

05

Ориентационная зависимость критических скальвающих напряжений в монокристаллах высокоэнтропийного сплава $Al_{0.3}CoCrFeNi$

© И.В. Киреева, Ю.И. Чумляков, З.В. Победенная, А.В. Выродова, И.В. Куксгаузен, В.В. Поклонов, Д.А. Куксгаузен

Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета, Томск
E-mail: kireeva@spti.tsu.ru

Поступило в Редакцию 10 марта 2017 г.

На монокристаллах высокоэнтропийного сплава $Al_{0.3}CoCrFeNi$ установлено, что при деформации растяжением критические скальвающие напряжения не зависят от ориентации кристалла. Показано, что развитие планарной дислокационной структуры при $T = 296$ К в монокристаллах $Al_{0.3}CoCrFeNi$ приводит к уменьшению отношения коэффициента деформационного упрочнения к модулю сдвига по сравнению с аналогичной величиной для монокристаллов Cu , в которой развивается ячеистая дислокационная структура при близкой величине энергии дефекта упаковки.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.13.44811.16768

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) с ГЦК-решеткой (ГЦК — гранцентрированная кубическая решетка) — это новый класс материалов, в котором за счет смешивания пяти и более элементов концентрацией от 5 до 35 at.% достигается сочетание высокой прочности с пластичностью до 60–70% и вязким разрушением при низких температурах испытания от 4.2 до 273 К [1–3]. Для выяснения физической причины вязкого разрушения при высокой прочности, достигаемой в ходе пластической деформации $\varepsilon = 60–70\%$, необходимы исследования на монокристаллах этих сплавов с разной величиной энергии дефекта упаковки (ДУ) γ_0 критических скальвающих напряжений τ_{cr} , $\sigma(\varepsilon)$ -кривых и механизма деформации — скольжения и двойникования. Уро-

вень τ_{cr} и величина γ_0 в монокристаллах ГЦК-сплавов определяют тип структуры — планарный или ячеистый, механизм деформации — скольжение/двойникование, деформационное упрочнение [4]. В настоящей работе представлены исследования зависимости τ_{cr} в температурном интервале от 77 до 573 К, $\sigma(\varepsilon)$ -кривые и дислокационная структура после 5% деформации при температуре испытания $T = 296$ К на монокристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ различных ориентаций [001], [011], $[\bar{1}11]$ при растяжении. Величина энергии ДУ γ_0 в ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ равна 0.05 J/m^2 [5]. [001]-, $[\bar{1}11]$ - и [011]-кристаллы ориентированы для множественного сдвига [6,7].

Монокристаллы ГЦК ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ выращивали методом Бриджмена в атмосфере аргона. Химический состав монокристаллов после роста и закалки определяли рентгенофлуоресцентным методом: $Co = 23.36\%$, $Cr = 23.29\%$, $Fe = 23.80\%$, $Ni = 21.88\%$, $Al = 7.67\%$ (at.%). Образцы в форме двойной лопатки размером $2 \times 1.5 \times 15 \text{ mm}^3$ вырезали на электроискровом станке. Ориентацию определяли на дифрактометре ДРОН-3М с использованием K_α -железного излучения. Электронно-микроскопические исследования проводили на электронном микроскопе Jeol 2010 при ускоряющем напряжении 200 kV. Механические свойства в интервале температур от 77 до 573 К изучали на испытательной машине Instron 5969 со скоростью деформации $4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Критические скальвающие напряжения для скольжения при растяжении определяли, используя выражение $\tau_{cr} = \sigma_{0.1} \cdot m_{sl}$ ($\sigma_{0.1}$ — осевые напряжения на пределе текучести, m_{sl} — фактор Шмида для скольжения: $m_{sl}[001] = 0.41$; $m_{sl}[011] = 0.41$; $m_{sl}[\bar{1}11] = 0.27$ [7]). При исследовании зависимости $\tau_{cr}(T)$ на каждую температуру испытания брали новый образец.

На рис. 1 приведена зависимость τ_{cr} от температуры испытания, на рис. 2 — $\sigma(\varepsilon)$ -кривые течения, на рис. 3 — дислокационная структура после 5% деформации при комнатной температуре монокристаллов ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ при растяжении. Из данных, представленных на рис. 1–3, видно, что, во-первых, температурная зависимость $\tau_{cr}(T)$ имеет вид, характерный для деформации скольжением ГЦК — твердых растворов замещения и состоит из двух температурных интервалов [6,8,9]. При $T < 373$ К наблюдается сильная температурная зависимость $\tau_{cr}(T)$, превышающая температурную зависимость модуля сдвига $G(T)$ [6,8], тогда как при $T > 373$ К температурная зависимость $\tau_{cr}(T)$ слабая и оказывается близкой к температурной зависимости модуля сдвига $G(T)$.

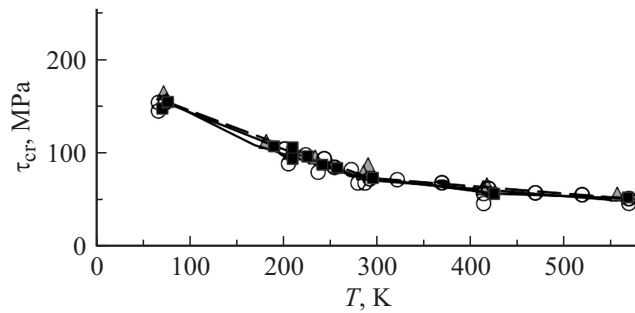


Рис. 1. Температурная зависимость критических скалывающих напряжений τ_{cr} для монокристаллов высокоэнтропийного сплава $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ при деформации растяжением: ■ — [001]-ориентация; ▲ — $[\bar{1}11]$; ○ — [011].

В результате $\tau_{cr}(T)$ можно представить как

$$\tau_{cr}(T) = \tau_{cr}^S(T) + \tau_{cr}^G(T), \quad (1)$$

где $\tau_{cr}^S(T)$ и $\tau_{cr}^G(T)$ — соответственно термоактивируемая и атермическая компоненты τ_{cr} . По величине τ_{cr} при соответствующей температуре испытания совпадают с данными, полученными на монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ при растяжении и сжатии в [5,10,11]. Отношение $\tau_{cr}^S(77\text{ К})/\tau_{cr}^G(300\text{ К}) = 1.13$ в монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ оказывается меньше, чем $\tau_{cr}^S(77\text{ К})/\tau_{cr}^G(300\text{ К}) = 1.9$ для монокристаллов аустенитных нержавеющей сталей (АНС) [8]. Во-вторых, в монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ выполняется закон Боаса–Шмида [6], а именно, при одной температуре испытания τ_{cr} не зависят от ориентации кристалла во всем исследованном температурном интервале $T = 77\text{--}573\text{ К}$. Отсутствие зависимости τ_{cr} при одной температуре испытания от ориентации кристалла является типичным поведением для ГЦК — чистых металлов и их сплавов замещения [6] и ранее наблюдалось в монокристаллах эквиатомного сплава FeNiCrCo при сжатии [12], в монокристаллах АНС с $\gamma_0 = 0.08\text{ Дж/м}^2$ [8,9]. В-третьих, вид $\sigma(\varepsilon)$ -кривых течения, пластичность и коэффициент деформационного упрочнения $\theta_{II} = d\sigma/d\varepsilon$ на стадии линейного упрочнения зависят от ориентации кристалла. В [011]-кристаллах $\theta_{II} = 700\text{ МПа}$ и оказывается меньше, чем в [001]- и $[\bar{1}11]$ -кристаллах, где θ_{II} равен 1250

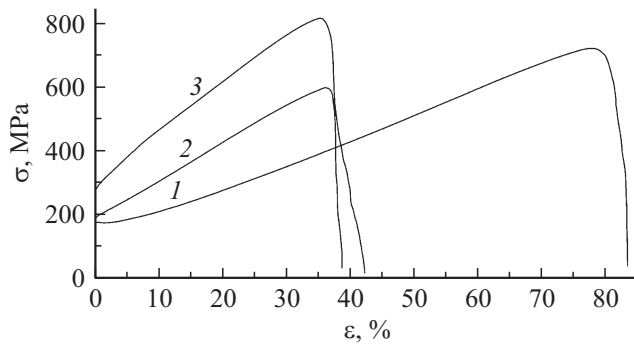


Рис. 2. Кривые „напряжение–деформация“ монокристаллов высокоэнтропийного сплава $Al_{0.3}CoCrFeNi$ при деформации растяжением при $T = 296$ К: 1 — $[011]$ -ориентация; 2 — $[001]$; 3 — $[\bar{1}11]$.

и 1500 МПа соответственно. Пластичность, напротив, в $[011]$ -кристаллах в 2 раза превышает пластичность в $[001]$ - и $[\bar{1}11]$ -кристаллах (рис. 2). В-четвертых, в деформированных до 5% при 296 К $[001]$ - и $[\bar{1}11]$ -монокристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ развивается планарная дислокационная структура, которая не зависит от ориентации кристалла и состоит из плоских скоплений нерасщепленных дислокаций (рис. 3).

Сопоставление экспериментальных данных, полученных на монокристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ в настоящей работе, с известными данными на моно- и поликристаллах чистой Cu , ВЭС данного и эквивалентного составов [2,5,10–14] показывает, что в монокристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ наблюдается ряд особенностей. Так, при исследовании температурной зависимости $\tau_{cr}(T)$ в монокристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ τ_{cr} при одной температуре испытания оказываются на порядок выше, чем в монокристаллах чистой меди [13], и в 1.2–2 раза выше, чем в монокристаллах АНС и моно- и крупнозернистых поликристаллах эквивалентных сплавов $FeNiCrCo$ и $FeNiMnCrCo$ [2,8,12,14]. В эквивалентных ВЭС $FeNiCrCo$ и $FeNiMnCrCo$ твердорастворный эффект упрочнения связан с атомами Cr , поскольку эффективный радиус Cr больше эффективных радиусов элементов Fe , Ni , Mn и Co , входящих в состав эквивалентных ВЭС [14]. В моно- и поликристаллах ВЭС $Al_{0.3}CoCrFeNi$ можно предположить, что твердорастворный эффект обусловлен не только атомами Cr , но и атомами Al . Эффективный атомный

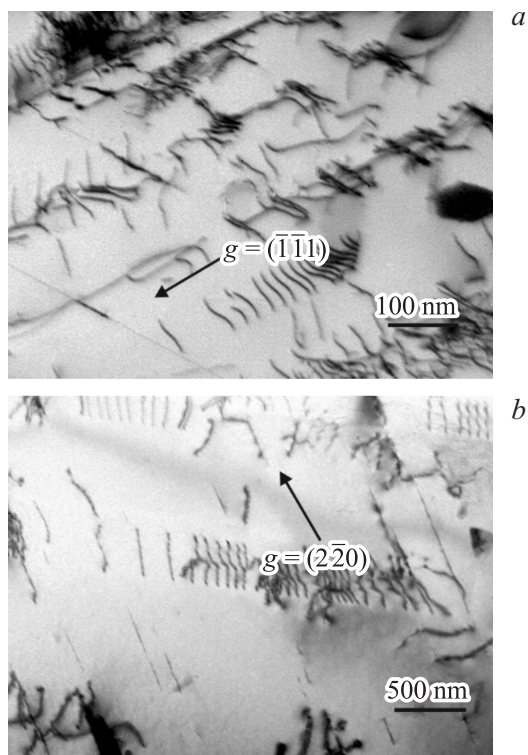


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение планарной структуры в монокристаллах высокоэнтропийного сплава $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ после деформации растяжением 5% при $T = 296 \text{ K}$: *a* — $[\bar{1}\bar{1}1]$ -ориентация; *b* — $[001]$; вектор g на снимках показывает направление сильного отражения, при котором регистрировалась дислокационная структура в плоскости фольги (110).

радиус Al равен 0.143 nm, а эффективный радиус элементов Co, Ni, Fe, Cr находится в интервале от 0.122 до 127 nm [14].

При $T = 77 \text{ K}$ $\tau_{cr}^S = 85 \text{ MPa}$ в монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ в 1.5–2 раза больше, чем τ_{cr}^S в моно- и поликристаллах эквиатомных сплавов FeNiCrCo и FeNiMnCrCo, и оказывается близкой к τ_{cr}^S для монокристаллов АНС [2,8,12,14]. В монокристаллах АНС τ_{cr}^S определяется локальным взаимодействием между скользящими дислокациями

и атомами молибдена [8]. В ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ физическая природа сильной температурной зависимости $\tau_{cr}^S(T)$ может быть более сложной из-за большого количества элементов, находящихся в равных атомных концентрациях, возможности образования кластеров и изменения локального магнетизма [5]. Образование кластеров в ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ подтверждается большими значениями активационного объема [15].

Наличие плоских скоплений в монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ с $\gamma_0 = 0.05 \text{ J/m}^2$ свидетельствует о затруднении поперечного скольжения, наличии ближнего порядка (БП) и кластеров [4,5,16]. Экспериментальные данные, полученные на ГЦК чистых металлах и их сплавах замещения на основе меди и АНС, показывают, что переход от ячеистой к планарной дислокационной структуре определяется уровнем сил трения, величиной γ_0 , БП и кластерами [4,16]. В моно- и поликристаллах Cu уровень напряжений при $T = 296 \text{ K}$ в 10 раз меньше, чем в ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ при близкой величине γ_0 , нет БП и поперечное скольжение наблюдается с ранних стадий пластического течения [16], поскольку средняя и высокая γ_0 способствуют объединению частичных дислокаций Шокли $a/6\langle 211 \rangle$ в полную дислокацию $a/2\langle 110 \rangle$ [4,16]. В ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$, напротив, сочетание высокого уровня напряжений за счет твердорастворного упрочнения атомами Al и средней γ_0 приводит к развитию планарной структуры с плоскими скоплениями дислокаций при $T = 296 \text{ K}$.

Сопоставление θ_{II}/G для монокристаллов ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ и монокристаллов Cu с равной величиной $\gamma_0 = 0.05 \text{ J/m}^2$ при $T = 296 \text{ K}$ показывает, что величина $\theta_{II}/G = (3.5-4.5) \cdot 10^{-3}$ в монокристаллах Cu [13] оказывается в 1.5–2.5 раза больше, чем в монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$, где $\theta_{II}/G = (1.4-2.6) \cdot 10^{-3}$ (рис. 2). Для сравнения θ_{II}/G в монокристаллах Cu и ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ величину θ_{II} определяли как $d\tau/d\gamma$ ($\tau = \sigma m_{sl}$ — критические скалывающие напряжения при соответствующей сдвиговой деформации $\gamma = \varepsilon/m_{sl}$, G — модуль сдвига, в Cu $G = 45\,500 \text{ МПа}$ [13], в ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ $G = 80\,000 \text{ МПа}$ [14]). Падение θ_{II}/G в ГЦК-сплавах обычно наблюдается, когда деформация локализована преимущественно в одной системе скольжения. В монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ на поверхности деформированных образцов наблюдается ярко выраженная одна система скольжения, несмотря на ориентацию кристаллов для множественного сдвига, дислокационная структура планарная и θ_{II}/G оказывается близкой к величине θ_{II}/G в монокристаллах АНС с низкой

$\gamma_0 = 0.03 \text{ J/m}^2$ при развитии планарной структуры при $T = 296 \text{ K}$ [17]. В монокристаллах Cu при $T = 296 \text{ K}$ дислокационная структура ячеистая и θ_{II}/G имеет высокие значения [13].

Итак, экспериментальные исследования на монокристаллах ВЭС $\text{Al}_{0.3}\text{CoCrFeNi}$ с $\gamma_0 = 0.05 \text{ J/m}^2$ показывают, что при деформации растяжением τ_{cr} не зависят от ориентации кристалла, а развитие планарной дислокационной структуры при $T = 296 \text{ K}$ приводит к уменьшению коэффициента деформационного упрочнения на стадии линейного упрочнения θ_{II}/G по сравнению с Cu, когда развивается ячеистая структура.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант 16-19-10193.

Список литературы

- [1] Zhang Y., Zuo T.T., Tang Z. et al. // Prog. Mater. Sci. 2014. V. 61. P. 1–93.
- [2] Otto F., Dlouhy A., Somsen Ch. et al. // Acta Mater. 2013. V. 61. P. 5743–5755.
- [3] Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Победенная З.В. и др. // Известия вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 8. С. 106–113.
- [4] Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Лузгинова Н.В. // Физика металлов и металловедение. 2002. Т. 94. № 5. С. 92–104.
- [5] Yasuda H.Y., Shigeno K., Nagase T. // Scripta Mater. 2015. V. 108. P. 80–83.
- [6] Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
- [7] Вишняков Я.Д., Бабарэко А.А., Владимиров С.А., Эгиз И.В. Теория образования текстур в металлах и сплавах. М.: Наука, 1979. 342 с.
- [8] Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Лузгинова Н.В. // Физика металлов и металловедение. 2002. Т. 93. № 4. С. 88–98.
- [9] Киреева И.В., Чумляков Ю.И., Тверсков А.В., Маier Н. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 11. С. 65–72.
- [10] Ma S.G., Zhang S.F., Qiao J.W. et al. // Intermetallics. 2014. V. 54. P. 104–109.
- [11] Joseph J., Stanford N., Hodgson P., Fabijanic D.M. // Scripta Mater. 2017. V. 129. P. 30–34.
- [12] Wu Z., Gao Y.F., Bei H. // Scripta Mater. 2015. V. 109. P. 108–112.
- [13] Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.
- [14] Okamoto N.L., Fujimoto S., Kambara Y. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 10. P. 6.35863.
- [15] Wu Z., Gao Y.F., Bei H. // Acta Mater. 2016. V. 120. P. 108–119.
- [16] Hong S.I., Laird C. // Acta Metall. Mater. 1990. V. 38. № 8. P. 1581–1594.
- [17] Киреева И.В., Чумляков Ю.И. // Физика металлов и металловедение. 2006. Т. 101. № 2. С. 206–223.