

01,14

Акустопластический эффект и активационный механизм генерации дефектов в условиях квазистатического деформирования металлов

© А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 6 февраля 2024 г.

В окончательной редакции 6 февраля 2024 г.

Принята к публикации 12 февраля 2024 г.

В рамках акустопластического эффекта рассмотрены процессы упругой и пластической деформации материалов. Предложена модель, учитывающая процессы образования дефектов при деформировании материалов по активационному механизму. Рассмотрены динамические уравнения формирования дефектов с учетом изменения их активационной энергии, обусловленного взаимодействием дефектов. Показано, что в результате сравнения экспериментальных данных с полученными теоретическими результатами можно получить информацию о таких характеристиках материалов, как концентрация дефектов, их время релаксации, характер взаимодействия, напряжение внутреннего трения. Получены значения указанных параметров для алюминия и сплава меди М1.

Ключевые слова: деформация металлов, дефекты, механические напряжения, активационный объем.

DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57475.19

Анализ перестройки структуры материала под действием внешних нагрузок представляет значительный интерес, поскольку позволяет определить механизмы перехода из режима упругих деформаций в режим пластических деформаций. Экспериментально подобные зависимости получают с использованием нагружающих устройств, задающих определенную скорость деформации и регистрирующих соответствующее этой деформации значение приложенного напряжения [1,2]. Полученные таким образом результаты обычно анализируются в рамках соответствующих эмпирических зависимостей или с помощью определенных термодинамических моделей. К первому случаю относится, например, модель Джонсона–Кука, в которой напряжение на образце связывается с деформацией, ее скоростью, а также с температурой образца [3,4]. В этой модели при заданной скорости нагружения и неизменной температуре материал характеризуется пятью параметрами, а для описания экспериментов с изменением температуры дополнительно используется шестой параметр. Термодинамический подход направлен на установление связи энергии пластических деформаций (или скорости их накопления) с работой, производимой нагружающим устройством. В его рамках может рассматриваться несколько механизмов пластических деформаций материала [5].

При необходимости учета изменения температуры образца в процессе деформирования дополнительно определяется фактор Тейлора–Квинни (Taylor–Quinney), учитывающий долю энергии пластической деформации образца, ушедшей на его нагревание [6,7]. Во всех указанных случаях получаемые параметры характеризуют макроскопические свойства материала. Однако для

конкретизации физических процессов, ответственных за изменение механических свойств материалов на различных стадиях деформации требуется более детализированное описание микромеханизмов развития дефектной структуры материала при пластическом течении. Для анализа эволюции микроструктуры образца при нагружении желательно иметь теоретическую модель, позволяющую проследить изменения физических процессов в нем при переходе материала из области упругих деформаций к пластическому течению.

В связи с этим основной целью настоящей работы является разработка простой физической модели трансформации механических свойств материала при переходе из области упругих деформаций в область пластических деформаций. В настоящее время рассмотрение упругих и пластических деформаций материалов при деформировании в квазистатическом режиме обычно производится в рамках акустопластического эффекта [8–11]. При таком подходе описание динамики поведения напряжения на образце при его нестационарном деформировании с постоянной скоростью основывается на уравнении [12]:

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_p, \quad (1)$$

где E — модуль Юнга материала, $\dot{\epsilon}$ — скорость изменения полной деформации объекта, задаваемая внешним источником, $\dot{\epsilon}_p$ — скорости изменения пластической деформации материала.

Для определения скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}_p$ обычно считают, что генерация дефектов в материале происходит по активационному закону Аррениуса, и ее

можно найти из соотношения

$$\dot{\varepsilon}_p = \dot{\varepsilon}_p^{(0)} \exp\left(-\frac{U - \Omega(\sigma - \sigma_f - \sigma_p(\varepsilon))}{k_b T}\right), \quad (2)$$

где U — активационная энергия метастабильных дефектов, σ_f — напряжение, обусловленное наличием внутреннего трения для дефектов, $\sigma_p(\varepsilon)$ — напряжение в образце, связанное с генерацией в нем дефектов, предэкспоненциальный фактор $\dot{\varepsilon}_p^{(0)}$ описывает скорость генерации дефектов и обычно предполагается постоянным, Ω — активационный объем дефекта, k_b — постоянная Больцмана, T — температура образца.

Решение уравнения (1) относительно напряжения при скорости изменения пластической деформации, определяемой соотношением (2) и началом действия деформирующего устройства в момент времени $t = 0$ можно представить в виде

$$\sigma(t) = E\dot{\varepsilon}_0 t - \frac{k_b T}{\Omega} \times \ln \left[1 + \frac{\Omega E}{k_b T} \dot{\varepsilon}_U \int_0^t dt' \exp\left(\frac{\Omega(E\dot{\varepsilon}_0 t' - \sigma_f - \sigma_p(\varepsilon))}{k_b T}\right) \right], \quad (3)$$

где $\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon}_p^{(0)} \exp(-U_0/k_b T)$.

В соответствии с выражением (3) для определения зависимости σ от времени (или деформации) необходимо знать зависимость $\sigma_p(\varepsilon)$. При использовании акустопластического эффекта она часто задается эмпирически. В частности, в работе [12] предполагалось, что $\sigma_p(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$.

В данной работе предлагается не использовать для $\sigma_p(\varepsilon)$ эмпирические соотношения, а определить вид этой зависимости в рамках активационной модели. Для этого воспользуемся соотношением, связывающим напряжение на образце с концентрацией присутствующих в нем дефектов. В простейшем случае одномерной деформации эта связь определяется соотношением [13,14]:

$$\sigma = E\varepsilon_e + \Omega E n, \quad (4)$$

где ε_e — упругая деформация образца, n — концентрация дефектов в его материале.

При небольшой концентрации дефектов и отсутствии диффузионных процессов нами было показано, что ее изменение достаточно хорошо описывается уравнением [15–19]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1 - N}{\tau}, \quad (5)$$

где $N = n/n_r$, n_r — некоторое равновесное значение концентрации дефектов в материале, $\tau = \tau_0 \exp(U_0/k_b T)$, τ_0 — время, обратное дебаевской частоте ($\tau_0 \sim 0.1$ ps).

Использование уравнения (5) предполагает неизменность активационной энергии дефектов. Нами была показана полезность его использования для объяснения особенностей колебания тонких алюминиевых мембран [15], при анализе характера поведения лазерных

ультразвуковых сигналов в напряженных керамиках и металлах [16,17], эффектов „быстрой“ и „медленной“ динамики при рассмотрении релаксационных процессов в пластически деформированных алюминиевых стержнях [18,19].

В общем случае активационная энергия зависит от концентрации дефектов. В первом приближении по концентрации дефектов эта зависимость может быть представлена равенством [20,21]:

$$U = U_0 + U_1 \frac{n}{n_r}. \quad (6)$$

В работах [20,21] показано, что при больших концентрациях дефектов, когда становится существенным их взаимодействие друг с другом, вместо (5) следует использовать уравнение вида

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1 - N}{\tau} \exp(-\alpha N), \quad (7)$$

где $\alpha = U_1/k_b T$.

Уравнение (7) не имеет аналитического решения. Но в соответствии с [20,21] оно достаточно хорошо аппроксимируется функцией

$$N = 1 - \exp[-(t/\tau)^\beta]. \quad (8)$$

Уравнение (8) описывает неэкспоненциальный закон накопления дефектов. Коэффициент $\beta \geq 0$. Случай $\beta = 1$ соответствует малой концентрации дефектов. Обычно значение β лежит в диапазоне от 0 до 1, но при определенных условиях возможны и значения $\beta \geq 1$ [21]. В рамках предлагаемой нами модели он будет считаться постоянной величиной, определяемой из сравнения теоретических результатов и экспериментальных данных.

В выражении (4) второе слагаемое связано с генерацией в материале пластических деформаций. С учетом соотношений (4) и (8) зависимость напряжения пластического течения от времени получим в виде

$$\sigma_p(t) = \Omega E n = \Omega E n_r [1 - \exp(-(t/\tau)^\beta)]. \quad (9)$$

После подстановки выражения (9) в соотношение (3) и перехода от интегрирования по времени к интегрированию по деформации зависимость напряжения $\sigma(\varepsilon)$ получим в виде

$$\sigma(\varepsilon) = E\varepsilon - \frac{k_b T}{\Omega} \ln \left[1 + \frac{\Omega E}{k_b T} \frac{\dot{\varepsilon}_T}{\dot{\varepsilon}_0} \times \int_0^\varepsilon d\varepsilon' \exp\left(\frac{\Omega(E\varepsilon' - \sigma_f - \Omega E n_r \Phi(\varepsilon'))}{k_b T}\right) \right], \quad (10)$$

где функция $\Phi(\varepsilon)$ имеет вид

$$\Phi(\varepsilon) = 1 - \exp(-(\varepsilon/\dot{\varepsilon}_0 \tau)^\beta). \quad (11)$$

Выражение (10) позволяет проследить зависимость $\sigma(\varepsilon)$, как в упругой, так и в пластической области.

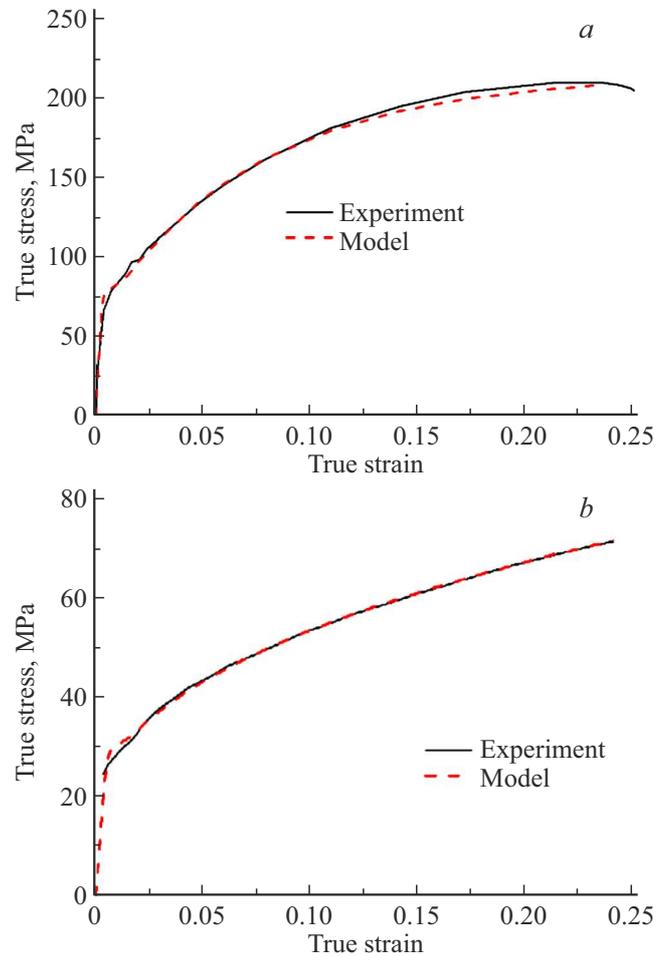
Параметры аппроксимации экспериментальных кривых напряжение–деформация

Материал	$\Omega \cdot 10^{28} \text{ (m}^3\text{)}$	$n_r \cdot 10^{-25} \text{ (m}^{-3}\text{)}$	β	$\tau \text{ (s)}$	$\sigma_f \text{ (MPa)}$	$\delta \text{ (MPa)}$
Медь М1	0.55 ± 0.14	2 ± 1	1.0 ± 0.15	0.08 ± 0.005	167 ± 8	2.5
Алюминий	1.65 ± 0.25	2.1 ± 0.6	0.46 ± 0.02	4200 ± 2500	82 ± 1	3.7

Аналогичное выражение, полученное в работе [12] и использованное для компьютерного моделирования зависимости $\sigma(\varepsilon)$ соответствует частному случаю выражения (10) при $\varepsilon < \varepsilon_0\tau$ и $\beta = 1/2$.

Эксперименты показывают [22], что при невысоких скоростях деформации σ слабо зависит от $\dot{\varepsilon}_0$. В соответствии с выражением (10) такая ситуация реализуется при условии $\dot{\varepsilon}_U \approx \dot{\varepsilon}_0$. В выражении (10) присутствуют пять неизвестных (или труднодоступных) параметров Ω , σ_f , n_r , β , τ . Если $\dot{\varepsilon}_U$ неизвестно, то параметров все равно пять, так как в этом случае неизвестен множитель $\dot{\varepsilon}_U \exp(-\Omega\sigma_f/k_bT)$. При высоких скоростях деформирования температура образца в процессе деформирования может изменяться. В подобных условиях ее определение представляет отдельную задачу. При низких скоростях деформирования ее изменение обычно незначительно. В рамках настоящей работы рассмотрение ограничивается этим случаем и в дальнейшем температура образца считается заданной. Следует отметить, что при описании зависимости σ от ε в рамках термодинамического подхода также присутствуют пять неизвестных параметров [3,4], но в случае подхода в рамках акустопластического эффекта эти параметры имеют более прозрачный физический смысл.

В работе [12] с помощью компьютерного моделирования было показано, что рассмотренная в ней модель акустопластического эффекта позволяет качественно описать зависимость σ от ε при переходе из области упругих деформаций в область пластического течения. Вместе с тем в ней не был проанализирован вопрос о возможности ее применения для объяснения экспериментальных результатов для конкретных материалов. В связи с этим в данной работе с использованием компьютерного моделирования выполнено сравнение теоретических результатов, получаемых с помощью обобщенной модели акустопластического эффекта и имеющихся экспериментальных данных для некоторых материалов. Выбор указанных экспериментальных данных обусловлен относительно невысокой скоростью нагружения образцов, при которой изменение их температуры не играло существенной роли. В качестве примера описания экспериментальных зависимостей истинного напряжения от истинной деформации с помощью соотношения (10) рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные стандартных тестов на растяжение для двух металлов: алюминия и меди, опубликованных соответственно в работах [23,24]. На рисунке представлены экспериментальные данные и соответствующие теоретические кривые, полученные



Зависимость напряжение–деформация для *a* — медного сплава М1 (экспериментальные данные [24]) и *b* — чистого алюминия (экспериментальные данные [23]). Скорость деформации 10^{-3} s^{-1} .

с помощью соотношения (10). Значения параметров, обеспечивающих наилучшее совпадение, приведены в таблице. Там же приведено среднеквадратичное отклонение δ , полученное при аппроксимации зависимости σ от ε . Как видно из рисунка, соотношение (10) достаточно хорошо описывает одновременно упругий и пластический участки кривых.

В соответствии с таблицей активационные объемы дефектов для обоих металлов имеют положительные значения. Положительность активационных объемов дефектов означает, что в исследованных металлах при растяжении в основном генерировались дефекты „вакансионного“ типа. Полученные значения активационного

объема дефекта для всех случаев порядка 10^{-28} м^3 , а равновесное значение концентрации дефектов порядка $10^{25} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Отметим, что эти концентрации и значения объемов примерно соответствуют значениям, полученным нами в работах [15–19]. Что касается времени релаксации для алюминия, то оно хорошо соотносится с временем релаксации пластически деформированных стержней из сплава алюминия Д16 наблюдавшемся при отсутствии внешних воздействий [25]. При этом значение для алюминия $\beta \sim 0.46$ показывает, что взаимодействие дефектов при деформировании и изменение их активационной энергии оказывается существенным. Заметим, что такое значение β близко к использованному в работе [12]. Для меди М1 времена релаксации имеют существенно меньшее значение и, к сожалению, для него отсутствуют какие-либо данные в литературе. Для меди М1 значение $\beta \sim 1$ и взаимодействие дефектов при деформировании не играло существенной роли и величина активационной энергии при образовании дефектов оставалась неизменной. Полученное значение напряжения трения σ_f и для алюминия и для меди приблизительно равно $10^{-3}E$. Подобные значения σ_f также примерно соответствуют оценкам использованным в работе [12].

Таким образом, полученные результаты показывают, что модифицированная модель акустопластического эффекта может быть использована для интерпретации результатов деформирования материалов при постоянной температуре. При этом может быть получена информация о таких характеристиках дефектов, как их концентрация и активационный объем, время релаксации, напряжение внутреннего трения, степень взаимодействия дефектов друг с другом.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.E. Field, T.M. Walley, W.G. Proud, H.T. Goldrein, C.R. Siviour. *Int. J. Impact Eng.* **30**, 7, 725 (2004).
- [2] T. Bhujangrao, C. Froustey, E. Iriondo, F. Veiga, P. Darnis, F.G. Mata. *Metals* **10**, 7, 894 (2020).
- [3] G.R. Johnson, W.H. Cook. *A Constitutive Model and Data for Metal Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures, Proceedings of the Seventh Symposium on Ballistics. The Hague, The Netherlands (1983)*. P. 541–547.
- [4] Z. Huang, L. Gao, Y. Wang, F. Wang. *J. Mater. Eng. Perform.* **25**, 4099 (2016).
- [5] W. Oliferuk, B. Ranieck. *Eur. J. Mech. A* **71**, 326 (2018).
- [6] A. Zubelewicz. *Sci. Rep.* **9**, 1 (2019).
- [7] G.G. Goviazin, A. Shirizly, D. Rittel. *Exp. Mech.* **63**, 115 (2023).
- [8] O. Izumi, K. Oyama, Y. Suzuki. *Trans. Jpn. Inst. Metals* **7**, 3, 158 (1966).
- [9] G.S. Baker, S.H. Carpenter. *J. Appl. Phys.* **38**, 4, 1586 (1967).
- [10] H.O. Kirchner, W.K. Kromp, F.B. Prinz, P. Trimmel. *Mater. Sci. Eng.* **68**, 2, 197 (1985).
- [11] A.V. Kozlov, S.I. Selitsen. *Mater. Sci. Eng. A* **131**, 17 (1991).
- [12] А.Г. Малыгин. *ФТТ* **42**, 1, 69 (2000).
- [13] А.М. Косевич. *Физическая механика реальных кристаллов. Наук. думка, Киев (1981)*. 328 с.
- [14] Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин. *УФН* **166**, 1, 3 (1996).
- [15] A.L. Glazov, K.L. Muratikov. *J. Appl. Phys.* **128**, 095106 (2020).
- [16] A.L. Glazov, K.L. Muratikov. *J. Appl. Phys.* **131**, 245104 (2022).
- [17] A.L. Glazov, K.L. Muratikov. *Phys. Rev. B* **105**, 214104 (2022).
- [18] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков. *Письма ЖТФ* **48**, 21, 27 (2022).
- [19] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков. *Письма ЖТФ* **9**, 18, 12 (2023).
- [20] K. Trachenko. *Phys. Rev. B* **75**, 212201 (2007).
- [21] K. Trachenko. *A. Zaccane. J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 315101 (2021).
- [22] Б.А. Зимин, В.Е. Свентицкая, И.В. Смирнов, Ю.В. Судьенков. *ФТТ* **60**, 4, 754 (2018).
- [23] N.Q. Chinh, J. Illy, Z. Horita, T.G. Langdon. *Mater. Sci. Eng. A* **410–411**, 234 (2005).
- [24] Yu.V. Sudienkov, I.V. Smirnov, B.A. Zimin. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2231**, 012009 (2022).
- [25] А.И. Коробов, Н.И. Одина, Д.М. Мехедов. *Акуст. журн.* **59**, 4, 438 (2013).

Редактор Т.Н. Василевская