

Механические свойства высокоэнтропийного сплава $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$ в разных структурных состояниях в интервале температур 0,5–300 К

Е.Д. Табачникова, М.А. Лактионова, Ю.А. Семеренко, С.Э. Шумилин, А.В. Подольский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: tabachnikovae@yahoo.com*

М.А. Тихоновский

ІНЦ «Харьковский физико-технический институт» НАНУ, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

Й. Мишкуф, К. Чах

Інститут експериментальної фізики САН, ул. Ватсонова, 47, г. Кошице, 043 53, Словакия

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2016 г., после переработки 23 января 2017 г.,
опубликована онлайн 25 июля 2017 г.

Для разных структурных состояний (литого и после двух термообработок) в интервале температур 0,5–300 К при квазистатической деформации путем одноосного сжатия и растяжения изучены механические свойства и особенности разрушения высокоэнтропийного сплава $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$. Методом механической резонансной спектроскопии измерены температурные зависимости модуля Юнга для разных структурных состояний. Найдено, что термообработка образцов приводит к увеличению (примерно на 25%) модуля Юнга, значений условного предела текучести $\tau_{0,2}$ и деформирующего напряжения. Проанализирован вид деформационных кривых. Установлен температурный интервал перехода от плавного характера пластического течения к скачкообразному. Для литого состояния установлены различия в значениях $\tau_{0,2}$ при растяжении и сжатии, обнаружена аномальная температурная зависимость $\tau_{0,2}$ (для интервала температур 0,5–4,2 К), выполнен термоактивационный анализ экспериментальных данных, позволивший получить эмпирические оценки параметров взаимодействия дислокаций с локальными барьерами. После термообработки образцы при сжатии разрушаются на две части, в отличие от литого состояния, когда в ходе сжатия образцы приобретали «бочкообразную» форму. Установлено, что разрушение термообработанных образцов в интервале температур 300–4,2 К имеет вязкий характер.

Для різних структурних станів (литого та після двох термообробок) в інтервалі температур 0,5–300 К при квазістатичній деформації шляхом одновісного стискання та розтягнення вивчено механічні властивості та особливості руйнування високоентропійного сплаву $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$. Методом механічної резонансної спектроскопії вивчено температурні залежності модуля Юнга для різних структурних станів. Встановлено, що термообробка зразків призводить до збільшення (приблизно на 25%) модуля Юнга, значень умовної межі плинності $\tau_{0,2}$, та деформуючого напруження. Проаналізовано вигляд деформаційних кривих. Встановлено температурний інтервал переходу від плавного характеру пластичної течії до скачкоподібного. Для литого стану встановлено відмінності в значеннях $\tau_{0,2}$ при розтягненні та стисканні, виявлено аномальну температурну залежність $\tau_{0,2}$ (для інтервалу температур 0,5–4,2 К), виконано термоактиваційний аналіз експериментальних даних, що дозволив отримати емпіричні оцінки параметрів взаємодії дислокацій з локальними бар'єрами. Після термообробки зразки при стисканні руйнувалися на дві частки, на відмінність від литого стану, коли в ході стискання зразки ставали «бочкоподібними». Встановлено, що в інтервалі температур 300–4,2 К для відпаленого стану руйнування має в'язкий характер.

- PACS: **62.20.-x** Механические свойства твердых тел;
 61.72.Nh Косвенные доказательства дислокаций и других дефектов (удельное сопротивление, скольжение, ползучесть, деформации, внутреннее трение, ЭПР, ЯМР и т.д.);
 81.40.Ef Холодная обработка, деформационное упрочнение, отжиг, последеформационный отжиг; закалка с последующим возвратом и кристаллизация;
 81.40.Lm Деформация, пластичность и ползучесть.

Ключевые слова: низкие температуры, дислокации, термоактивационный анализ, внутреннее трение.

1. Введение

Улучшение механических свойств кристаллических многокомпонентных металлических сплавов традиционно осуществляется добавкой к одному или двум основным «базовым» компонентам небольших добавок легирующих элементов. В последние годы был предложен новый подход к созданию многокомпонентных металлических сплавов на основе смесей из пяти и более различных компонентов с концентрацией, близкой к эквиатомной [1–3]. Для таких сплавов характерны повышенные, по сравнению с традиционными многокомпонентными сплавами, значения энтропии смешения ΔS , в связи с чем они получили название высокоэнтропийных (ВЭС). Объяснение повышенного значения энтропии в ВЭС опирается на представления классической термодинамики [4] о том, что энтропия смешения между растворимыми компонентами максимальна, когда эти компоненты находятся в эквиатомной концентрации. В приближении идеальных растворов конфигурационная энтропия смешения ΔS сплава в таком случае записывается как

$$\Delta S = R \ln n, \quad (1)$$

где R — универсальная газовая постоянная, а n — число компонентов в сплаве.

Поэтому значение энтропии смешения ΔS в эквиатомных многокомпонентных сплавах растет с увеличением компонентов, входящих в такую систему. Изменение свободной энергии Гиббса ΔG при смешении компонент определяется соотношением:

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S, \quad (2)$$

где ΔH — изменение энтальпии системы, T — температура.

Высокие значения энтропии смешения в многокомпонентных эквиатомных (или околоэквиатомных) сплавах понижают свободную энергию, в результате чего существенно повышается вероятность реализации в них твердых растворов замещения, имеющих простую кристаллическую решетку. Действительно, структура многих пяти- и шестикомпонентных ВЭС образована однофазными твердыми растворами с ГЦК или ОЦК решеткой [1–3]. Кристаллическая решетка в ВЭС, состоящая из атомов разнородных элементов с разным

электронным строением и размерами, существенно искажена [5–7]. Вследствие этих особенностей ВЭС обладают рядом улучшенных физических свойств, в том числе и механических. Для них характерны благоприятное сочетание прочности и пластичности, высокая устойчивость как к термическим, так и к механическим воздействиям [5–10]. Однако ряд исследований показал [11–13], что после термообработки (при T , меньших температуры плавления) в ВЭС могут происходить фазовые превращения. Поэтому вопросы их фазовой стабильности и влияние структурного состояния на механические свойства ВЭС активно обсуждаются в литературе [11–17]. Для ВЭС с ГЦК решеткой дискуссионными являются причины более сильной, по сравнению с традиционными ГЦК сплавами, температурной зависимости предела текучести и прочности в области температур ниже комнатной [8,15–18]. Интерес к исследованию данных вопросов обусловлен уникальными свойствами ВЭС и перспективами их применения как конструкционных материалов при различных температурах, в том числе криогенных. В качестве примера можно привести активно исследуемый сплав CoCrFeMnNi (сплав Кантора), обладающий высокой пластичностью и вязкостью разрушения при температуре жидкого азота [16].

В данной работе в качестве объекта исследования выбран другой известный сплав с ГЦК решеткой [15] — Al_{0,5}CoCrCuFeNi (концентрации элементов даны в молярном отношении). Данные о микроструктуре сплава, полученные в [19], показали, что в литом состоянии сплав имеет дендритную структуру и состоит из двух ГЦК решеток с заметными различиями в локальном распределении его элементного химического состава. Изменения структурного состояния сплава (путем его термообработки) приводят к появлению в его микроструктуре небольшого количества дополнительной ОЦК фазы (типа B2) и перераспределению локальной концентрации различных элементов [19]. Кроме того, как в литом состоянии, так и после термообработки в микроструктуре сплава наблюдаются наноразмерные выделения из кластеров однотипных атомов, входящих в его структуру [20].

Отметим, что для области повышенных температур (от комнатной до 1200 °С) механические свойства данного сплава в разных структурных состояниях были

достаточно подробно изучены [17]. В то же время для температур ниже комнатной его механические свойства при деформации одноосным сжатием исследовались только для литого состояния [18]. Было показано, что в области температур 300–4,2 К сплав обладает высокой прочностью (~ 750 МПа при 4,2 К), превышающей в 1,5–2 раза прочность традиционных ГЦК сплавов, а также высокой пластичностью. Поэтому представляет несомненный интерес изучить влияние термообработки на механические свойства данного сплава, расширив при этом интервал исследований в область сверхнизких температур (от 4,2 до 0,5 К).

В связи с этим целью данной работы было комплексное изучение механических и акустических свойств высокоэнтропийного сплава $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$ в интервале температур 300–0,5 К в разных структурных состояниях, полученных в результате термообработки.

2. Материалы и методика эксперимента

Сплав с номинальным составом $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$ получали дуговой плавкой элементов в атмосфере очищенного аргона с использованием вольфрамового электрода. Исходные компоненты сплава имели чистоту выше 99,9%. Для достижения химической однородности слитки размером ~ 6×3×30 мм повторно расплавлялись не менее 5 раз. Металлографические исследования шлифов показали отсутствие макроскопической ликвации в слитках, их плотность была равна 7979 кг/м³, а фактический химический состав сплава в весовых процентах составлял: Al — 4,46%; Co — 19,48%; Cu — 21,01%; Cr — 17,18%; Ni — 19,40%; Fe — 18,46%. Для дальнейших исследований образцы необходимых размеров вырезались из исходных слитков с помощью электроискровой резки.

Исследовались образцы в трех разных структурных состояниях, микроструктура которых описана в [19]: исходном литом (I); после высокотемпературного отжига при 975° С в течение 12 ч (II); после последующего отжига образцов (III) при 650°С в течение 6 ч (III). Отжиг проводился в вакууме; образцы после отжига охлаждались вместе с печью (скорость охлаждения до 500° С составляла 4–5 град/мин).

Механические характеристики образцов в трех структурных состояниях были изучены в интервале температур 0,5–300 К с относительной скоростью деформации $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. В интервале температур 4,2–300 К образцы деформировались на жесткой деформационной машине МРК-3. Эти образцы обозначены как образцы из серии 1. В указанном температурном интервале для первого состояния образцы деформировались как растяжением (размер образцов 15×1,5×0,6 мм), так и сжатием (размер образцов 4×2×2 мм). В температурном интервале 4,2–0,5 К деформация образцов сжатием (размер образцов 0,8×0,8×1,9 мм) осуществлялась на специальной деформационной машине для испыта-

ний при ультранизких температурах. Эти образцы обозначены как образцы из серии 2.

Для получения криогенных температур использовался жидкий гелий и жидкий азот. Промежуточные температуры в интервале 77–300 К были получены продуванием паров азота через душ, охватывающий образец, а в интервале 4,2–77 К — охлаждением образца парами гелия. Температуры ниже 4,2 К получали откачкой паров ³He (в специальном криостате для ³He, минимально достижимая температура в котором составляла 0,5 К).

Величины деформирующих напряжений σ определялись как отношение нагрузки к начальной площади поперечного сечения образца, величины пластической деформации ϵ вычислялись как отношение изменения длины образца в ходе пластической деформации к его начальной длине. Полученные диаграммы «нагрузка–время» перестраивались в деформационные кривые в координатах «сдвиговые напряжения τ –деформация ϵ ». Сдвиговые напряжения τ определялись как $\tau = \sigma/3$ в предположении, что в сплаве действуют типичные для ГЦК кристаллов системы скольжения $\{111\}\langle 110 \rangle$ полных дислокаций. При деформации $\epsilon \sim 2\%$ определялась скоростная чувствительность сдвигового деформирующего напряжения $\Delta\tau / \Delta \ln \dot{\epsilon}$ при увеличении скорости деформации $\dot{\epsilon}$ от $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ до $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (в 4,4 раза), а величину активационного объема процесса пластической деформации V определяли согласно соотношению [21]:

$$V(T) = kT \frac{\Delta \ln \dot{\epsilon}}{\Delta \tau(T)}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана.

Акустические измерения выполнены методом механической резонансной спектроскопии на частоте изгибных колебаний 530 Гц в амплитудно-независимой области деформации $\epsilon_0 \sim 10^{-7}$. Образцы для исследований были вырезаны электроискровой резкой и доведены до окончательных размеров 0,2×3×20 мм механической шлифовкой. В области температур 4,2–320 К измерены температурные зависимости декремента колебаний δ и динамического модуля Юнга E . Скорость изменения температуры составляла ~ 1 К/мин, а точность измерения температуры — ~50 мК.

Вынужденные изгибные колебания консольно закрепленного образца в виде тонкой пластины возбуждались и регистрировались электростатическим образом. При приближении частоты f внешней вынуждающей электростатической силы к собственной частоте механических колебаний образца f_r возникает резонанс. При этом модуль упругости E консольно закрепленного образца заданной толщины h и длины l зависит от экспериментально измеряемой резонансной частоты f_r механических колебаний изучаемого образца и определяется соотношением [22]:

$$E = 38,3118 \frac{f^2 \rho l^4}{h^2}, \quad (4)$$

где ρ — плотность образца, 38,3118 — корректирующая поправка, зависящая от формы образца и коэффициента Пуассона ν (принято значение $\nu \approx 0,3$). При постоянной амплитуде резонансных колебаний ε_0 , логарифмический декремент колебаний δ пропорционален вынуждающей электростатической силе [23].

Фрактографические исследования поверхности разрушения образцов проведены на сканирующем электронном микроскопе JSM-7000F.

3. Результаты исследований и их обсуждение

3.1. Деформационные кривые

На рис. 1 приведены типичные деформационные кривые в координатах «сдвиговое напряжение τ –пластическая деформация ε », полученные в структурных состояниях (I) и (II) при разных температурах для образцов серии 1 и 2: рис. 1(а) сжатие, состояние (I), серия 1, на вставке — сжатие, состояние (I), серия 2; рис. 1(б) — растяжение, состояние (I), серия 1; рис. 1(в) сжатие, состояние (II), серия 1. Как видно на рис. 1(а), деформационные кривые, полученные при 4,2 К для образцов, деформированных на разных деформационных машинах (серии образцов 1 и 2) идентичны, что позволяет сопоставлять и анализировать экспериментальные данные, полученные для широкого интервала температур от 300 до 0,5 К. Важно отметить, что деформационные кривые для состояния (II) и (III) практически совпадают, поэтому на рис. 1 приведены деформационные кривые только для состояния (II). На рис. 2 показаны зависимости скорости деформационного упрочнения $\Theta = d\tau/d\varepsilon$ от τ , найденные из анализа соответствующих деформационных кривых, приведенных на рис. 1. На зависимостях $\Theta(\tau)$ видно, что для всех представленных случаев деформационные кривые имеют стадийный характер, что может указывать на общность деформационных механизмов, ответственных за их формирование. На первой стадии кривой $\tau(\varepsilon)$ наблюдается сильное уменьшение Θ с ростом τ , что, как и в традиционных поликристаллических материалах (как крупнозернистых, так и нанокристаллических), связано с постепенным вовлечением зерен в процесс пластической деформации из-за разной ориентации зерен по отношению к направлению внешней силы и неравномерного распределения в них концентрации внутренних напряжений как источников зарождения дислокаций [24,25]. На второй стадии с увеличением напряжения (деформации) на кривых $\tau(\varepsilon)$ наблюдается область слабой зависимости $\Theta(\tau)$. На этой стадии, как и в традиционных ГЦК сплавах, в ВЭС наблюдается скольжение дислокаций по системам (111) в направлении $\langle 110 \rangle$ [15]. При 77 К как в состоя-

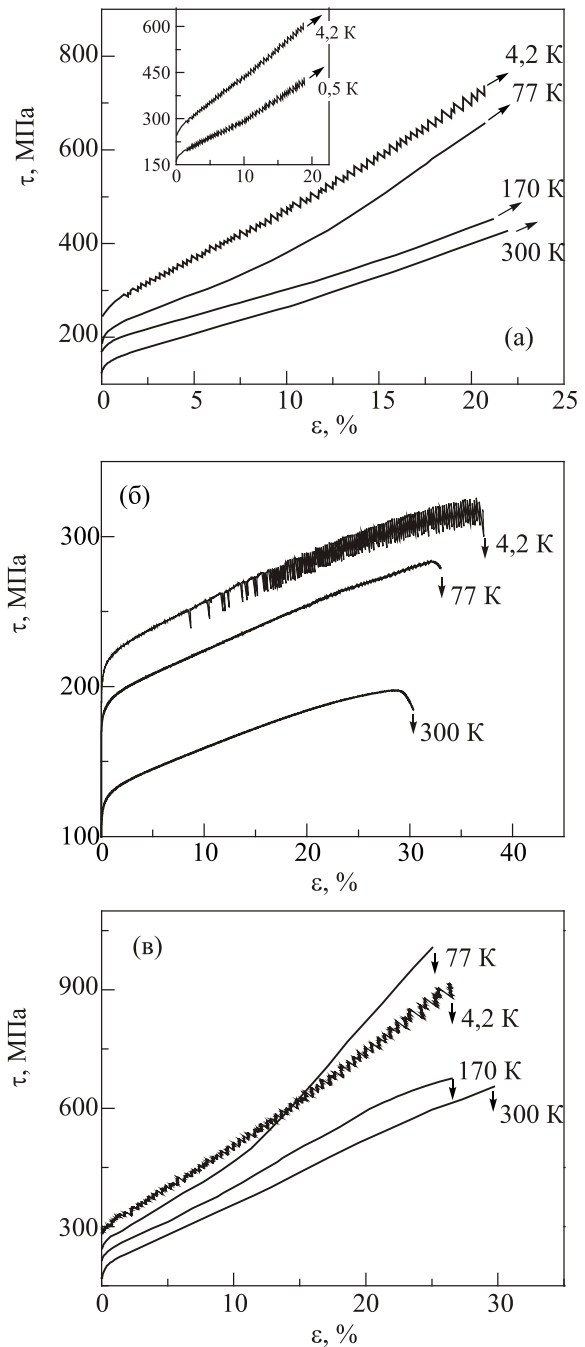


Рис. 1. Типичные деформационные кривые в координатах «сдвиговое напряжение τ –пластическая деформация ε », полученные в структурных состояниях (I) и (II) при различных температурах для образцов серии 1 и 2: (а) сжатие, состояние (I), серия 1, на вставке — сжатие, состояние (I), серия 2; (б) растяжение, состояния (I), серия 1; (в) сжатие, состояние (II), серия 1.

нии (I), так и в состояниях (II) и (III) с ростом величины напряжения наблюдается увеличение Θ (рис. 1 и 2), что, как следует из [25], связано с усиливающимся вкладом двойникоующих дислокаций, границы которых создают новые эффективные барьеры для подвижных дислокаций. Возникновение двойниковых границ в ходе пластической деформации вызывает уменьшение раз-

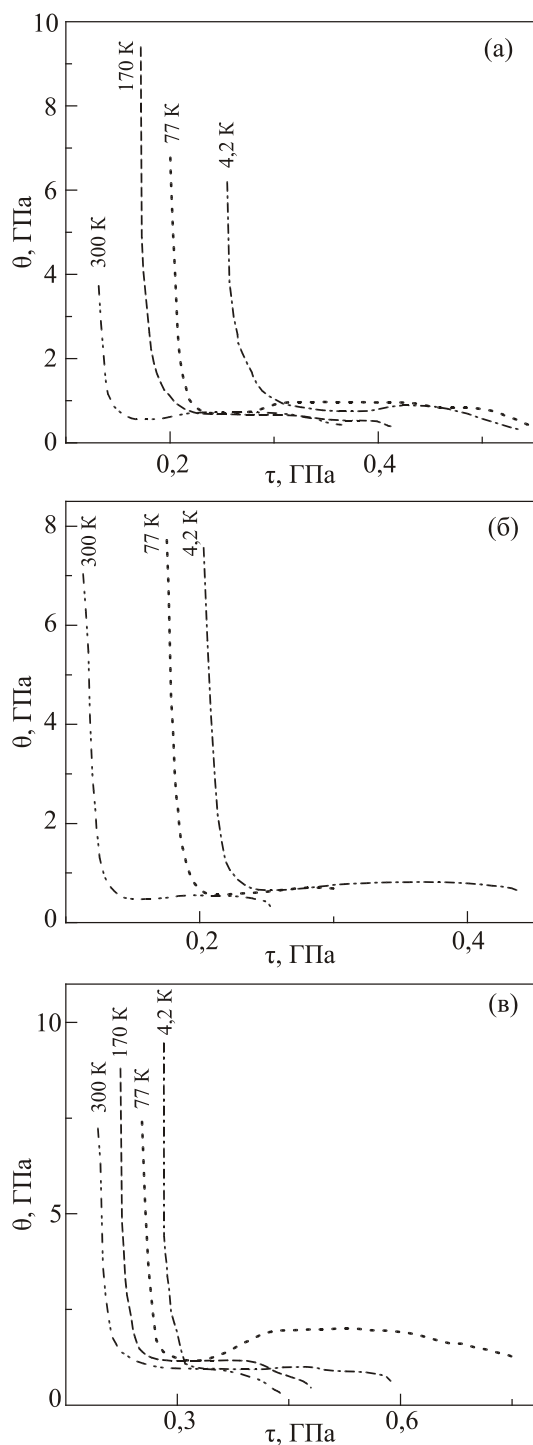


Рис. 2. Зависимости степени деформационного упрочнения Θ от величины напряжения τ , построенные на основе деформационных кривых в координатах «истинное напряжение–истинная деформация» для образцов из серии 1: (а) состояние (I), сжатие; (б) состояние (I), растяжение; (в) состояние (II), сжатие.

мера зерен, что, согласно соотношению Холла–Петча, приводит к росту деформирующего напряжения [25]. Интересно отметить, что при 4,2 К на кривых $\tau(\epsilon)$ рост Θ практически не наблюдается. Объяснение этого факта требуют специальных структурных исследований.

На рис. 2 видно, что для состояния (II) значения Θ выше, чем для состояния (I), что, очевидно, связано с появлением в микроструктуре сплава выделений ОЦК фазы типа B_2 , а также с изменениями в локальном расположении различных химических элементов [19].

Отметим, что для всех структурных состояний при температуре 4,2 К наблюдается прерывистое (скачкообразное) течение пластической деформации (рис. 1), в отличие от плавного течения при более высоких температурах. Оказалось, что начало скачкообразной пластической деформации зависит от способа деформации. При сжатии регулярные скачки на деформационной кривой начинаются сразу после предела текучести и продолжают вдоль всей деформационной кривой. Глубина скачков $\Delta\tau \sim 3$ МПа при $\epsilon \sim 1\text{--}2\%$ и увеличивается с ростом деформации до ~ 10 МПа. При растяжении скачкообразное пластическое течение наступает при больших деформациях ($\epsilon \sim 8\text{--}10\%$), средняя величина $\Delta\tau$ равна ~ 10 МПа и практически не зависит от ϵ . Наблюдаемые различия, по-видимому, отражают, как и в традиционных ГЦК сплавах, разную степень локализации скольжения в процессе деформации образцов. Можно предположить, что в ВЭС низкотемпературная скачкообразная деформация имеет ту же природу, что и в традиционных ГЦК сплавах, а именно, определяется совместным действием двух процессов, связанных друг с другом: дислокационных [27–29] и тепловых [30–33].

3.2. Температурные зависимости предела текучести

На рис. 3 для деформации сжатием показаны температурные зависимости условного предела текучести $\tau_{0,2}$ (в интервале 0,5–300 К) для трех структурных состоя-

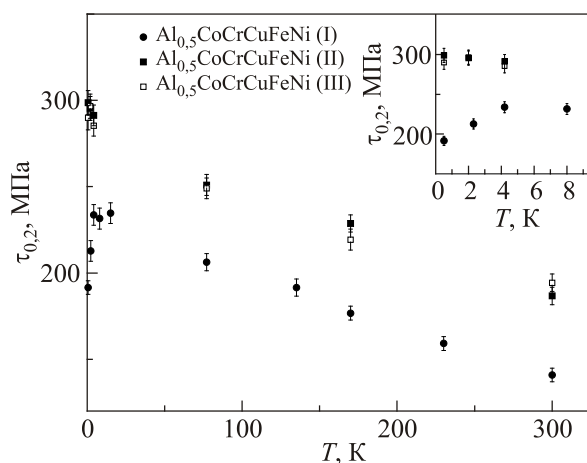


Рис. 3. Температурные зависимости условного предела текучести $\tau_{0,2}$ при деформации сжатием (в интервале 0,5–300 К) в разных структурных состояниях: (●) — состояние (I), серии 1 и 2, (■) — состояние (II), серии 1 и 2, (□) — состояние (III), серия 1. На вставке в более крупном масштабе показана зависимость $\tau_{0,2}(T)$ для интервала температур 0,5–10 К, серия 2.

ний, для (I) и (II) состояний приведены данные образцов из серии 1 и серии 2, а для (III) состояния приведены результаты для образцов из серии 1. Как отмечено ранее, для одинаковых структурных состояний при 4,2 К для образцов из серий 1 и 2 (т.е. для образцов разного размера, деформируемых на разных деформационных машинах) величины $\tau_{0,2}$ совпадают. Такое совпадение позволяет проводить анализ зависимости $\tau_{0,2}(T)$ в температурном интервале (0,5–300 К). Видно, что понижение температуры в интервале 4,2–300 К приводит к росту $\tau_{0,2}$: для состояния (I) увеличение $\tau_{0,2}$ составляет ~ 68% (от 140 до 230 МПа), а для состояний (II) и (III) ~ 65% (от 190 до 290 МПа). Отметим, что наблюдаемый рост $\tau_{0,2}(T)$ значительно больше, чем соответствующие температурные изменения модуля упругости, которые, как будет показано ниже, не превышают 6%.

Сравнение полученных зависимостей $\tau_{0,2}(T)$ с зависимостями $\tau_{0,2}(T)$ для разных ГЦК материалов (для крупнозернистого Ni [34], бинарных ГЦК сплавов — NiFe [35] и NiCo [34]) приведено на рис. 4. Видно, что абсолютные значения $\tau_{0,2}$ больше, а характер зависимости $\tau_{0,2}(T)$ сильнее, чем в традиционных ГЦК материалах. Наблюдаемая сильная зависимость $\tau_{0,2}(T)$ подобна зависимостям $\tau_{0,2}(T)$ для традиционных металлов с ОЦК или ГПУ решетками, в которых основными препятствиями, контролирующими движение дислокаций, могут быть как барьеры Пайерлса, так и скопления примесей [34–39]. В исследуемом сплаве качественная информация о типе барьеров, контролирующих пластичность в разных структурных состояниях, получена из анализа температурных зависимостей величин активационного объема V процесса пластической деформации (для $\varepsilon \sim 2\%$), приведенных на рис. 5. Значения V были вычислены из экспериментальных данных по формуле (3) (с использованием вектора Бюргерса $b = 2,54 \cdot 10^{-10}$ м [40] для полных дислокаций систем скольжения $\{111\}\langle 110\rangle$).

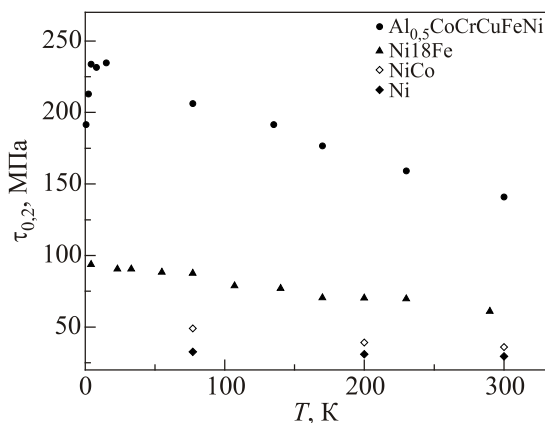


Рис. 4. Сравнение температурных зависимостей условного предела текучести $\tau_{0,2}$ сплава $\text{Al}_{0,5}\text{CoCrCuFeNi}$, полученных в этой работе, с литературными данными: (●) — для ГЦК Ni [34]; для ГЦК бинарных сплавов: (▲) — Ni18Fe [35], (◇) — NiCo [34].

Как видно на рис. 5, для структурного состояния (I) величины активационного объема V (при $\varepsilon \sim 2\%$) при понижении температуры уменьшаются (от $122 b^3$ (300 К) до $25 b^3$ (30 К)). Аналогичные зависимости $V(T)$ наблюдаются для состояний (II) и (III). Так, для состояния (II) значения V уменьшаются от $107 b^3$ (300 К) до $35 b^3$ (77 К). Отметим, что для состояний (II) и (III) абсолютные значения V и зависимости $V(T)$ практически совпадают между собой. Отметим также, что величины V для состояний (II) и (III) меньше, чем для состояния (I), что может быть связано с увеличением числа термически преодолимых препятствий из-за локальных перестроек в расположении атомов в микроструктуре сплава в результате его термообработки [19,20]. Указанные значения V по порядку величины совпадают с аналогичными величинами, полученными нами ранее для крупнозернистого ГЦК сплава Ni-18,75 ат.% Fe [41], для которого $V = 318 b^3$ ($T = 300$ К, $\varepsilon \sim 2\%$) и $32 b^3$ ($T = 23$ К, $\varepsilon \sim 2\%$). В связи с тем, что для ВЭС вопрос о типах дефектов, контролирующих пластичность, остается дискуссионным [34], в разделе 3.4 для состояния (I) проведен более подробный термоактивационный анализ.

Переход из состояния (I) в состояния (II) и (III) приводит к росту значений $\tau_{0,2}$ приблизительно на 25% (рис. 3), что, очевидно, связано с появлением в микроструктуре сплава в состояниях (II) и (III) небольшого количества дополнительной ОЦК фазы (типа B2) [19], а также с изменениями в локальном расположении различных элементов сплава в результате его термообработки [19,20].

На рис. 3 видно, что в интервале температур 4,2–0,5 К ход $\tau_{0,2}(T)$ меняется при изменении структурного состояния сплава. Для состояния (I) в этом температурном интервале при понижении температуры наблюдается уменьшение величины $\tau_{0,2}$ от 230 МПа (при 4,2 К) до 190 МПа (при 0,5 К). В то же время для состояний (II)

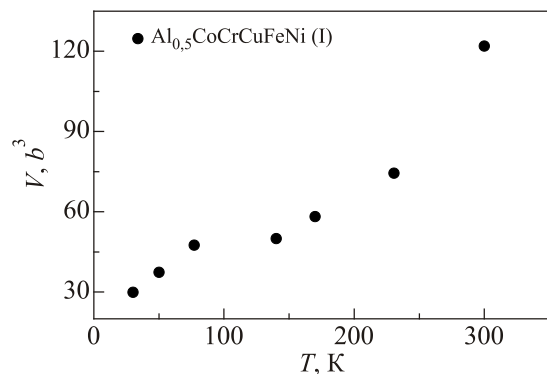


Рис. 5. Температурная зависимость активационного объема в единицах b^3 для состояния (I) для образцов серии 1, деформированных сжатием для $\varepsilon \sim 2\%$.

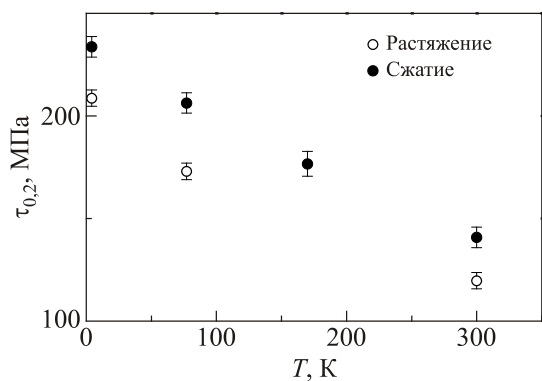


Рис. 6. Температурные зависимости условного предела текучести в структурном состоянии (I), образцы серии 1 для разных способов нагружения: (●) — сжатие, (○) — растяжение.

и (III) в этих условиях наблюдается монотонный рост величины $\tau_{0,2}$. Исходя из представлений о термоактивированном характере пластической деформации, с понижением температуры величина $\tau_{0,2}$ должна монотонно возрастать. По-видимому, аномальный ход $\tau_{0,2}(T)$ для состояния (I) может быть связан, как и в ряде традиционных ГЦК сплавов [27,42–45], со сменой механизма движения дислокаций через локальные барьеры от термоактивационного к инерционному [27]. В этом случае часть локальных препятствий преодолевается дислокациями безактивационно, что, согласно [27], приводит к уменьшению $\tau_{0,2}$ с понижением температуры. Отсутствие аномальной температурной зависимости $\tau_{0,2}$ в состояниях (II) и (III), очевидно, связано с появлением в структуре более мощных препятствий, которые не могут быть преодолены дислокациями с помощью инерционного механизма.

Отметим, что для состояния (I) зависимость $\tau_{0,2}(T)$ была получена как при деформации сжатием, так и растяжением. Как видно на рис. 6, абсолютные значения $\tau_{0,2}$ при растяжении приблизительно на 14% меньше, чем при сжатии. Аналогичное влияние способа деформации (сжатие или растяжение) на величину предела текучести, так называемый S-D эффект, наблюдался ранее в некоторых металлических материалах [36,37,46–48]. Согласно [36,37], S-D эффект связан с неоднородным распределением внутренних напряжений в материале (наличием в микроструктуре растянутых и сжатых областей). Для исследуемого сплава такие неоднородности напряжения, должны возникать вблизи границ между двумя ГЦК фазами (границы между дендритами и междендритными прослойками), а также вокруг частиц локального скопления отдельных атомов, наблюдавшихся на этих границах [19], особенно вокруг областей скопления атомов Al, атомный радиус которых примерно на 14% больше атомных радиусов других элементов, входящих в исследуемый сплав.

3.3. Температурные зависимости акустических характеристик

Как видно на рис. 7, при понижении температуры от 320 до 4,2 К модуль Юнга E сплава для состояния (I) монотонно растет от 182 до 194 ГПа, а поглощение δ падает. Для состояния (I) на температурных зависимостях δ и E не наблюдаются какие-либо существенные особенности релаксационной природы. Переход в структурное состояние (II) во всем исследованном температурном интервале приводит к существенному (~20%) увеличению модуля Юнга, а также к появлению при температуре ~230 К пика акустического поглощения и соответствующей ему ступеньки на температурной зависимости дефекта модуля (см. вставку на рис. 7).

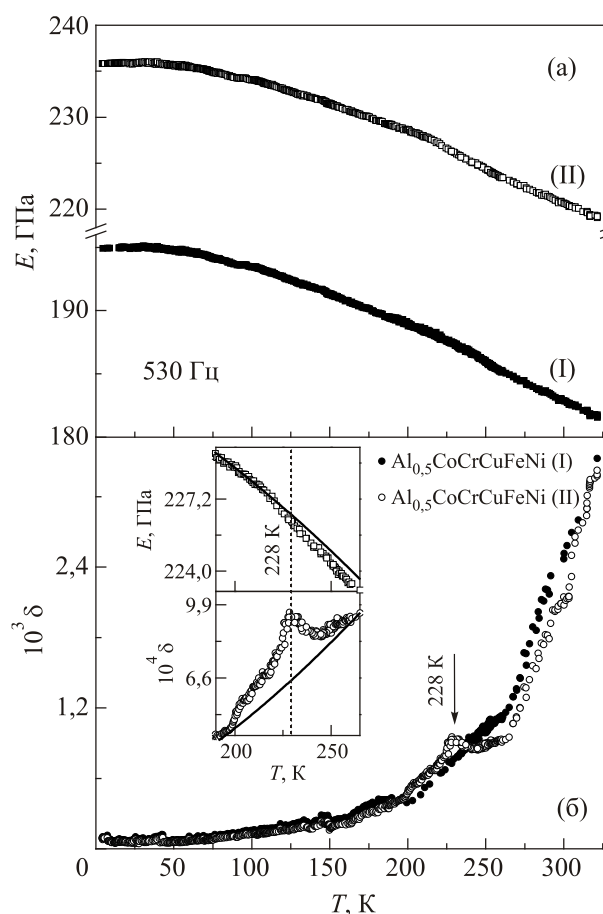


Рис. 7. Температурные зависимости акустических свойств сплава $\text{Al}_{0,5}\text{CoCrCuFeNi}$ для структурных состояний (I) и (II): (а) температурная зависимость динамического модуля Юнга E ((■) — состояние (I), (□) — состояние (II)); (б) температурная зависимость логарифмического декремента колебаний δ ((●) — состояние (I), (○) — состояние (II)). На вставке в более крупном масштабе показан релаксационный резонанс Коивы–Хасигути наблюдаемый в структурном состоянии (II); сплошными линиями показаны фон температурной зависимости модуля Юнга и фоновое поглощение, рассчитанные по формулам (8) и (5) соответственно.

Наблюдаемая зависимость акустического поглощения $\delta_{\text{exp}}(T)$ состоит из суммы резонансного $\delta_R(\omega, T)$ и фонового $\delta_{BG}(T)$ поглощения. Принимая во внимание высокую температурную чувствительность фонового поглощения, можно считать его обусловленным неконсервативным вязким движением дислокаций [49–52] с энергией активации процесса U_{BG} , величина которой не совпадает с величиной энергии активации процесса, контролирующего механизм внутреннего трения:

$$\delta_{BG} = A_1 + A_2 \exp\left(-\frac{U_{BG}}{kT}\right), \quad (5)$$

где коэффициенты A_1, A_2 — подгоночные параметры, величина которых изменяется при изменении структурного состояния образца, в частности, величина коэффициента A_1 может существенно меняться при изменении магнитной структуры образцов [53,54]. Формула (5) хорошо описывает температурную зависимость фона акустического поглощения в состояниях (I) и (II) при значении $U_{BG} = 0,06$ эВ и соответствующем подборе параметров A_1, A_2 .

В окрестностях пика резонансную составляющую $\delta_R(\omega, T)$ можно выделить, используя соотношение:

$$\delta_{\text{exp}}(T) = \delta_{BG}(T) + \delta_R(\omega, T), \quad \delta_R(\omega, T) = C_r \Delta_0 f_1(\omega, T), \quad (6)$$

здесь $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота; Δ_0 и C_r — удельный вклад отдельного релаксатора и их концентрация соответственно, а $f_1(\omega, T)$ — положительно определенная функция (конкретный вид этой функции и положение ее максимума на оси температур зависят от физической природы релаксатора и значений его активационных параметров: U_0 — энергия активации и τ_0 — эффективный период попыток [55]); высота пика акустического поглощения пропорциональна множителю $C_r \Delta_0$.

Хорошо известно, что суммарная деформация реального кристалла под действием механического нагружения складывается из упругой и неупругой компонент. Основное различие между ними состоит в том, что упругая деформация происходит мгновенно, а неупругая имеет некоторую временную зависимость, определяемую процессами релаксации. В связи с наличием релаксирующей компоненты, принято различать два предельных значения упругих модулей: квазистатический нерелаксированный модуль E_U определяющий реакцию кристалла на нагрузку в отсутствие неупругого вклада; релаксированный модуль E_R , измеренный по прошествии времени, значительно превышающем характерные времена релаксации для всех релаксационных процессов, существенных в изучаемом интервале температур. Если кристалл находится под воздействием периодической нагрузки с циклической частотой ω , то его механические свойства будут определяться ди-

намическим модулем упругости $E(\omega, T)$, величина которого зависит как от частоты колебаний, так и от температуры. При этом $E_R < E(\omega, T) < E_U$ и существует некоторый дефект модуля $E_U - E(\omega, T)$. Кроме того, фоновый вклад $E_{BG}(T)$ в дефект модуля дает нерезонансное взаимодействие звука с дислокациями различных систем скольжения, тепловыми фононами и электронами проводимости [56–58]. Установить наиболее существенные механизмы, определяющие дефект модуля в температурном интервале 300–4,2 К, можно только при наличии данных о частотной зависимости модуля в достаточно широком интервале частот колебаний. Для изучаемого материала таких данных в настоящее время нет. Но в экспериментах при фиксированной частоте колебаний температурная зависимость измеренных значений модуля Юнга в области температур, далекой от релаксационного резонанса, имеет достаточно простой и плавный вид (рис. 8). Это позволяет предложить для температурной зависимости $E_{\text{exp}}(\omega, T)$, описывающей результаты измерений на образцах с различными структурными состояниями, единую аналитическую аппроксимацию:

$$E_{\text{exp}}(\omega, T) = E_{BG}(T) - E_0 \cdot C_r \Delta_0 f_2(\omega, T), \quad (7)$$

где $E_{BG}(T)$ задано соотношением

$$E_{BG}(T) = E_0 \eta(T) = E_0 \left[1 - \alpha T \exp(-T_\eta/T)\right], \quad (8)$$

здесь $C_r \Delta_0 f_2(\omega, T)$ — вклад зарегистрированного при 225 К релаксационного процесса, а $f_2(\omega, T)$ — положительно определенная функция, конкретный вид которой зависит от физической природы релаксатора и значений его активационных параметров U_0 и τ_0 [55]; E_0 — адиабатический модуль упругости идеального кристалла при $T \rightarrow 0$ К, а $\eta(T)$ — безразмерная функция температуры, которая описывает температурную зависимость упругого модуля данного сплава, аналитический вид которой должен быть выбран на основе критерия оптимальной аппроксимации температурной зависимости упругого модуля в заданном интервале температур. В нашем случае в качестве аналитического выражения для безразмерной функции $\eta(T)$ может быть взято эмпирическое соотношение, предложенное Варши [59]:

$$\eta(T) = 1 - \alpha T \exp(-T_\eta/T), \quad (9)$$

здесь α — постоянный множитель, величина которого зависит от исследуемого материала и моды деформации, а T_η — характеристическая температура. В большинстве случаев для материалов с не сильно искаженными фононными спектрами T_η близка к температуре Эйнштейна Θ_E :

$$T_\eta \approx \Theta_E = h\nu_E, \quad (10)$$

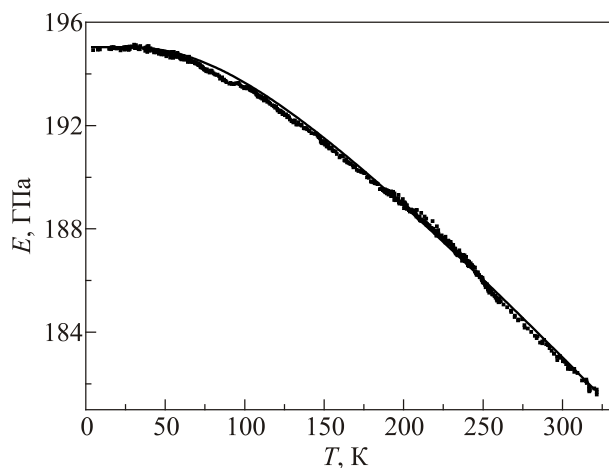


Рис. 8. Температурная зависимость упругого модуля для сплава $\text{Al}_{0,5}\text{CoCrCuFeNi}$ в состоянии (I) — экспериментальные данные и аппроксимирующая эти данные теоретическая зависимость (сплошная линия), рассчитанная по формуле (8) при значении параметров $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $T_\eta = 160$.

где h — постоянная Планка и ν_E — частота гармонических осцилляций в эйнштейновской модели твердого тела [60]. Обычно $T_\eta \leq \Theta_E$, поскольку в реальных кристаллах частоты акустических фононов ниже, чем частота Эйнштейна. В простейшем случае

$$\Theta_E = \frac{3}{4} \Theta_D, \quad (11)$$

где Θ_D — температура Дебая; что позволяет оценить характерную температуру T_η .

Таким образом, фигурирующие в выражении (8) величины E_0 , α и T_η будем рассматривать как подгоночные параметры, подлежащие экспериментальному определению; при этом их значения должны зависеть как от частоты колебаний, так и от структурного состояния образца (в том числе, от состояния магнитной структуры [53]).

На рис. 8 видно, что функция (9) при значении параметров $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $T_\eta = 160 \text{ K}$ монотонно убывает с увеличением температуры и хорошо описывает температурную зависимость упругого модуля изучаемого нами сплава в интервале температур $30 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ (когда вклад электронной составляющей в температурную зависимость модуля упругости становится не существенным).

Выделение релаксационного вклада в акустическое поглощение по описанной выше процедуре позволило получить оценки активационных параметров U_0 и τ_0 релаксационного процесса, зарегистрированного в состоянии (II) при температуре 225 K , что дало возможность корректным образом учесть релаксационный вклад в температурную зависимость динамического

модуля упругости. Отметим, что U_0 имеет смысл энергии активации открепления, а τ_0 — периода колебаний сегмента дислокации, непосредственно взаимодействующего с дефектами [61], для идентификации которых требуются дальнейшие структурные исследования.

3.4. Термоактивационный анализ процесса пластичности

В данном разделе для состояния (I) исследуемого сплава на основании экспериментально полученных температурных и скоростных зависимостей деформирующего напряжения для интервала температур $300\text{--}30 \text{ K}$ проведен термоактивационный анализ процесса пластичности по методике, подробно описанной в [62,38]. Заметим, что для температур ниже 30 K термоактивационный анализ не проводился из-за изменения плавного характера пластической деформации на скачкообразный, вследствие чего измерения скоростной чувствительности деформирующего напряжения не проводились. Примененный термоактивационный анализ [38,62] основан на описании термически активированного процесса пластической деформации, в котором связь между скоростью пластической деформации $\dot{\epsilon}$, эффективным напряжением τ^* и температурой T представлена в виде классического соотношения Аррениуса:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[-\frac{H(\tau^*)}{kT} \right], \quad (12)$$

где $\dot{\epsilon}_0$ — предэкспоненциальный множитель; $\tau^* = \tau - \tau_i$ — эффективное напряжение равно разности между деформирующим τ и дальнедействующим внутренним τ_i напряжениями; $H(\tau^*)$ — эффективная энергия (энтальпия) активации.

Для зависимости энтальпии активации от напряжения используется общее выражение:

$$H(\tau^*) = H_0 \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_c} \right)^p \right]^q, \quad 0 \leq p \leq 1, \quad 1 \leq q \leq 2, \quad (13)$$

где H_0 — энергетический параметр, характеризующий взаимодействие дислокации с локальным барьером; τ_c — критическое напряжение безактивационного преодоления локального барьера; p и q — численные параметры: значение q зависит от формы барьера, а параметр p — от свойств барьера и статистики барьеров на дислокациях.

Соотношения (12) и (13) позволяют получить следующие теоретические выражения деформирующего напряжения $\tau_2(T)$ (при $\epsilon \approx 2\%$), скоростной чувствительности деформирующего напряжения $\Delta\tau(T) / \Delta \ln \dot{\epsilon}_a$, активационного объема пластической деформации $V(T)$ и параметра $A = \ln(\dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon})$:

$$\tau(T) = \tau_i + \tau_c \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \right]^{1/p}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial \tau^*}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_T = \frac{\tau_c}{pqA} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/q} \right]^{(1-p)/p}, \quad (15)$$

$$V(T) = - \left(\frac{\partial H}{\partial \tau^*} \right)_T = \frac{pqH_{00}T}{\eta(T)\tau_{c0}T_{00}} \left(\frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{-1/q} \times \left[1 - \left(\frac{T}{\eta(T)T_{00}} \right)^{1/q} \right]^{(p-1)/p}, \quad \text{где } T_{00} = H_{00} / kA, \quad (16)$$

$$A = - \frac{T}{\left(\eta(T) - T \frac{d\eta}{dT} \right)} \left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \ln \dot{\epsilon}_a} \right)_T^{-1} \left(\eta(T) \frac{d\tau_2}{dT} - \tau_2(T) \frac{d\eta}{dT} \right) \quad (17)$$

Предполагается, что температурная зависимость параметров τ_c , τ_i и H_0 пропорциональна температурной зависимости упругих модулей:

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

параметры τ_{c0} , τ_{i0} и H_{00} не зависят от температуры, а аналитическое выражение для $\eta(T)$ определяется соотношением (9).

Для получения эмпирических значений параметра A с помощью соотношения (17) были использованы экспериментальные зависимости $\tau_2(T)$ и $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$ (рис. 10) для $\epsilon \approx 2\%$. Результаты расчетов параметра A показаны на рис. 9. Среднее значение параметра A равно 19,3. Отсутствие значительной температурной зависимости параметра A является одним из критериев применимости соотношений (12) и (13) для описания процесса термоактивированного пластического течения. Температурная зависимость τ_2 (деформирующее напряжение для $\epsilon \approx 2\%$) и $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$, (при $\epsilon \approx 2\%$)

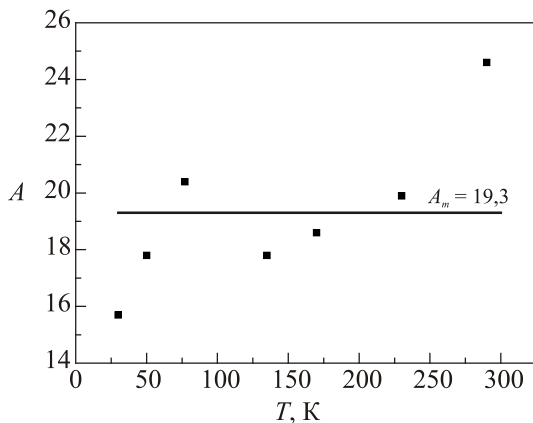


Рис. 9. Температурная зависимость эмпирического параметра A , вычисленного по формуле (20).

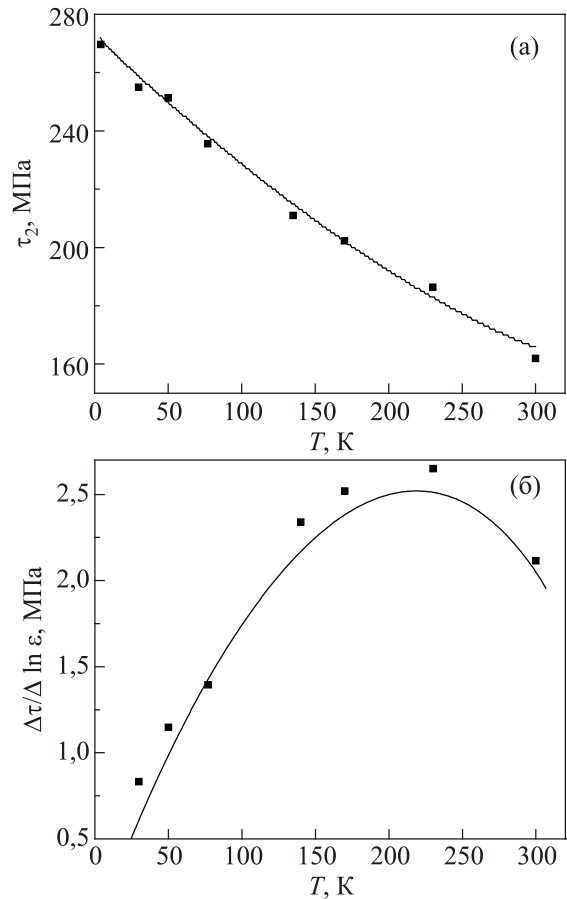


Рис. 10. Температурные зависимости деформирующего напряжения τ_2 (а) и скоростной чувствительности деформирующего напряжения при изменении скорости деформирования в 4,4 раза (б), состояние (I), серия 1 при деформации 2%. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, полученные с помощью формул (14) и (15).

(рис. 10), сопоставили с теоретическими зависимостями (14) и (15) соответственно. Проведенная процедура аппроксимации этих функций позволила найти значения всех теоретических параметров: p , q , τ_{i0} , τ_{c0} , H_{00} , T_{00} , A . Найденные значения параметров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения теоретических параметров для сплава $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$ в состоянии (I), полученные при анализе экспериментальных данных.

p	q	τ_{i0} , МПа	τ_{c0} , МПа	H_{00} , эВ	T_{00} , К	A
0,6	1,08	170	104	0.65	400	19

На рис. 10 показаны экспериментальные зависимости $\tau_2(T)$ и $\Delta\tau(T)/\Delta \ln \dot{\epsilon}_a$ и аппроксимирующие их теоретические кривые, полученные с помощью формул (14) и (15) при указанных в табл. 1 значениях теоретических параметров. Видно, что в интервале температур $30 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ теоретические зависимости достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, причем отклонения от аппроксимирующих зависимостей малы

и не имеют систематического характера во всем температурном интервале.

Теоретическая зависимость активационного объема процесса пластической деформации от температуры (соотношение (16)), построенная с использованием значений параметров из табл. 1, приведена на рис. 11 (сплошная кривая). Видно, что в интервале температур $30 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ имеется хорошее согласие с экспериментальными значениями.

Таким образом, данные на рис. 10, 11 показывают, что в интервале температур $30 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ наблюдается хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Это соответствие позволяет говорить о едином механизме, контролирующем термоактивируемую пластичность в изучаемом сплаве в исследованном интервале температур (при $\varepsilon \approx 2\%$). Кроме того, полученная величина энергии активации при отсутствии приложенного напряжения H_0 порядка 0,5–1 эВ является типичной для процессов, связанных с отрывом дислокационного сегмента от точек закрепления (см., например, [38]). При $p \approx 0,6$ можно оценить среднюю площадь, приходящуюся на одно локальное препятствие S_0 [38,63], как

$$S_0 = f_m^3 / (2b^2 E_d \tau_c^2) \quad (18)$$

где E_d — сила линейного натяжения дислокации.

Из полученного эмпирического значения параметра $q \approx 1$ (табл. 1) и оценки $f_m = H_0 / w$ для выражение (18) получаем

$$S_0 = \frac{H_0^3}{2b^2 w^3 E_d \tau_c^2} = \frac{H_0^3}{2b^5 E_d \tau_c^2} \left(\frac{b}{w}\right)^3. \quad (19)$$

Используя соотношение (19), стандартную оценку $2E_d = Gb^2$, $G = 72,8 \text{ ГПа}$, $b = 0,254 \text{ нм}$, значения параметров H_0 и τ_{c0} из табл. 1, получаем оценку для вели-

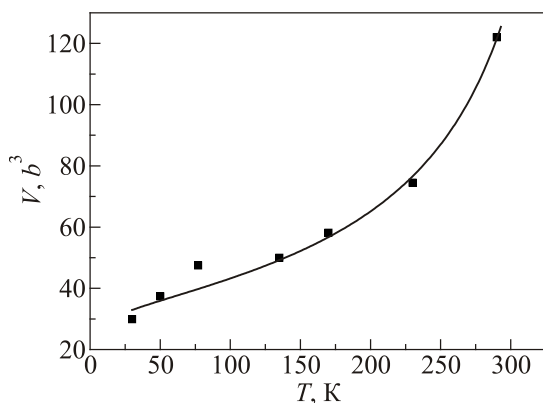


Рис. 11. Температурная зависимость активационного объема в состоянии (I), серия 1 при деформации 2%. Экспериментальные точки вычислены по формуле (16), теоретическая зависимость (сплошная линия) построена с использованием значений параметров из табл. 1 (первая строка).

чины $S_0 = 2,1 \cdot 10^{-17} (b/w)^3$, м^2 . Приняв $w \sim b$, получим верхнюю оценку величины $S_0 = 326 b^2$, что соответствует расстоянию между локальными препятствиями в плоскости скольжения $l_0 = (S_0)^{1/2} = 18 b = 4,6 \text{ нм}$.

Если предположить, что локальными препятствиями, контролирующими термоактивируемую пластическую деформацию сплава, являются дислокации леса, то для их плотности можно получить оценку $1/S_0 = 4,8 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, что является слишком большой величиной для крупнозернистого материала при величине пластической деформации порядка 2%.

Из электронномикроскопических наблюдений [20] следует, что распределение элементов, входящих в сплав, неоднородно на наноуровне. В микроструктуре сплава наблюдаются области, имеющие форму полос шириной 15–20 нм, с существенно отличающимися концентрациями различных элементов. Такие области формируют в микроструктуре трехмерную нерегулярную решетку. Вблизи узлов решетки (точек существенного изменения концентрации элементов) наблюдаются значительные искажения, вследствие чего такие места могут быть эффективными локальными препятствиями для термоактивированного движения дислокаций. Расстояние между этими структурными неоднородностями, как экспериментально показано в [20], равны $\sim 20 \text{ нм}$. Эти значения несколько больше полученной в нашем термоактивационном анализе оценки 4,6 нм, так что такой тип локальных препятствий, контролирующих термоактивационную пластичность, можно рассматривать как возможный, но относительно маловероятный.

Другим типом структурных неоднородностей, определяющих термоактивированную пластическую деформацию сплава, могут быть кластеры атомов одного из составляющих сплав элемента. Несколько расположенных рядом атомов элемента с относительно большим атомным радиусом создают локальные искажения кристаллической решетки и служат значительным препятствием для дислокаций. Такие кластеры экспериментально наблюдались в [20] и характерное расстояние между ними составляет несколько нанометров, что достаточно хорошо совпадает с результатами проведенного термоактивационного анализа. С такой моделью также согласуется полученное в проведенном термоактивационном анализе значение энергии активации $H_{00} = 0,65 \text{ эВ}$, которое характерно для локального препятствия, состоящего из нескольких атомов.

Таким образом, проведенный анализ позволяет рассматривать в качестве локальных барьеров, контролирующих термоактивированную пластическую деформацию, неоднородности структуры атомного масштаба (кластеры атомов). Следует отметить, что для более точного сопоставления результатов теории с экспериментом, необходимо в дальнейшем получить экспериментальное количественное распределение кластеров по размерам и расстояниям между ними.

3.5. Особенности разрушения

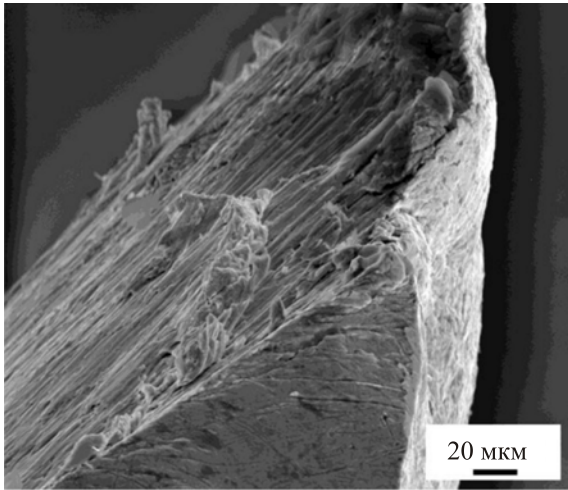


Рис. 12. Вид поверхности разрушения образца, деформированного сжатием при 4,2 К, (состояние (II), серия 1).

Изменение формы образцов исследуемого сплава, приобретаемой в ходе деформации сжатием, оказалось зависимым от их структурного состояния и температуры испытания. В состоянии (I) во всем исследованном интервале температур в результате деформации образцы приобретали бочкообразную форму, а затем при $\epsilon \sim 25\text{--}30\%$ теряли устойчивость. Для состояний (II) и (III) аналогичное поведение образцов наблюдалось в интервале температур 300–77 К. Однако при температуре 4,2 К при больших деформациях ($\sim 20\%$) образцы разрушались на две части по плоскости, ориентированной примерно под 45° к оси сжатия (рис. 12). На боковой поверхности таких образцов наблюдались области локализованного сдвига, состоящие из многочисленных полос сдвига (рис. 13(a)). На границе этих областей при большем увеличении видны мелкие тре-

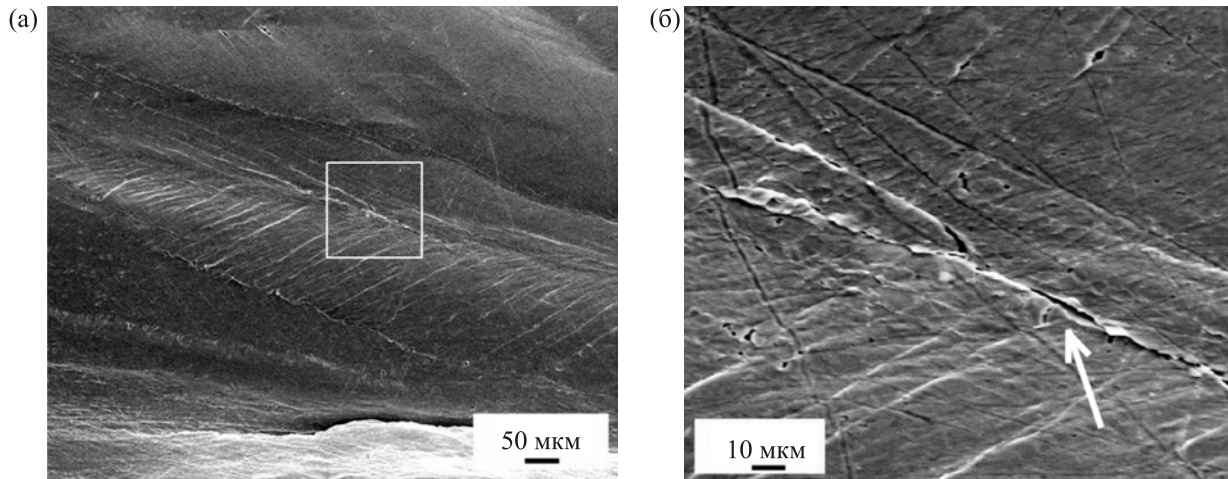


Рис. 13. Изображение полос сдвига: а) боковая поверхность образца (состояние (II), серия 1, 4,2 К); (б) трещина вблизи полосы сдвига (указано стрелкой), соответствующая месту внутри квадрата на рис. 13(a).

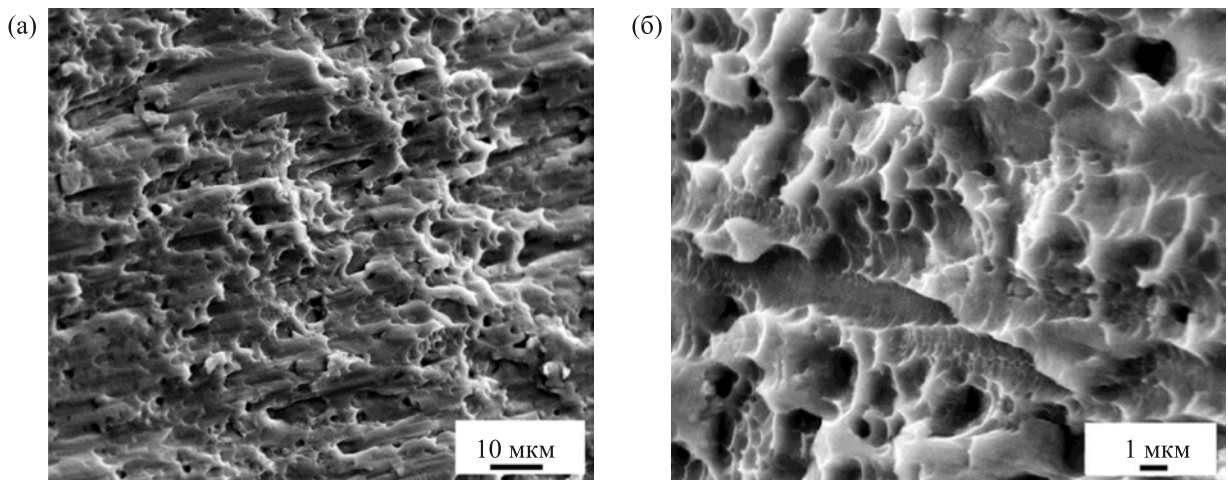


Рис. 14. Поверхность вязкого излома образца, деформированного при 4,2 К (состояние (II), серия 1: а) меньшее увеличение; (б) большее увеличение.

шины (рис. 13(б)). При этом на поверхности разрушения образцов наблюдается типично вязкий излом, на котором видны достаточно плоские области, с вытянутыми выступами, шириной и глубиной порядка 1 мкм (рис. 14(а)). При большем увеличении на поверхности разрушения видны вытянутые в направлении сдвига локальные неоднородности, размером от 1 мкм до 200 нм (рис. 14(б)).

Таким образом, наблюдаемое в состоянии (II) и (III) при 4,2 К разрушение образцов на две части связано, по-видимому, с усилением процессов локализации скольжения за счет изменений в результате отжига микроструктуры сплава. Вязкий характер разрушения образцов является следствием большой пластичности сплава, наблюдаемой при гелиевой температуре в этих структурных состояниях.

5. Заключение

В широком интервале низких температур 0,5–300 К для разных структурных состояний в ходе квазистатической деформации одноосным сжатием и растяжением изучены закономерности пластической деформации и особенности разрушения высокоэнтропийного сплава $Al_{0,5}CoCrCuFeNi$. На основании измеренных температурных зависимостей условного предела текучести $\tau_{0,2}$ и анализа вида деформационных кривых установлено, что не зависимо от структурного состояния во всем температурном интервале в сплаве реализуется высокопрочное состояние при сохранении большой пластичности. В исследованном температурном интервале установлено упрочняющее влияние отжига (примерно на 25%) на величину условного предела текучести и деформирующее напряжение. Найдено, что для всех структурных состояний абсолютные значения предела текучести выше, а его температурная зависимость сильнее, чем в традиционных ГЦК металлах. Найдено, что при температурах ниже 30 К наблюдается переход от плавного пластического течения к скачкообразному. В интервале температур 0,5–4 К для первого состояния установлена аномальная зависимость $\tau_{0,2}$. Для интервала температур 300–30 К при пластической деформации ~ 2% установлено влияние температуры и структурного состояния на величины активационного объема процесса пластической деформации. Для первого состояния во всем температурном интервале установлен S-D эффект, а при пластической деформации ~ 2% на основании экспериментально определенных температурных зависимостей деформирующего напряжения и активационного объема для движения дислокаций выполнен термоактивационный анализ процесса пластичности. Полученные результаты позволяют заключить, что пластическая деформация в первом состоянии в интервале температур от 30 до 300 К описывается единым механизмом, для которого получены эмпирические оценки

параметров взаимодействия дислокаций с локальными барьерами. Измерена температурная зависимость модуля Юнга сплава для разных структурных состояний и установлено увеличение модуля в результате отжига примерно на 25%. Установлено, что в ходе деформации сжатием в состояниях (II) и (III) при 4,2 К наблюдается разрушение образцов на две части, причем поверхность разрушения имеет вязкий характер.

Работа частично финансировалась в рамках научного украинско-словацкого проекта «Физические механизмы низкотемпературной пластической деформации и разрушения новых высокопрочных многокомпонентных аморфных и высокоэнтропийных сплавов».

1. J.W. Yeh, S.K. Chen, S.J. Lin, J.Y. Gan, T.S. Chin, T.T. Shun, C.H. Tsau, and S.Y. Chang, *Adv. Eng. Mater.* **6**, 299 (2004).
2. B. Cantor, I.T.H. Chang, P. Knight, and A.J.B. Vincent, *Mater. Sci. Eng. A* **213**, 375 (2004).
3. Yong Zhang, Yun Jun Zhou, Jun Pin Lin, Guo Liang Chen and Peter K. Liaw, *Adv. Eng. Mater.* **6**, 534 (2008).
4. D.A. Porter and K.E. Easterling, *Phase Transformations in Metals and Alloys*, Chapman & Hall, London (1992).
5. Y. Zhang, T.T. Zuo, Z. Tang, M.C. Gao, K.A. Dahmen, P.K. Liaw, and Z.P. Lu, *Progr. Mat. Sci.* **61**, 1 (2014).
6. A.D. Pogrebnoak, I.V. Yakushchenko, A.A. Bagdasaryan, O.V. Bondar, R. Krause-Rehberg, G. Abadias, P. Chartier, K. Oyoshi, Y. Takeda, V.M. Beresnev, and O.V. Sobol, *Mater. Chem. Phys.* **147**, 1079 (2014).
7. А.Д. Погребняк, А.А. Багдасарян, И.В. Якущенко, В.М. Береснев, *Успехи химии* **83**, 1027 (2014).
8. A. Gali and E.P. George, *Intermetallics* **39**, 74 (2013).
9. G.A. Salishchev, M.A. Tikhonovsky, D.G. Shaysultanov, N.D. Stepanov, A.V. Kuznetsov, I.V. Kolodiy, A.S. Tortika, and O.N. Senkov, *J. Alloys Compounds* **591**, 11 (2014).
10. С.А. Фирстов, В.Ф. Горбань, Н.А. Крапивка, Н.И. Даниленко, В.Н. Назаренко, *ВАНТ* **96**, 178 (2015).
11. М.В. Ивченко, В.Г. Пушин, N. Wanderka, *ЖТФ* **84**, 57 (2014).
12. Chun Ng, Sheng Guo, Junhua Luan, Sanqiang Shi, and C.T. Liu, *Intermetallics* **31**, 165 (2012).
13. N.G. Jones, A. Frezza, and H.J. Stone, *Mater. Sci. & Eng. A* **615**, 214 (2014).
14. G.D. Sathiaraj and P.P. Bhattacharjee, *J. Alloys Compounds* **647**, 82 (2015).
15. F. Otto, A. Dlouhy, C. Somsen, H. Bei, G. Eggeler, and E.P. George, *Acta Mater.* **61**, 5743 (2013).
16. B. Gludovatz, A. Hohenwarter, D. Catoor, E.H. Chang, E.P. George, and R.O. Ritchie, *Science* **345**, 1153 (2014).
17. Che-Wei Tsai, Ming-Hung Tsai, Jien-Wei Yeh, and Chih-Chao Yang, *J. Alloys Compounds* **490**, 160 (2010).
18. М.А. Лактионова, Е.Д. Табачникова, З. Танг, П.К. Лиану, *ФНТ* **39**, 814 (2014) [*Low Temp. Phys.* **39**, 630 (2014)].
19. Ю.А. Семеренко, Е.Д. Табачникова, Г.А. Салищев, М.А. Тихоновский, М.А. Лактионова, Т.М. Тихоновская, И.В.

- Колодий, А.С. Тортика, Н.Д. Степанов, Д.Г. Шайсултанов, С.Э. Шумилин, *Сб. научных трудов III Международной научной конференции Фундаментальные исследования и инновационные технологии в машиностроении* **3**, 285 (2014).
20. E.J. Pickering, H.J. Stone, and N.G. Jones, *Mat. Sci. Eng. A* **645**, 65 (2015).
 21. A. Evans and R. Rawlings, *Phys. Status Solidi* **34**, 9 (1969).
 22. Ф.М. Морс, *Колебания и звук*, ГИТТЛ, Москва (1949).
 23. H.M. Simpson and A. Sosin, *Rev. Sci. Instrum.* **48**, 1392 (1977).
 24. Е.Ф. Дударев, *Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов*, ТГУ, Томск (1988).
 25. Р. Хоникомб, *Пластическая деформация*, Мир, Москва (1972).
 26. M. Komarasamy, N. Kumar, Z. Tang, R.S. Mishra, and P.K. Liaw, *Mater. Res. Lett.* **3**, 30 (2015).
 27. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *Пластическая деформация кристаллов при низких температурах*, Наукова думка, Киев (2012).
 28. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **26**, 515 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 375 (2000)].
 29. L.P. Kubin, Ph. Spiesser, and Yu. Estrin, *Acta Met.* **30**, 385 (1982).
 30. B. Obst and A. Nyilas, *Mater. Sci. Engin. A* **137**, 141 (1991).
 31. B. Skoczen', J. Bielski, S. Sgobba, and D. Marcinek, *Intern. J. Plasticity* **26**, 1659 (2010).
 32. В.С. Бобров, М.А. Лебедин, *ФТТ* **35**, 1881 (1993).
 33. В.С. Бобров, М.А. Лебедин, *ФТТ* **31**, 120 (1989).
 34. Z. Wu, H. Bei, G.M. Pharr, and E.P. George, *Acta Mater.* **81**, 428 (2014).
 35. E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy, S.N. Smirnov, I.A. Psaruk, and P.K. Liao, *Fiz. Nizk. Temp.* **40**, 1419 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 1104 (2014)].
 36. В.И. Трефилов, В.Ф. Моисеев, Е.П. Печковский, О.М. Барабаш, О.И. Баньковский, *ДАН Украины А* **1**, 71 (1977).
 37. В.И. Трефилов, в кн.: *Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов*, Наукова думка, Киев (1987).
 38. E.D. Tabachnikova, A.V. Podolskiy, S.N. Smirnov, I.A. Psaruk, V.Z. Bengus, et al., *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 301 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 239 (2012)].
 39. Z. Wu and H. Bei, *Mater. Sci. Eng. A* **640**, 217 (2015).
 40. S. Asgari, E. El-Danaf, S.R. Kalidindi, and R.D. Doherty, *Metall Mater. Trans. A* **28**, 1781 (1997).
 41. Е.Д. Табачникова, А.В. Подольский, В.З. Бенгус, С.Н. Смирнов, В.Д. Нацик, В.М. Ажажа, М.А. Тихоновский, А.Н. Великодный, Н.Ф. Андриевская, Г.Е. Сторожиллов, Т.М. Тихоновская, *ФНТ* **34**, 1225 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 969 (2008)].
 42. N.V. Isaev, V.D. Natsik, V.V. Pustovalov, V.S. Fomenko and S.E. Shumilin, *Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 1177 [*Low Temp. Phys.* **31**, 898 (2005)].
 43. В.А. Москаленко, В.Д. Нацик, В.Н. Ковалева, *ФНТ* **31**, 1190 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 898 (2005)].
 44. И.А. Шепель, Л.Н. Загоруйко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **17**, 202 (1991)].
 45. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, И.А. Шепель, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **18**, 641 (1992)].
 46. D.C. Druker, *Metall. Trans.* **4**, 667 (1973).
 47. Chung-Jin Tong, Yu-Liang Chen, Swe-Kai Chen, Jien-Wie Yen, Tao-Tsung Shun, Chun-Huei Tsau, Su-Jien Lin, and Shou-Yi Chang, *Metallurg. Mater. Trans. A* **36**, 881 (2005).
 48. В.З. Бенгус, А.М. Долгин, Е.Д. Табачникова, Ю.В. Ефимов, *Металлофизика* **5**, (1983).
 49. В.С. Постников, *Внутреннее трение в металлах*, *Металлургия*, Москва (1974).
 50. Б.И. Шаповал, В.М. Аржавитин, *Механизмы высокотемпературного фона внутреннего трения металлов*, ЦНИИ-атоминформ, Москва (1988), с 49.
 51. G. Schoeck, E. Bisogni, and J. Shyne, *Acta Metall.* **12**, 1466 (1964).
 52. А. Новик, Б. Берри, *Релаксационные явления в кристаллах*, Атомиздат, Москва (1975).
 53. П.П. Паль-Валь, *ФНТ* **25**, 83 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 63 (1999)].
 54. Л.Н. Паль-Валь, Ю.А. Семеренко, П.П. Паль-Валь, Л.В. Скибина, Г.Н. Грикуров, *Конд. среды и межфазн. границы* **10**, 226 (2008).
 55. В.Д. Нацик, Ю.А. Семеренко, *ФНТ* **42**, 97 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 138 (2016)].
 56. Г. Лейбффрид, *Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов*, Физматгиз, Москва (1963), [*Handbuch der Physik*, vol. 7/1, p. 104, Springer, Berlin-Heidelberg (in German)].
 57. Дж. Алерс, в кн.: *Физическая акустика*, У. Мезон (ред.), т. IV, ч. А, Мир, Москва (1969).
 58. T. Bernstein, *Phys. Rev.* **132**, 50 (1963).
 59. Y.P. Varshni, *Phys. Rev. B* **2**, 3952 (1970).
 60. Л. Жирифалько, *Статистическая физика твердого тела*, Мир, Москва (1975).
 61. M. Koiwa and R.R. Hasiguti, *Acta Met.* **13**, 1219 (1965).
 62. V.N. Kovaleva, V.A. Moskalenko, and V.D. Natsik, *Philos. Mag. A* **70**, 423 (1994).
 63. J. Friedel, *Dislocation*, Pergamon, London (1964).

Mechanical properties of high-entropy alloy Al_{0.5}CoCrCuFeNi in the different structural state in the temperature range 0.5–300 K

E.D. Tabachnikova, M.A. Laktionova, Yu.A. Semerenko, S.E. Shumilin, A.V. Podolskiy, M.A. Tikhonovsky, J. Miskuf, and K. Csach

In the temperature range 0.5–300 K the mechanical properties and fracture characteristics of the high-entropy alloy Al_{0.5}CoCrCuFeNi were studied for different structural states (as cast and after two heat

treatments). The temperature dependences of Young's modulus for different structural states were measured by mechanical resonance spectroscopy. It was found that heat treatment of the samples leads to an increase (~ 25%) of the Young's modulus, the conditional yield stress $\tau_{0,2}$, and the deforming stress. The form of deformation curves is analyzed. Thermoactivation analysis of experimental data made it possible to obtain empirical estimates of the parameters of the interaction of dislocations with local barriers.

PACS: **62.20.-x** Mechanical properties of solids;
61.72.Hh Indirect evidence of dislocations and other defects (resistivity, slip, creep, strains, internal friction, EPR, NMR, etc.);
81.40.Ef Cold working, work hardening; annealing, post-deformation annealing, quenching, tempering recovery, and crystallization;
81.40.Lm Deformation, plasticity, and creep.

Keywords: low temperatures, dislocations, thermoactivation analysis, internal friction.