя обозначение  $T_{00} = H_{00}/kA$ , формулы (4) и (5) можно представить в следующем виде:

$$\tau(T) = \eta(T) \left\{ \tau_{i0} + \tau_{c0} \left[ 1 - \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \right\}, \quad (7)$$

$$\left( \frac{\partial \tau^*}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_T = \frac{\eta(T)\tau_{c0}}{pqA} \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \times \left[ 1 - \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{(1-p)/p}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) можно получить выражение для параметра  $A$ :

$$A = - \frac{T}{\eta(T) - T} \frac{d\eta}{dT} \left( \frac{\partial \tau^*}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_T^{-1} \times \left( \eta(T) \frac{d\tau}{dT} - \tau(T) \frac{d\eta}{dT} - \eta^2(T) \frac{d\tau_{i0}}{dT} \right). \quad (9)$$

Соотношение (9) позволяет получить эмпирические оценки величины параметра  $A$  и проанализировать его температурную зависимость. Атермичность эмпирических значений параметра  $A$  является свидетельством справедливости предположения  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$  и одним из критериев применимости соотношений (2) и (3) для описания процесса термоактивированного пластического течения [23].

Для получения эмпирических значений параметра  $A$  с помощью соотношения (9) использованы экспериментальные зависимости  $\tau_2(T)$  и  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  для  $\epsilon \approx 2\%$ . При  $\epsilon \approx 2\%$ , как отмечалось выше, зависимости  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  и  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}$  практически совпадают. Зависимость  $\tau_2(T)$  аппроксимирована полиномом по методу наименьших квадратов, а производная  $d\tau_2/dT$  получена аналитическим дифференцированием этого полинома. В формулу (9) входит производная  $d\tau_{i0}/dT$ , вычисление которой вызывает затруднения. Стандартные методы измерения внутренних напряжений не позволяют надежно определить величины  $\tau_i$ , особенно в области низких температур [35]. В [6] сделаны оценки величины  $\tau_i$  для чистого наноструктурного Ni при

$\epsilon = 0,8\%$ , которые показывают, что в интервале температур  $77 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$  внутренние напряжения имеют слабую температурную зависимость, характерную для температурной зависимости упругого модуля. На основании этого результата далее будем предполагать, что в нашем случае параметр  $\tau_{i0}$  от температуры не зависит. При сделанных предположениях из (9) вытекает следующее соотношение:

$$A = - \frac{T}{\eta(T) - T \frac{d\eta}{dT}} \left( \frac{\Delta\tau}{\Delta \ln \dot{\epsilon}_a} \right)_T^{-1} \times \left( \eta(T) \frac{d\tau_2}{dT} - \tau_2(T) \frac{d\eta}{dT} \right). \quad (10)$$

Если не учитывать температурную зависимость упругого модуля, то, полагая в (10)  $\eta(T) \equiv 1$ , получаем более простое выражение:

$$A = -T \left( \frac{\Delta\tau}{\Delta \ln \dot{\epsilon}_a} \right)_T^{-1} \frac{d\tau_2}{dT}. \quad (11)$$

Для учета возможного существенного влияния температурной зависимости упругого модуля проанализируем его температурную зависимость для изучаемого сплава, полученную на основе акустических измерений (эти данные готовятся к публикации). Полученная зависимость, как показал сравнительный анализ, хорошо коррелирует с температурной зависимостью модуля сдвига в чистом Ni, приведенной в [36]. При численных расчетах по приведенным выше формулам (7)–(10) использовано следующее аналитическое выражение для безразмерной функции  $\eta(T)$ :

$$\eta(T) = 1 - \alpha T \exp(-T_\eta / T) \quad (12)$$

с численными значениями параметров  $\alpha = 3,05 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $T_\eta = 100 \text{ K}$ . Функция (12) монотонно убывает с увеличением температуры и хорошо описывает температурную зависимость упругого модуля изучаемого сплава в интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$ :  $\eta(T) \approx 1$  в области температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 75 \text{ K}$  и убывает по закону, близкому к линейному, при более высоких температурах.

Результаты расчетов параметра  $A$  показаны на рис. 7. Зависимость 1 (темные символы) получена с помощью формулы (10). Видно, что параметр  $A$  с приемлемой точностью можно считать не зависящим от температуры (максимальная погрешность не превышает 5%). Среднее значение параметра  $A$  равно 17,8. Зависимость 2 (светлые символы) получена с помощью формулы (11). Видно, что использование этой формулы, предполагающей отсутствие температурной зависимости упругого модуля, приводит к существенным ошибкам: расчет дает значительно завышенные значения параметра  $A$  и приводит к его заметной температурной зависимости. Таким образом, показано, что для

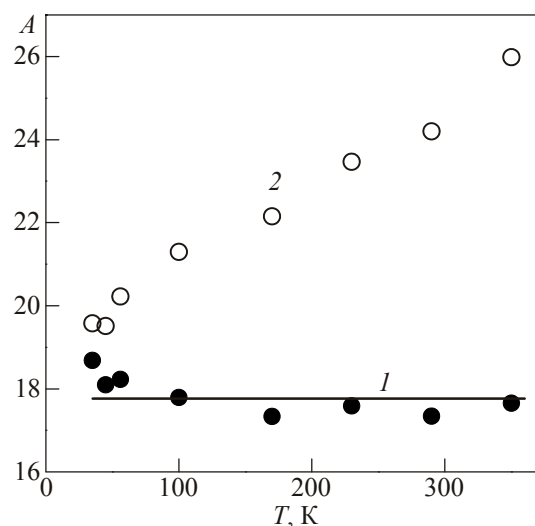


Рис. 7. Температурная зависимость параметра  $A = \ln(\dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon})$ . Результаты расчета: 1 — по формуле (10), 2 — по формуле (11).

корректного термоактивационного анализа полученных нами результатов следует учитывать температурную зависимость упругого модуля. Наблюдаемая при этом атермичность параметра  $A$  дает основание считать справедливым сделанное предположение о независимости параметра  $\tau_{i0}$  от температуры и свидетельствует о применимости соотношений (2), в котором  $\dot{\epsilon}_0 = \text{const}$ , и (3) для описания процесса термоактивированного пластического течения в изученном сплаве.

Экспериментальным зависимостям  $\tau_2(T)$  и  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$ , полученным нами при  $\epsilon \approx 2\%$ , мы сопоставили теоретические зависимости (7) и (8) соответственно:

$$\tau_2(T) = \eta(T) \left\{ \tau_{i0} + \tau_{c0} \left[ 1 - \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \right\}, \quad (13)$$

$$\left( \frac{\Delta\tau}{\Delta \ln \dot{\epsilon}_a} \right)_T = \frac{\eta(T)\tau_{c0}}{pqA} \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \times \left[ 1 - \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{(1-p)/p}, \quad (14)$$

и провели процедуру совместной аппроксимации этих функций по методу наименьших квадратов, которая позволила найти самосогласованным образом значения всех теоретических параметров:  $p$ ,  $q$ ,  $\tau_{i0}$ ,  $\tau_{c0}$ ,  $H_{00}$ ,  $T_{00}$ ,  $A$ . Критерием оптимальности аппроксимации служил минимум суммы квадратов отклонений экспериментальных значений от теоретических зависимостей. Найденные нами значения теоретических параметров приведены в первой строке табл. 1. Отметим, что оптимальное значение параметра  $A$  хорошо (с погрешно-



стью менее 0,5%) совпадает с эмпирическим значением, вычисленным по формуле (10), что является дополнительным подтверждением непротиворечивости выполненного анализа.

Таблица 1. Значения параметров теории, полученные при анализе экспериментальных данных

$p$	$q$	$\tau_{i0}$ , ГПа	$\tau_{c0}$ , ГПа	$H_{00}$ , эВ	$T_{00}$ , К	$A$
0,51823	1,05642	0,94262	0,71549	1,005	656,5	17,76
2/3	1,12408	0,99005	0,67478	0,787	514,1	17,76

На рис. 4 и 5 показаны экспериментальные зависимости  $\tau_2(T)$  и  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  и аппроксимирующие их теоретические кривые, полученные с помощью формул (13) и (14) при указанных в первой строке таблицы значениях теоретических параметров. Видно, что во всем интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$  теоретические зависимости достаточно адекватно описывают экспериментальные данные. Отклонения от аппроксимирующих зависимостей вследствие разброса экспериментальных данных малы и не имеют систематического характера во всем температурном интервале. Отметим, что, согласно проведенной аппроксимации, атермический участок на зависимости  $\tau_2(T)$  должен наблюдаться при температурах  $T \geq 562 \text{ K}$ .

Из выражений (3) и (8) при сделанных предположениях вытекает следующая теоретическая зависимость активационного объема процесса пластической деформации от температуры:

$$V(T) = - \left( \frac{\partial H}{\partial \tau^*} \right)_T = \frac{pqH_{00}T}{\eta(T)\tau_{c0}T_{00}} \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{-1/q} \times \left[ 1 - \left( \frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{(p-1)/p} \quad (15)$$

Эта теоретическая зависимость, построенная с использованием значений параметров из таблицы (первая строка), приведена на рис. 6. Видно, что во всем интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$  имеется хорошее согласие с экспериментальными значениями, вычисленными по формуле (1).

Таким образом, данные на рис. 4–6 показывают, что во всем интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$  наблюдается хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Это соответствие является подтверждением адекватности используемой теоретической модели и позволяет говорить о едином механизме, контролирующем термоактивируемую пластичность в изучаемом нанокристаллическом сплаве Ni–Fe при  $\epsilon \approx 2\%$  в исследованном интервале температур.

Величина энергии активации в отсутствие приложенного напряжения  $H_0$  порядка 1 эВ типична для многих процессов, связанных с отрывом дислокационного

сегмента от точек закрепления (см., например, [23]). В работе [11] получена оценка для энергии активации  $H_0 = 2 \text{ эВ}$  для процесса термоактивированного выхода дислокаций из границы зерна нанокристаллического никеля со средним размером зерен 30 нм. Однако эта оценка основана на данных о величине внутренних напряжений, полученных методом Ли [37], имеющим много ограничений, и не может считаться надежной.

В рамках различных теоретических моделей [11,16] сделаны оценки величины критического напряжения безактивационного отрыва дислокации от точек закрепления на границе зерна  $\tau_c$ : 0,38 ГПа для всех ГЦК материалов с размером зерен 20 нм [11] и 1,1 ГПа для никеля с размером зерен 20 нм [16]. Полученные нами значения величины  $\tau_{c0}$  находятся примерно посередине между двумя приведенными выше оценками.

При теоретическом описании элементарного акта пластической деформации — преодоления дислокационным сегментом одного потенциального барьера — обычно используется приближение локализованной силы [23]. В этом приближении энтальпию активации можно записать в виде

$$H(\tau^*) = H_0 \left[ 1 - \frac{f(\tau^*)}{f_m} \right]^q, \quad f(\tau^*) = b\tau^*L, \quad (16)$$

где  $f(\tau^*)$  — сила, с которой дислокация действует на локальный барьер,  $f_m$  — сила, при которой барьер преодолевается без термической активации,  $L$  — длина дислокационного сегмента. В общем случае длина сегмента  $L$  зависит от эффективного напряжения  $\tau^*$  и параметров системы барьеров вдоль линии дислокации. Переход от соотношения (16) к (3) производится заменой

$$\frac{b\tau^*L(\tau^*)}{f_m} = \left( \frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^p. \quad (17)$$

Таким образом, величина параметра  $p$  определяется видом зависимости  $L(\tau^*)$ . Согласно выполненному анализу, в нашем случае  $L(\tau^*) \sim (1/\tau^*)^{0,482}$ .

Хорошая аппроксимация экспериментальных данных полученными выше теоретическими зависимостями недостаточна для утверждения об «истинности» найденных нами значений параметров  $p$ ,  $q$ ,  $\tau_{i0}$ ,  $\tau_{c0}$ ,  $H_{00}$  (оптимальных по критерию минимальности суммы квадратов отклонений экспериментальных значений от теоретических зависимостей), т.к. на конечном интервале температур экспериментальные данные можно визуально хорошо аппроксимировать теоретическими зависимостями с различными наборами обсуждаемых параметров. Критерием «истинности» определенного выше набора эмпирических параметров может служить их численное совпадение с параметрами известных теоретических моделей, описывающих физические механизмы, контролирующие термоактивированную

пластичность материалов. Поскольку в настоящее время о физической природе зернограничных источников дислокаций и локальных барьеров на границах зерен известно недостаточно, а теоретические модели термоактивированного зарождения дислокаций на границах зерен детально не разработаны, представляется целесообразным обсудить полученные результаты в рамках известных представлений о механизмах термически активированного движения дислокаций через сетку локальных препятствий, что будет сделано в следующем разделе.

#### 4.2. Обсуждение механизма термоактивированного скольжения дислокаций

При движении дислокаций через сетку случайно расположенных локальных препятствий могут реализоваться различные физические ситуации, среди которых выделяются два предельных случая. Этим случаям соответствуют статистика Мотта–Лабуша [38], в которой  $p = 1$ , и статистика Фриделя [39], в которой  $p = 2/3$ . В нашем случае значение  $p \approx 0,52$  качественно лучше соответствует статистике Фриделя. Для проверки такого соответствия мы приняли  $p = 2/3$ ,  $A = 17,76$  и провели процедуру совместной аппроксимации экспериментальных зависимостей  $\tau_2(T)$  и  $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$  по методу наименьших квадратов, которая позволила найти самосогласованным образом значения остальных теоретических параметров:  $q$ ,  $\tau_{i0}$ ,  $\tau_{c0}$ ,  $H_{00}$ ,  $T_{00}$ . Найденные нами значения теоретических параметров приведены во второй строке таблицы. Следует отметить, что теоретические зависимости (13)–(15), вычисленные с использованием значений параметров из второй строки таблицы, хорошо описывают экспериментальные данные. Визуально в интервале температур  $35 \text{ K} \leq T \leq 350 \text{ K}$  эти зависимости накладываются на теоретические кривые, приведенные на рис. 4–6. Поэтому зависимости, соответствующие параметрам из второй строки таблицы, на рисунках не приведены.

Для статистики Фриделя

$$L(\tau^*) = \left( 2E_d S_0 / b\tau^* \right)^{1/3}, \quad (18)$$

где  $E_d$  — сила линейного натяжения дислокации,  $S_0$  — средняя площадь, приходящаяся на одно локальное препятствие. Напряжение безактивационного отрыва дислокации от барьера определяется условием

$$f_m = b\tau_c L(\tau_c). \quad (19)$$

С помощью (18) и (19) получаем выражение для величины  $S_0$ , которая позволяет оценить плотность локальных препятствий, контролирующих движение дислокации:

$$S_0 = f_m^3 / \left( 2b^2 E_d \tau_c^2 \right). \quad (20)$$

Эмпирическое значение параметра  $q \approx 1$  свидетельствует о том, что силовой барьер имеет крутые склоны и его форма близка к прямоугольной в области значений  $\tau^*$ , которые достигались в наших экспериментах. Поэтому можно ожидать, что ширина силового барьера  $w$  будет слабо зависеть от  $\tau^*$  и для величины максимальной силы будет справедлива оценка  $f_m = H_0/w$ . Используя эту оценку и выражение (20), получаем

$$S_0 = \frac{H_0^3}{2b^2 w^3 E_d \tau_c^2} = \frac{H_0^3}{2b^5 E_d \tau_c^2} \left( \frac{b}{w} \right)^3. \quad (21)$$

Используя соотношение (21), стандартную оценку  $2E_d = Gb^2$ ,  $G = 76 \text{ ГПа}$ ,  $b = 0,25 \text{ нм}$ , значения параметров  $H_{00}$  и  $\tau_{c0}$  из второй строки таблицы, получаем оценку для величины  $S_0$ :

$$S_0 = 9,48 \cdot 10^{-19} \left( \frac{b}{w} \right)^3, \text{ м}^2. \quad (22)$$

Из (22) следует, что верхнюю оценку величины  $S_0$  можно получить, положив  $w = b$ . В этом случае имеем  $S_0 \approx 9,48 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2 \approx 15b^2$ . Очевидно, что одиночные атомы примеси серы не могут обеспечить такую большую плотность локальных препятствий (в объеме зерен концентрация серы порядка 110 ppm). Если предположить, что локальными препятствиями являются дислокации леса, то плотность этих дислокаций должна быть порядка  $1/S_0 \approx 10^{18} \text{ м}^{-2}$ , что невозможно. Отметим, что формально можно обсуждать концепцию «эффективного препятствия», предположив наличие в твердом растворе скоплений атомов Fe. Предположим, что в твердом растворе все атомы Fe образуют группы из двух атомов. Концентрация таких дефектов будет примерно 0,093, а площадь, приходящаяся на один дефект в плоскости скольжения, составит  $9,3b^2$ . Эта оценка величины площади, приходящейся на один дефект, совпадает с величиной  $S_0$ , если в формуле (22) положить  $w = 1,18b$ , что является разумной качественной оценкой характерной ширины силового барьера «эффективного препятствия». С такой моделью дефекта согласуется эмпирическое значение величины  $H_{00} \approx 0,78 \text{ эВ}$ , которое более характерно для сложного локального препятствия, чем для одиночного примесного атома. Таким образом, проведенный нами последовательный корректный термоактивационный анализ свидетельствует о едином механизме, контролирующем термоактивируемую пластичность в нанокристаллическом сплаве Ni–18,75 ат.% Fe при  $\epsilon \approx 2\%$  в исследованном интервале температур.

Было бы естественно предположить, что единый механизм, контролирующий термоактивируемую пластичность, должен быть одинаковым для НК и КЗ состояний сплавов с одним и тем же примесным составом, а концентрация примесей не должна существенно зависеть от размера зерен.

Однако рассмотренная выше концепция «эффективного препятствия» для движения дислокаций в исследованном нанокристаллическом сплаве Ni–20 вес.% Fe противоречит имеющимся экспериментальным данным. Так, наблюдаются существенные различия (в 10 и более раз) величин  $V$  при одинаковых температурах и степенях деформации, полученных в настоящей работе для сплава в НК состоянии и ранее изученного в [14] сплава Ni–20 вес.% Fe в КЗ состоянии (т.е. близкого по составу к изученному в данной работе). Отметим, что аналогичные существенные различия в значениях  $V$  для НК и КЗ состояний получены для ряда ГЦК металлов [2,6,15] (в том числе и для чистого Ni [6]), что не позволило авторам [2,6,15] объяснить свои результаты в рамках представлений о термоактивированном движении дислокаций через сетку локальных примесных препятствий.

В связи с этим для изученного НК сплава со средним размером зерен порядка 22 нм (т.е. с большой объемной долей границ) представляется более вероятным предположение, что единым механизмом, контролирующим пластичность при  $\varepsilon \approx 2\%$  в исследованном интервале температур, является термоактивированный процесс зарождения дислокаций на границах зерен (отрыв от точек закрепления). В то же время имеющихся в настоящее время экспериментальных данных, позволяющих сделать такой вывод, явно недостаточно. Поэтому для однозначной интерпретации полученных результатов требуются дополнительные детальные экспериментальные и теоретические исследования структуры границ нанокристаллических зерен, природы зернограницных источников дислокаций, процессов генерации и движения дислокаций.

### 5. Заключение

В широком интервале низких температур (4,2–350 К) при одноосном сжатии изучены закономерности пластической деформации нанокристаллического сплава Ni–18,75 ат.% Fe. При деформировании с постоянной скоростью получена температурная зависимость условного предела текучести и проанализирован вид деформационных кривых. Установлена температура перехода от плавного к скачкообразному пластическому течению при низких температурах; при температурах 45–77 К зарегистрирован и обсужден максимум на температурной зависимости величины максимальной пластической деформации до разрушения.

Детально исследована температурная зависимость деформирующего напряжения и скоростной чувствительности деформирующего напряжения при величине пластической деформации  $\varepsilon \approx 2\%$ . Выполнен термоактивационный анализ температурных зависимостей параметров пластичности и получена температурная зависимость активационного объема процесса пласти-

ческой деформации. Полученные результаты позволяют говорить о едином механизме, контролирующем термоактивируемую пластичность в нанокристаллическом сплаве Ni–18,75 ат.% Fe при  $\varepsilon \approx 2\%$  в исследованном интервале температур. Получены эмпирические оценки параметров взаимодействия дислокации с локальными барьерами и оценки величины внутренних напряжений.

Авторы выражают благодарность профессору В.Д. Надику за полезные дискуссии и ценные замечания при написании работы.

Работа частично финансировалась в рамках научного проекта «Квантові явища в вуглецевих наносистемах» целевой комплексной программы фундаментальных исследований НАН Украины «Фундаментальні проблеми наноструктурних систем, наноматеріалів, нанотехнологій».

1. Y. Wang and E. Ma, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2750 (2004).
2. M.A. Meyers, A. Mishra, and D.J. Benson, *Progr. Mater. Sci.* **51**, 427 (2006).
3. H. Li and F. Ebrahimi, *Acta Mater.* **54**, 2877 (2006).
4. S. Benkassem, L. Capolungo, and M. Cherkaoui, *Acta Mater.* **55**, 3563 (2007).
5. Hongqi Li, Fereshteh Ebrahimi, Hahn Choo, and Peter K. Liaw, *J. Mater. Sci.* **41**, 7636 (2006).
6. Y.M. Wang, A.V. Hamza, and E. Ma, *Acta Mater.* **54**, 2715 (2006).
7. L. Hollang, E. Hieckmann, D. Brunner, C. Holste, and W. Skrotzki, *Mater. Sci. Eng.* **A424**, 138 (2006).
8. Andrew J. Detor and Christopher A. Schuh, *Acta Mater.* **55**, 371 (2007).
9. M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, and E. Ma, *Acta Mater.* **55**, 4041 (2007).
10. L. Li, P.M. Anderson, M.G. Lee, E.B., P.D., and H.V. Swygenhoven, *Acta Mater.* **57**, 812 (2009).
11. M. Kato, *Mater. Sci. Eng.* **A516**, 276 (2009).
12. G. Saada and T. Kruml, *Acta Mater.* **59**, 2565 (2011).
13. H. Li, P.K. Liaw, H. Choo, E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy, S.N. Smirnov, and V.Z. Bengus, *Mater. Sci. Eng.* **A493**, 93 (2008).
14. E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy, V.Z. Bengus, S.N. Smirnov, M.I. Bidylo, H. Li, P.K. Liaw, H. Choo, K. Csach, and J. Miskuf, *Mater. Sci. Eng.* **A503**, 110 (2009).
15. E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy, V.Z. Bengus, S.N. Smirnov, H. Li, P.K. Liaw, H. Choo, K. Csach, and J. Miskuf, *Metallurg. Mater. Transact.* **A41**, 848 (2010).
16. R.J. Asaro and S. Suresh, *Acta Mater.* **53**, 3369 (2005).
17. H. Conrad, *High-Strength Materials*, V.F. Zackays (ed.), Wiley & Sons, New York (1964).
18. M.A. Meyers and A. Ashworth, *Philos. Mag.* **A46**, 737 (1982).
19. R.C. Hugo, H. Kung, J.R. Weertman, R. Mitra, J.A. Knapp, and D.M. Follstaedt, *Acta Mater.* **51**, 1937 (2003).

20. H.V. Swygenhoven and A. Caro, *Phys. Rev.* **B58**, 11246 (1998).
21. H. Li and F. Ebrahimi, *Mater. Sci. Eng.* **A347**, 93 (2003).
22. A. Evans and R. Rawlings, *Phys. Status Solidi* **34**, 9 (1969).
23. V.N. Kovaleva, V.A. Moskalenko, and V.D. Natsik, *Philos. Mag.* **A70**, 423 (1994).
24. G.J. Fan, L.F. Fu, Y.D. Wang, Y. Ren, H. Choo, P.K. Liaw, G.Y. Wang, and N.D. Browning, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 101918 (2006).
25. H. Li, P.K. Liaw, H. Choo, and A. Misra, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 051907 (2008).
26. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **26**, 515 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 375 (2000)].
27. Е.Д. Табачникова, А.В. Подольский, В.З. Бенгус, С.Н. Смирнов, В.Д. Нацк, В.М. Ажажа, М.А. Тихоновский, А.Н. Великодный, Н.Ф. Андриевская, Г.Е. Сторожилов, Т.М. Тихоновская, *ФНТ* **34**, 1225 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 969 (2008)].
28. V. Moskalenko, V. Startsev, and V. Kovaleva, *Cryogenics* **20**, 503 (1980).
29. E.D. Tabachnikova, V.Z. Bengus, A.V. Podolskiy, S.N. Smirnov, V.D. Natsik, K. Csach, J. Miskuf, D.V. Gunderov, and R. Valiev, *Rev. Adv. Mat. Sci.* **10**, 229 (2005).
30. Y.T. Zhu, X.Z. Liao, and X.L. Wu, *JOM* **60**, 60 (2008).
31. X.L. Wu and Y.T. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 025503 (2008).
32. Н.В. Исаев, В.Д. Нацк, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **24**, 786 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 593 (1998)].
33. V. Yamafov, D. Wolf, M. Salazar, S.R. Phillpot, and H. Gleiter, *Acta Mater.* **49**, 2713 (2001).
34. U.F. Kocks, A.S. Argon, and M.F. Ashby, *Progr. Mater. Sci.* **19**, 288 (1975).
35. V.I. Dotsenko, *Phys. Status Solidi* **B54**, 99 (1979).
36. И.Н. Францевич, Ф.Ф. Воронов, С.А. Бакута, *Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов*, Наукова думка, Киев (1982).
37. J.C.M. Li, *Can. J. Phys.* **45**, 493 (1967).
38. R.V. Schwarz and R. Labusch, *J. Appl. Phys.* **49**, 5174 (1978).
39. J. Friedel, *Dislocations*, London, Pergamon (1964).

## Thermal activation plasticity of nanocrystalline Ni–18.75 at.% Fe alloy in temperature range 4.2–350 K

E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy,  
S.N. Smirnov, I.A. Psaruk, V.Z. Bengus,  
H. Li, L. Li, H. Chu, and P.K. Liao

The mechanical properties of nanocrystalline Ni–18.75 at.% Fe alloy (average grain size ~ 22 nm) were studied in uniaxial compression in the temperature range 4.2–350 K. During deformation with a constant rate the temperature dependence of yield stress was registered and deformation curves were analyzed. Temperature dependences of the deforming stress, strain rate sensitivity of the deforming stress and activation volume of plastic deformation were measured for plastic strain of 2%. The thermal activation analysis of the experimental data was carried out. It was shown that the plastic deformation in the temperature range from 35 to 350 K was controlled by a single deformation mechanism. Empirical estimates of the parameters of interaction between dislocation and local barriers were obtained and internal stress values were evaluated.

PACS: 61.72.Hh Indirect evidence of dislocations and other defects (resistivity, slip, creep, strains, internal friction, EPR, NMR, etc.);  
62.20.F– Deformation and plasticity;  
81.07.Bc Nanocrystalline materials;  
81.40.Ef Cold working, work hardening; annealing, post-deformation annealing, quenching, tempering recovery, and crystallization;  
81.40.Lm Deformation, plasticity, and creep;  
81.40.Np Fatigue, corrosion fatigue, embrittlement, cracking, fracture, and failure.

Keywords: nanocrystalline alloy, low temperatures, dislocations, thermal activation analysis.