

01;05

## Температурная зависимость автоволнового механизма пластического течения

© Л.Б. Зуев, С.В. Колосов, С.А. Баранникова, А.М. Никонова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
Томск, Россия  
E-mail: lbz@ispms.tsc.ru

Поступило в Редакцию 24 июля 2020 г.

В окончательной редакции 16 сентября 2020 г.

Принято к публикации 16 сентября 2020 г.

Рассмотрено поведение характеристик автоволн локализованного пластического течения в сплаве Fe–Cr–Ni в интервале температур  $143 \leq T \leq 420$  К ( $0.34 \leq T/\Theta_D \leq 1$ ), где  $\Theta_D = 420$  К — температура (параметр) Дебая. Показано, что произведение длины автоволны на скорость ее распространения  $\lambda V_{aw}$  в указанном интервале падает с температурой. В то же время отношение этой величины к вязкости фононного газа в металле в исследованном интервале температур остается практически постоянным. Это указывает на независимость упругопластического инварианта деформации от температуры.

**Ключевые слова:** пластическая деформация, локализация, металлы, температура Дебая.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.24.50428.18483

Экспериментальные исследования кинетики развития пластической деформации твердых тел [1] позволили обнаружить главную закономерность этого явления. Она состоит в формировании в ходе процесса автоволн локализованного пластического течения, закономерно эволюционирующих в соответствии с изменениями закона деформационного упрочнения. При этом автоволновые характеристики (длина автоволны локализованной пластической деформации  $\lambda$  и скорость ее распространения  $V_{aw}$ ) связаны с решеточными характеристиками деформируемой среды (межплоскостное расстояние, отвечающее максимальной интенсивности рентгеновского рефлекса,  $\chi$  и скорость поперечных упругих волн  $V_t$ ) соотношением, которое для стадии линейного деформационного упрочнения имеет вид

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \dot{\epsilon} \approx \frac{1}{2}. \quad (1)$$

Природа этого соотношения, названного упругопластическим инвариантом деформации [1], определяется взаимобусловленностью процессов, одновременно протекающих в фононной ( $\chi$  и  $V_t$ ) и деформационной ( $\lambda$  и  $V_{aw}$ ) подсистемах пластически деформируемой среды. Выполнимость инварианта (1) была установлена на основании опытов по деформации девятнадцати различных металлов, ряда щелочно-галлоидных кристаллов и горных пород, а также в экспериментах по ползучести и по измерениям подвижности индивидуальных дислокаций в монокристаллах [1].

Инвариант (1) связывает два пространственно-временных процесса в деформируемой среде: перераспределение упругих деформаций, характеризующее распространением ультразвуковых волн, и перераспределение локализованной пластической деформации, описы-

ваемое эволюцией автоволн локализованной пластичности. Он играет важную роль в механике пластической деформации, причем многочисленные следствия из него [1] описывают наиболее важные известные закономерности пластической деформации материалов.

На данный момент справедливость соотношения (1) проверена только для условий деформации материалов при 300 К. Поэтому в настоящей работе проведен анализ температурного хода отношения  $\lambda V_{aw}/\chi V_t$ . В экспериментах были использованы вырезанные из листов толщиной 2 мм плоские образцы поликристаллического аустенитного сплава Fe–18 wt.% Cr–10 wt.% Ni с размером рабочей части  $40 \times 5$  мм и размером зерна  $\sim 12.5 \mu\text{m}$ . Образцы растягивались на испытательной машине „Instron-1185“ со скоростью  $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  при температурах  $T = 420, 296, 266, 243, 213, 143$  К ( $T/\Theta_D = 1, 0.7, 0.6, 0.57, 0.5, 0.34$ ). Здесь  $\Theta_D \approx 420$  К — дебаевский параметр (температура Дебая) для железа [2]. Во время испытания образцы находились в прозрачной колбе, где температура поддерживалась постоянной с помощью непрерывной подачи паров азота из сосуда Дьюара. Температура измерялась с помощью хромель-алюмелевой термопары, спай которой находился внутри колбы в контакте с образцом. Температура испытания варьировалась скоростью подачи паров азота, которая регулировалась нагревательным элементом сопротивления, находящимся внутри сосуда Дьюара.

Записанные в ходе выполнения исследования индикаторные кривые в координатах напряжение  $\sigma$ –деформация  $\epsilon$  преобразовывались в зависимости  $s(e)$  ( $s$  — истинное напряжение,  $e$  — истинная деформация) [3]. Это позволяло надежно выявлять линейные стадии деформационного упрочнения, для которых коэффици-

Механические характеристики исследованного сплава

$T$ , К	$\sigma_{0.2}$ , МПа	$\varepsilon_{tot}$	$\theta \cdot 10^3$
420	194	0.40	8
296	269	0.70	9
266	292	0.55	10.9
243	287	0.44	21.5
213	293	0.43	26.2
143	291	0.37	38.8

ент деформационного упрочнения  $\theta = E^{-1} ds/de = \text{const}$  ( $E$  — модуль Юнга) и  $s = \theta e$ . Значения коэффициентов деформационного упрочнения, а также условного предела текучести  $\sigma_{0.2}$  и предельной деформации до разрыва  $\varepsilon_{tot}$  для всех температур, определенные по трем образцам для каждой температуры с точностью  $\sim 10\%$ , приведены в таблице.

Непосредственно в ходе механического испытания фотографическим методом регистрировались поля векторов смещений точек поверхности образца  $\mathbf{r}(x, y)$  (метод двухэкспозиционной спекл-фотографии [4]). Затем путем численного дифференцирования этих полей по координатам  $x$  и  $y$  вычислялись продольные, поперечные, сдвиговые и поворотные компоненты тензора пластической дисторсии для всех точек наблюдаемой плоской поверхности образца и строились их пространственные распределения для разных моментов времени [1]. Анализировались распределения продольной компоненты  $\varepsilon_{xx}$  тензора пластической дисторсии. Это позволяло измерить характеристики автоволны локализованной пластичности  $\lambda$  и  $V_{aw}$ , которые были постоянными на исследуемых стадиях линейного деформационного упрочнения.

Температурная зависимость произведения  $\lambda V_{aw}$  показана на рис. 1, *a*. Анализ экспериментальных данных показал, что длина автоволны в пределах точности эксперимента от температуры не зависит и составляет  $\lambda = 4.5 \pm 0.3$  мкм. Таким образом, зависимости  $\lambda V_{aw}(T)$ , приведенные на рис. 1, эквивалентны зависимостям  $V_{aw}(T)$ . На рис. 1, *b* показано, что для области  $1 < \Theta_D/T < 2$  зависимость  $V_{aw}(T)$  удовлетворительно спрямляется в координатах  $\ln(\lambda V_{aw}) - T^{-1}$ .

Полученные данные о скоростях движения фронтов локализованной пластичности прежде всего позволили проверить форму связи коэффициента деформационного упрочнения (см. таблицу) и скорости распространения автоволн локализованной пластичности, установленную ранее [1] и имеющую вид

$$V_{aw} = V_0 + \frac{\Xi}{\theta} \sim \theta^{-1}. \quad (2)$$

Как показывают данные рис. 2, указанное соотношение выполняется в исследованном интервале температур, а определенные в этом случае значения входящих в уравнение (2) констант  $V_0 = 1.8 \cdot 10^{-5}$  м/с и  $\Xi = 9.8 \cdot 10^{-7}$  м/с близки к найденным ранее значениям,

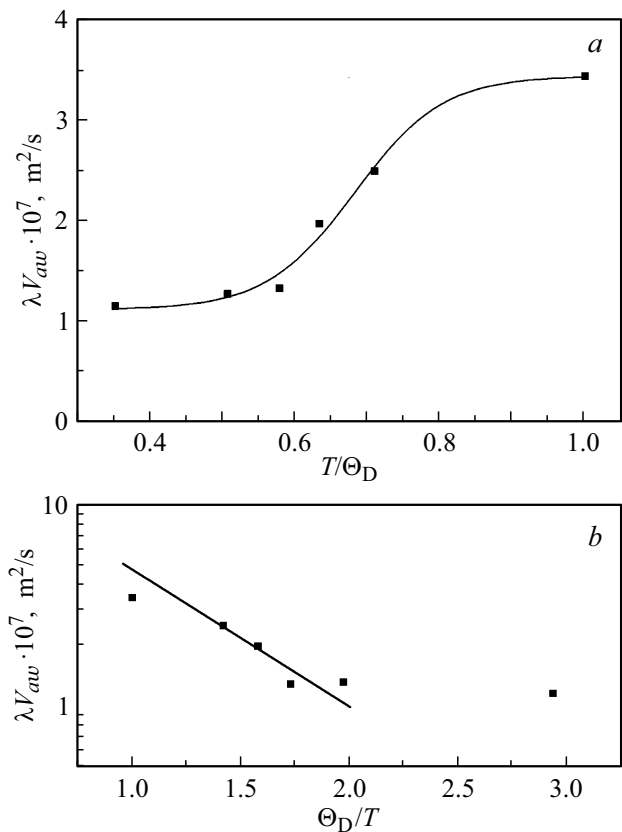


Рис. 1. Температурная зависимость величины  $\lambda V_{aw}$  (*a*) и та же зависимость в координатах  $\ln(\lambda V_{aw}) - T^{-1}$  (*b*).

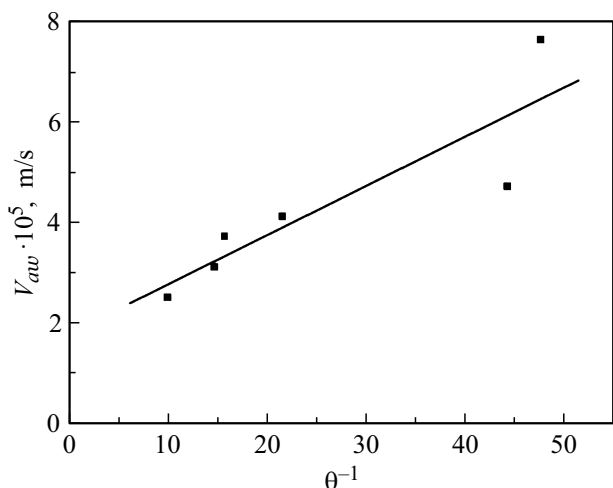
общим для всех исследованных ранее материалов, полученным при  $T = 300$  К [1].

Из рис. 1, *b* следует, что температурная зависимость  $V_{aw}$  (как и  $\lambda V_{aw}$ ) удовлетворительно аппроксимируется соотношением Аррениуса для термически активированных процессов

$$V_{aw} \sim (\lambda V_{aw}) \sim \exp\left(-\frac{H}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где  $H = H(\sigma) \approx U_0 - \gamma\sigma$  — энтальпия активации процесса,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $U_0$  — высота потенциального барьера, а  $\gamma$  — активационный объем [5]. Аппроксимация, показанная на рис. 3, *a*, приводит к  $U_0 \approx 0.06$  эВ, а  $\gamma \approx 8.5b^3$ , где  $b$  — вектор Бюргера дислокаций в ГЦК-железе. Низкие значения активационных параметров процесса означают, что автоволны локализованной пластичности могут генерироваться в деформируемых кристаллах при любом режиме деформирования, как это и наблюдается в действительности [1].

Анализируя зависимость  $\lambda V_{aw}(T)$ , показанную на рис. 1, заметим, что произведение  $\lambda V_{aw}$  в уравнении (1) имеет размерность коэффициента переноса ( $\text{m}^2/\text{s}$ ), в частности кинематической вязкости среды. Тогда соотношение (1) приобретает смысл аналога числа Рейнольдса [7], характеризующего режимы ламинарного и



**Рис. 2.** Скорость распространения автоволн локализованной пластичности при разных температурах как функция коэффициента деформационного упрочнения.

турбулентного движения жидкости и записываемого в виде

$$Re = \frac{lV}{\nu}, \tag{4}$$

где  $l$  — характерный пространственный масштаб потока,  $V$  — его скорость, а  $\nu$  — кинематическая вязкость среды. В случае пластического течения можно полагать, что  $l \equiv \lambda$ ,  $V \equiv V_{aw}$  и  $\nu \equiv \chi V_t$ . Идея о возможности реализации ламинарного и турбулентного течения при пластической деформации по аналогии с течением жидкостей была высказана еще Коттреллом [8], но без количественного обоснования. В случае пластического течения условие  $\hat{Z} \approx 1/2$  отвечает пластической деформации с линейным законом деформационного упрочнения.

Далее рассмотрим температурный ход величин  $\lambda V_{aw}$  и кинематической вязкости  $\chi V_t$ , входящих в уравнение (1). При этом будем полагать, что в основе автоволновых механизмов пластического течения, как и в основе всех механизмов пластичности вообще [9], лежит движение дислокаций. Известно, что скорость движения последних под действием приложенного напряжения контролируется вязкостью фоннного газа [6,10] (в металлах также и электронного [11]) в соответствии с соотношением  $V_{dist} = (b/B)\sigma$ , где  $B$  — константа торможения дислокаций.

Число Рейнольдса может быть записано также в форме [7]:

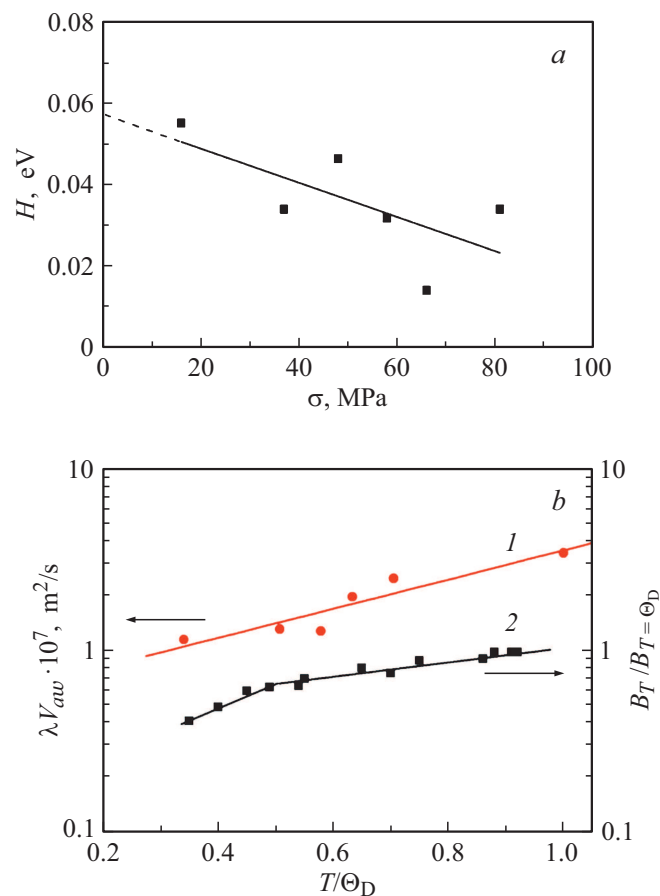
$$Re = \frac{\rho lV}{\mu}, \tag{5}$$

где  $\rho$  — плотность жидкости, а  $\mu$  — ее динамическая вязкость. При „деформационной“ интерпретации соотношения (5) можно полагать, что  $\chi V_t \sim \mu \sim B$ , и на этом основании отождествить величину  $\mu$  с вязкостью  $B$  фоннного газа, контролирующего подвижность дислокаций при их надбарьерном (квазивязком) движении [7]. Это утверждение немедленно допускает возможность

обсуждать температурную зависимость числа Рейнольдса и соответственно инварианта  $\hat{Z}$  на основе температурной зависимости  $B(T)$ , приведенной и объясненной в работе [6].

Поэтому сопоставим показанные на рис. 3, *b* экспериментально полученную зависимость  $\lambda V_{aw}(T)$  (кривая 1) и зависимость  $\frac{B_T}{B_{T=\Theta_D}}(T)$  (кривая 2). Исходные данные для построения последней зависимости взяты из работы [6]. В приведенном соотношении  $B_T$  — константа торможения дислокаций при температуре  $T$ , а  $B_{T=\Theta_D}$  — то же при  $T = \Theta_D$ . Как показывают экспериментальные и литературные данные, при падении температуры испытания от  $T/\Theta_D = 1$  до 0.3 значения зависимостей  $\lambda V_{aw}(T)$  и  $\frac{B_T}{B_{T=\Theta_D}}(T)$  также уменьшаются в одинаковой степени, т.е. приближенно выполняется соотношение  $\lambda V_{aw}/\chi V_t \approx const$ . Это постоянство можно рассматривать как указание на температурную независимость упругопластического инварианта (1).

Кроме того, определенные перспективы возникают в связи с представлением упругопластического инварианта деформации как аналога числа Рейнольдса. Такой подход может оказаться перспективным и полезным для



**Рис. 3.** Определение термоактивационных параметров развития автоволн локализованной пластичности (*a*) и сопоставление зависимостей  $\lambda V_{aw}(T)$  (1) и зависимости  $\frac{B_T}{B_{T=\Theta_D}}(T)$  (2), построенной по данным [6] (*b*).

выяснения физической природы развития локализованного пластического течения в материалах.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН (проект III.23.1.2).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Zuev L.B., Barannikova S.A. // Crystals. 2019. V. 9. P. 458–488. DOI: 10.3390/cryst9090458
- [2] Newnham R.E. Properties of materials. Oxford: University Press, 2005. 378 p.
- [3] Asaro R.J., Lubarda V.A. Mechanics of solids and materials. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 860 p. DOI: 10.1016/j.matchar.2007.01.010
- [4] Asundi A. // Handbook of optical metrology: principles and applications / Ed. T. Yoshizawa. Boca Raton: CRC Press, 2015. P. 583–603. DOI: 10.1201/9781420019513
- [5] Caillard D., Martin J.L. Thermally activated mechanisms in crystal plasticity. Oxford: Elsevier, 2003. 433 p.
- [6] Alshits V.I., Indenbom V.L. // Dislocations in crystals. V. 7 / Ed. F.R.N. Nabarro. Amsterdam: North-Holland, 1986. P. 43–111.
- [7] Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем, М.: Янус-К, 2002. 284 с.
- [8] Cottrell A.H. Dislocations and plastic flow in crystals. Oxford: Clarendon Press, 1953. 223 p. [Компелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургия, 1958. 267 с.].
- [9] Landau P., Makov G., Shneck R.Z., Venkert A. // Acta Mater. 2011. V. 59. P. 5342–5350. DOI: 10.1016/j.actamat.2011.04.064
- [10] Blaschke D., Motolla E., Preston D.L. // Phil. Mag. 2020. V. 100. P. 571–600. DOI: 10.1080/14786435.2019.1696484
- [11] Ziman J.M. Electrons and phonons. Oxford: University Press, 2001. 554 p.