05.1;06.5;10

Влияние эффекта медленной динамики на упругие релаксационные свойства поликристаллических металлических стержней

© А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 13 июня 2023 г.
В окончательной редакции 13 июля 2023 г.
Принято к публикации 14 июля 2023 г.

Предложена теоретическая модель формирования упругих деформаций в металлических микрокристаллических стержнях с учетом метастабильного поведения их дефектных состояний в режиме свободной релаксации. Выполнен анализ влияния метастабильных состояний дефектной структуры образцов на характер изменения их резонансных акустических частот. Объяснены увеличение модуля Юнга и динамика изменения резонансных колебаний стержней из алюминиевого сплава Д16Т в условиях свободной релаксации. На основании полученных результатов оценена концентрация метастабильных дефектов.

Ключевые слова: нелинейная акустика, нелинейная упругость, дефектная структура, механические напряжения, эффекты быстрой и медленной динамики.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.18.56170.19651

В настоящее время серьезное внимание уделяется изучению нестационарных деформационных процессов в материалах со сложной реологической структурой. К таким материалам относятся металлы и их сплавы с микрокристаллической структурой, горные породы, керамики. Присутствие мезомасштабных неоднородностей структуры в таких материалах приводит к существенному влиянию на их упругие свойства [1,2]. В результате в подобных материалах наблюдаются акустические и упругие эффекты, которые не могут быть объяснены в рамках обычной теории упругости. Для их описания необходимо учитывать присутствие в них релаксационных процессов различной природы [3–5]. Нами было показано, что их учет позволяет корректно объяснить экспериментальные данные, полученные при возбуждении акустических колебаний в алюминиевых мембранах, нестационарным лазерным излучением [6,7]. Такой подход также позволил объяснить особенности поведения лазерных ультразвуковых сигналов в напряженных образцах из сплава Д16Т [8,9] и эффекты быстрой динамики при колебаниях предварительно пластически деформированных стержней из этого сплава [10].

В работе [11] при ультразвуковых экспериментах с пластически деформированными алюминиевыми стержнями из сплава Д16Т обнаружены эффекты быстрой и медленной динамики. Эффекты быстрой динамики наблюдались в ходе изменения резонансной частоты стержней при подаче на один из концов акустических вибраций заданной амплитуды и частоты (см. рисунок), а эффекты медленной динамики — после их окончания в определенный момент и перехода стержней в режим свободной релаксации. В режиме быстрой динамики наблюдалось уменьшение их резонансной частоты с выходом на определенное стационарное значение, зависящее от амплитуды подаваемых вибраций. В режиме медленной динамики в [11] регистрировалось некоторое увеличение резонансной частоты стержней. Эффекты быстрой динамики в стержнях Д16Т наблюдались в диапазоне акустических частот 9–10 kHz, в то время как эффекты медленной динамики происходили в существенно более низкочастотном диапазоне и характеризовались временем релаксации 534 s [11]. В работе [10] нами теоретически был проанализирован только случай быстрой динамики, поэтому представляется целесообразным в рамках предложенной модели проанализировать и случай медленной динамики.

В [10] для объяснения эффектов быстрой динамики нами был использован подход, основанный на теории акустопластического эффекта в твердых телах [12–14]. В теории акустопластического эффекта для описания динамики изменения напряжений в образце во времени обычно используется уравнение

$$\frac{1}{E}\frac{\partial\sigma}{\partial t} = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_p, \tag{1}$$

где E — модуль Юнга материала, $\dot{\varepsilon}$ — скорость изменения деформации объекта, обычно задаваемая некоторым внешним воздействием, $\dot{\varepsilon}_p$ — скорость изменения пластической деформации материала. При этом $\dot{\varepsilon}_p$ определяется соотношением

$$\dot{\varepsilon}_p = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U - \Omega(\sigma - \sigma_p)}{k_b T} - \frac{t}{\tau}\right),$$

где U — активационная энергия метастабильных дефектов, τ — время свободной релаксации напряжений, σ_p — внутреннее напряжение в образце, обусловленное присутствием в нем дефектов, $\dot{\varepsilon}_0$ — предэкспоненциальный фактор, Ω — активационный объем дефекта, k_b — постоянная Больцмана, T — температура образца.

Относительно уравнения (1) следует заметить, что обычно параметр $\dot{\varepsilon}_0$ предполагается постоянным. Вместе с тем он может зависеть от характера внешнего воздействия на образец. Так, в условиях экспериментов быстрой динамики в [11] изначально пластически деформированные образцы подвергались достаточно сильному вибрационному воздействию, способствовавшему постепенному снижению концентрации дефектов с их последующей релаксацией к некоторому новому квазиравновесному состоянию с соответствующим снижением напряжения в образцах. Поэтому в таких экспериментах скорость изменения деформации $\dot{\varepsilon}_0 > 0$. В экспериментах с медленной релаксацией вибрационное воздействие на образцы осуществлялось в течение определенного времени, после чего оно прекращалось и исследовались резонансные свойства образцов в режиме свободной релаксации. В этом случае в образцах после окончания вибрационного воздействия происходило определенное восстановление дефектной структуры и $\dot{\varepsilon}_0 < 0$.

В режиме свободной релаксации в стержнях отсутствуют деформации, обусловленные внешним воздействием. Однако из-за релаксации дефектной подсистемы и напряжений в них может присутствовать некоторая деформация, поэтому будем считать, что в уравнении (1) $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_r(t)$. Тогда, если считать, что вибрационное воздействие на стержень кончилось в момент $t = 0$ и он перешел в режим свободной релаксации, то напряжение в нем в соответствии с равенством (1) можно представить в виде

$$\sigma(t) = E\big(\varepsilon_r(t) - \varepsilon_r(0)\big) + \sigma_p^{(0)} + \Delta\sigma_p(t), \qquad (2)$$

где

$$\Delta\sigma_p(t) = -\frac{k_bT}{\Omega}\ln\Bigg[1 - \frac{\Omega E}{k_bT}\dot{\varepsilon}' \times \int\limits_0^t \exp\Bigg(-\frac{t'}{\tau} - \frac{\Omega\big(\sigma_p(t') - \sigma_p(0)\big)}{k_bT} - \frac{\Omega E\big(\varepsilon_r(t') - \varepsilon_r(0)\big)}{k_bT}\Bigg)dt'\Bigg],$$

$$\dot{\varepsilon}' = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U}{k_bT}\right).$$

В работе [15] показано, что наряду с упругими деформациями присутствие дефектов в образце влияет на величину действующих в нем напряжений. В простейшем случае одномерной деформации эта связь определяется соотношением

$$\sigma = E\varepsilon_e + \Omega E n, \qquad (3)$$

где ε_e — упругая деформация, n — концентрация дефектов в образце.

С учетом изменения концентрации дефектов соотношение (3) в одномерной модели для продольных колебаний стержня приводит к уравнению движения

$$\rho\frac{\partial^2\varepsilon_e}{\partial t^2} = E\frac{\partial^2\varepsilon_e}{\partial x^2} + E\Omega\frac{\partial^2\Delta n}{\partial x^2}, \qquad (4)$$

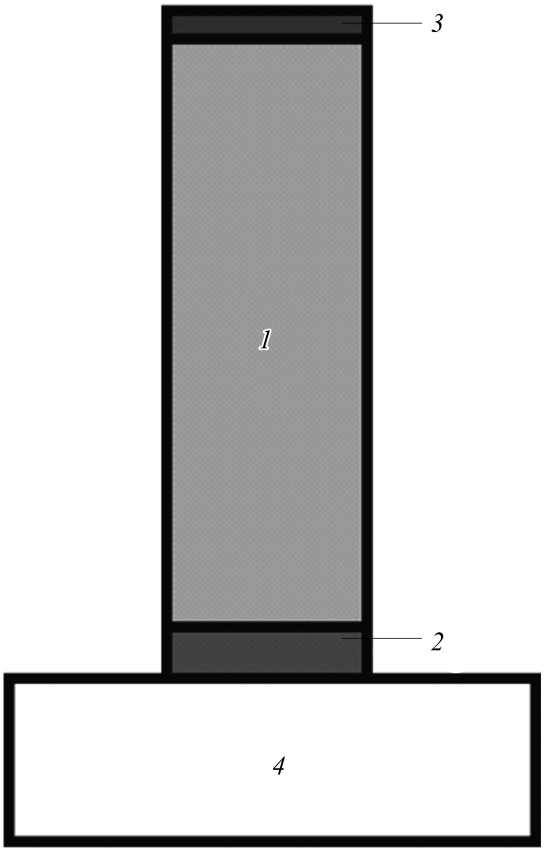

Схема возбуждения и регистрации упругих колебаний стержня [7]. *1* — образец, *2* —- возбуждающий пьезокерамический преобразователь, *3* — пьезокерамический датчик регистрации колебаний, *4* — массивное основание.

где ρ — плотность материала стержня, Δn — изменение концентрации дефектов при возбуждении упругих колебаний, x — координата вдоль оси.

В общем случае уравнение (4) является нелинейным из-за возможной зависимости концентрации дефектов от напряжений. Для дальнейшего преобразования уравнения (4) необходимо знать зависимость концентрации Δn от напряжений. Если считать, что диффузия дефектов не играет заметной роли при комнатной температуре, то концентрацию дефектов, участвующих в процессе, можно определить исходя из уравнения

$$\frac{\partial\Delta n}{\partial t} + \frac{\Delta n}{\tau} = J, \qquad (5)$$

где J — объемный источник дефектов в образце, определяемый законом Аррениуса

$$J = \frac{N}{\tau}\Bigg[\exp\Bigg(-\frac{U - \Omega(\sigma_p^{(0)} + \Delta\sigma_p + \sigma_e)}{k_bT}\Bigg) - \exp\Bigg(-\frac{U - \Omega(\sigma_p^{(0)} + \sigma_e)}{k_bT}\Bigg)\Bigg],$$

N — величина порядка концентрации атомов в материале образца, $\sigma_p^{(0)}$ — внутреннее напряжение в образце в момент начала свободной релаксации, $\Delta\sigma_p(t)$ — изменение напряжения в образце в процессе релаксации дефектов.

По аналогии с работами [6–10] будем считать, что изменение концентрации дефектов в образце в режиме свободной релаксации происходит квазиравновесным образом. Тогда изменение концентрации дефектных центров, принимающих участие в процессе релаксации стержня, можно оценить с помощью соотношения

$$\Delta n \cong N\left[\exp\left(-\frac{U-\Omega(\sigma_p^{(0)}+\Delta\sigma_p+\sigma_e)}{k_bT}\right)\right.$$
$$\left.-\exp\left(-\frac{U-\Omega(\sigma_p^{(0)}+\sigma_e)}{k_bT}\right)\right]. \quad (6)$$

Активационный объем дефекта обычно соизмерим с объемом кристаллической решетки материала [16]. Поэтому будем считать его для алюминиевого сплава порядка $10^{-28}\,\mathrm{m}^3$. Тогда при напряжениях порядка 10 MPa и деформациях меньше 10^{-3} последние две экспоненты под знаком интеграла в выражении (2) близки к единице, и их можно не учитывать. При выполнении указанных условий также можно считать, что $\Omega E\dot{\varepsilon}'\tau < k_bT$. Тогда с помощью соотношения (2) закон релаксации для напряжения $\Delta\sigma_p(t)$ получим в виде

$$\Delta\sigma_p(t) \cong E\dot{\varepsilon}'\tau\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (7)$$

а для концентрации возбужденных дефектов получим соотношение

$$\Delta n \cong N'\frac{\Omega E}{k_bT}\dot{\varepsilon}'\tau\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]\exp\left(\frac{\Omega\sigma_e}{k_bT}\right), \quad (8)$$

где $N' = N\exp\left(-(U-\Omega\sigma_p^{(0)})/k_bT\right)$.

В работе [11] исследовался характер изменения резонансной частоты стержня при зондировании слабым акустическим сигналом. Если считать в соотношении (8) $\Omega\sigma_e \leqslant k_bT$, то уравнение движения (4) можно преобразовать к виду

$$\rho\frac{\partial^2\varepsilon_e}{\partial t^2} = E_{eff}(t)\frac{\partial^2\varepsilon_e}{\partial x^2}, \quad (9)$$

где

$$E_{eff}(t) \cong E\left[1+\Omega N'\dot{\varepsilon}'\tau\left(\frac{\Omega E}{k_bT}\right)^2\left(1-\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)\right].$$

В работе [11] возбуждение образцов осуществлялось в режиме четвертьволнового упругого резонатора. Его первая резонансная частота определяется равенством $f_0 = \sqrt{E/\rho}/(4L)$, где ρ — плотность, а L — длина образца. Если считать, что в процессе экспериментов плотность и длина образцов не изменялись, то влияние эффектов быстрой динамики на резонансную частоту колебаний образцов можно оценить с помощью этого равенства при $E = E_{eff}(t)$. В соответствии с результатами [11] относительное изменение модуля упругости стержня из-за присутствия в нем дефектов имеет малое значение. Поэтому характер изменения его резонансной частоты в процессе свободной релаксации происходит по закону

$$f_0(t) \cong \frac{1}{4L}\sqrt{\frac{E}{\rho}}\left[1+\frac{\Omega N'\dot{\varepsilon}'\tau}{2}\left(\frac{\Omega E}{k_bT}\right)^2\left(1-\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)\right]. \quad (10)$$

Таким образом, в режиме свободной релаксации деформированного стержня после окончания воздействия нагрузки происходит определенное увеличение резонансной частоты из-за частичного восстановления дефектной подсистемы. Если ее представить в виде, использованном в работе [11]:

$$f_0(t) = f_0(t\to\infty) - C\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (11)$$

то в соответствии с (10) коэффициент

$$C = \frac{1}{8L}\sqrt{\frac{E}{\rho}}\Omega N'\dot{\varepsilon}'\tau\left(\frac{\Omega E}{k_bT}\right)^2.$$

Полученный теоретический результат подтверждает вывод работы [11] о характере изменения со временем резонансной частоты стержней из сплава алюминия с остаточными деформациями в режиме свободной релаксации. Для стержня из сплава алюминия Д16Т в [11] было показано, что наилучшее согласие с экспериментальными данными при использовании выражения (11) достигается при значении $C = 96.4\,\mathrm{Hz}$. Знание значения C позволяет оценить концентрацию дефектов, принимавших участие в релаксационном процессе.

Для сплава алюминия Д16Т $\rho = 2700\,\mathrm{kg/m^3}$, $E = 71\,\mathrm{GPa}$. Длина стержней, исследованных в [11], составляла 0.14 m. При активационном объеме дефекта, соизмеримом с объемом кристаллической решетки материала, будем считать $\Omega \approx 10^{-28}\,\mathrm{m}^3$, а $\dot{\varepsilon}'\tau \approx 10^{-5}$. Тогда при известном значении коэффициента C можно оценить концентрацию дефектов, принимавших участие в релаксационном процессе. В соответствии с приведенными данными для N' получим $N' \cong 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$. Данная оценка примерно совпадает с концентрацией дефектов в напряженных образцах из сплава Д16, полученной нами в экспериментах по лазерной генерации ультразвука [8–10].

Предложенная теоретическая модель позволяет объяснить эффекты медленной динамики в металлических стержнях с дефектами. Она связывает динамику изменения модуля Юнга материала во времени с такими характеристиками его дефектной подсистемы, как концентрация дефектов, их время релаксации и активационный объем.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.Y. Yoritomo, R.L. Weaver, Phys. Rev. E, **102**, 012901 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.102.012901
[2] J. Kober, A. Kruisova, M. Scalerandi, Appl. Sci., **11**, 8631 (2021). DOI: 10.3390/app11188631
[3] P. Johnson, A. Sutin, J. Acoust. Soc. Am., **117**, 124 (2005). DOI: 10.1121/1.1823351
[4] C.K.C. Lieou, E.G. Daub, R.A. Guyer, P.A. Johnson, J. Geophys. Res. Solid Earth, **122**, 6998 (2017). DOI: 10.1002/2017JB014498
[5] J.Y. Yoritomo, R.L. Weaver, Phys. Rev. E, **101**, 012901 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.101.012901
[6] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, Письма в ЖТФ, **46** (10), 18 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.10.49425.18247 [A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Tech. Phys. Lett., **46** (5), 477 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020050223].
[7] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, J. Appl. Phys., **128**, 095106 (2020). DOI: 10.1063/5.0013308
[8] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Phys. Rev. B, **105**, 214104 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevB.105.214104
[9] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, J. Appl. Phys., **131**, 245104 (2022). DOI: 10.1063/5.0088327
[10] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, Письма в ЖТФ, **48** (21), 27 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.21.53709.19329 [A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Tech. Phys. Lett., **48** (11), 23 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.11.54883.19329].
[11] А.И. Коробов, Н.И. Одина, Д.М. Мехедов, Акуст. журн., **59** (4), 438 (2013). DOI: 10.7868/S0320791913040096 [A.I. Korobov, N.I. Odina, D.M. Mekhedov, Acoust. Phys., **59** (4), 387 (2013). DOI: 10.1134/S106377101304009X].
[12] A.V. Kozlov, S.I. Selitsen, Mater. Sci. Eng. A, **102**, 143 (1988). DOI: 10.1016/0025-5416(88)90568-X
[13] Г.А. Малыгин, ФТТ, **42** (1), 69 (2000). [G.A. Malygin, Phys. Solid State, **42** (1), 72 (2000). DOI: 10.1134/1.1131170].
[14] A.V. Kozlov, S.I. Selitsen, Mater. Sci. Eng. A, **131**, 17 (1991). DOI: 10.1016/0921-5093(91)90340-S
[15] А.М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов* (Наук. думка, Киев, 1981).
[16] Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин, УФН, **166** (1), 3 (1996). DOI: 10.3367/UFNr.0166.199601a.0003 [F.Kh. Mirzoev, V.Ya. Panchenko, L.A. Shelepin, Phys. Usp., **39** (1), 1 (1996). DOI: 10.1070/PU1996v039n01ABEH000125].