

01,07

О влиянии электрического потенциала на пластическую деформацию проводников

© Ю.А. Хон, П.П. Каминский, Л.Б. Зуев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
Томск, Россия

E-mail: khon@ispms.tsc.ru

(Поступила в Редакцию 20 ноября 2012 г.)

Исследовано влияние электрического потенциала на скорость ползучести металлических проводников. Выявлены факторы, приводящие к изменению скорости ползучести. Показано, что электрическое поле, локализованное в двойном слое на поверхности заряженного проводника, приводит к понижению потенциального барьера, разделяющего упруго и неупруго деформированные состояния.

Работа выполнена по проекту Ш.23.1.2 Программы фундаментальных исследований СО РАН.

1. Введение

Известно, что от состояния поверхности зависит ход многих практически важных процессов, таких как начало перехода к пластической деформации, зарождение и накопление микротрещин при различных условиях деформации и др. В металлических системах состояние поверхности легко менять за счет изменения величины и знака электрического потенциала. Установлено, что в области упругой деформации электрический потенциал меняет поверхностное натяжение [1]. В работах [2–5] показано, что электрический потенциал, создаваемый стабилизированным источником тока, увеличивает скорость ползучести алюминия. При возрастании потенциала до 1 V скорость ползучести увеличивается на 70%. Свыше 1 V скорость ползучести остается такой же. Знак заряда на поверхности никакой роли не играет. Микротвердость в электрическом поле возрастает примерно на 10% [6]. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что наблюдаемые эффекты проявляются при значениях электрического потенциала всего ~ 1 V, а дальнейший рост этой величины уже не меняет существенно механические характеристики металлов. В то же время эффект достаточно устойчив, отчетливо проявляется для многих металлов и сплавов и может быть выделен на фоне других эффектов, сопровождающих пластическое течение [5,6].

В области упругой деформации задача о связи поверхностного натяжения и электрического потенциала решена в [1]. Физическая природа влияния постоянного электрического потенциала на скорость ползучести во многом остается невыясненной. Характерные времена насыщения эффекта порядка 10 min указывают на диффузионный характер изменений внутренней структуры. В то же время локализация электрического поля на поверхности исключает его непосредственное влияние на дислокации. Возникает вопрос о механизме и описании влияния постоянного электрического поля на изменения

внутренней структуры при пластической деформации образца. Решению данной задачи и посвящена настоящая работа. При этом основное внимание уделено качественной картине явления.

2. Модель деформируемой среды в электрическом поле

Рассмотрим образец, деформируемый в условиях ползучести одноосным растяжением вдоль оси x при температуре T . Образец соединен с источником тока с постоянным потенциалом φ . Энергия электрического поля, связанная с заряженным проводником, $W = C\varphi^2/2$, где C — электрическая емкость проводника. Для выяснения качественной картины явления проведем некоторые простые оценки. Для оценки величины W используем формулу для емкости цилиндрического конденсатора. В системе СИ $C = \epsilon_0 S / [r_0 \ln R/r_0]$, где r_0 — радиус внутренней обкладки, равный среднему радиусу проводника, R — радиус внешней обкладки, роль которой играет окружающая образец среда, $\epsilon_0 \approx 10^{-11}$ F/m — диэлектрическая проницаемость вакуума, S — площадь поверхности образца. Для оценок примем $r_0 \approx 1$ cm, $R \approx 10$ cm, $S \approx 10$ cm². Тогда при $\ln R/r_0 \approx 1$ получаем $W \approx 10^{-12}$ J. Считая, что на 1 cm² приходится $N \approx 10^{15}$ атомов, получаем, что в расчете на один атом поверхности полная энергия заряженного проводника возрастает на величину $W_1 \approx 10^{-9}$ eV/atom. Для сравнения на пределе упругой деформации $e \approx 10^{-3}$ упругая энергия E_e составляет величину порядка $E_e \approx 10^{-6}$ eV/atom. Поскольку $W_1 \ll E_e$, а в реальности наблюдаемого явления сомнений не возникает, закономерно поставить вопрос о действительном механизме влияния электрического заряда. Здесь следует обратить внимание на следующее обстоятельство. Все эксперименты с заряженными проводниками проводятся в воздушной атмосфере, в которой всегда присутствуют пары воды. Молекулы воды адсорбируются на поверхности проводника, образуя

двойной слой толщиной $d \approx 10^{-6}$ см. Электрическое поле локализуется внутри двойного слоя. Тогда емкость такого проводника становится равной $C = \epsilon_0 S/d$, а $W_1 \approx 10^{-3}$ eV/atom. При этом $W_1 \gg E_e$. В условиях, когда электрический заряд приводит к кардинальному изменению граничных условий, инициируются дополнительные механизмы изменения внутренней структуры, которые приводят к релаксации среды к новому состоянию равновесия. Другими словами, электрическое поле является дестабилизирующим фактором, а изменения внутренней структуры (пластическая деформация) стабилизируют систему. Одним из таких механизмов деформации может быть поверхностная диффузия атомов. Заметим, что, характерные времена процессов свидетельствуют в пользу такого механизма. Вопрос о насыщении эффекта при потенциале свыше 1 V находит простое объяснение. Дело в том, что в двойном слое напряженность электрического поля $E = \varphi/d \approx 10^8$ V/m чрезвычайно высока. Наличие тока утечки ограничивает эффект.

Из приведенных оценок следует, что устранение двойного слоя на поверхности образца должно привести к тому, что наличие заряда на поверхности не будет оказывать существенного влияния на механические свойства материала. По сути дела этот вывод является критерием правильности модели явления.

Для перехода к количественному описанию явления обратим внимание на следующее обстоятельство. В заряженном металлическом проводнике электрическое поле локализовано на его поверхности. Поэтому использование подходов, в которых в качестве переменных, описывающих состояние системы, используются плотности дефектов, встречает определенные трудности. В этой ситуации предпочтительным представляется метод фазового поля (см. работу [7] и ссылки в ней), в котором протекающие в системе структурные изменения описываются параметрами порядка. Существуют различные способы введения параметров порядка. В рассматриваемой задаче в качестве параметра порядка удобно выбрать атомную функцию плотности [8], которая дает возможность изучать изменения внутренней структуры на атомных масштабах при диффузионных временах. При этом эволюция атомной функции плотности определяется уравнением Гинзбурга–Ландау. Другими словами, изменение внутренней структуры определяется уменьшением свободной энергии всей системы. К сожалению, решение получающегося уравнения эволюции для атомной функции плотности возможно только численными методами и притом для сравнительно малого числа атомов (порядка 10^6 или несколько больше). Для того чтобы обойти эти трудности, воспользуемся теорией возмущений.

Пусть в исходном недеформированном состоянии распределение атомов в однокомпонентной системе характеризуется непрерывной функцией $\rho_0 = \rho_0(\mathbf{r}_0)$, где \mathbf{r}_0 — координаты атомов. Усреднение координат атомов проводится при временах, значительно превышающих

период колебаний. При этом координаты атомов в объеме образца могут не соответствовать координатам узлов кристаллической решетки, как это имеет место, например, в аморфных системах. Функции ρ_0 соответствует минимум плотности свободной энергии f_0 . При $e_{ij} < e_{ij}^c$ (e_{ij}^c — предел упругой деформации) атомы смещаются на величину \mathbf{u} , их координаты становятся равными $\mathbf{r}_e = \mathbf{r}_0 + \mathbf{u}$. Функции плотности атомов $\rho_e = \rho_e(\mathbf{r}_e)$ отвечает плотность свободной энергии

$$f_e = f_0 + \mu e_{ij} e_{ij} + \frac{\lambda}{2} e_{kk}^2, \quad (1)$$

где $\mu > 0$, $\lambda > 0$ — коэффициенты Ламе, по дважды повторяющимся индексам проводится суммирование, f_0 — свободная энергия недеформированного кристалла. Свободная энергия системы возрастает пропорционально квадрату деформации. При $e_{ij} > e_{ij}^c$ состояние, характеризуемое функцией распределения ρ_e , становится неустойчивым относительно неупругих смещений атомов \mathbf{s} . Положение атома становится равным $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e + \mathbf{s}$. Это означает, что имеется мода неупругих смещений атомов с волновым вектором $q_0 = 2\pi/\lambda_0$, скорость роста которой равна нулю при $e_{ij} = e_{ij}^c$. При $e_{ij} < e_{ij}^c$ все моды затухают. При $0 < e_{ij}/e_{ij}^c - 1 \ll 1$ неустойчивые моды с волновым вектором k , близким к q_0 , нарастают.

Функцию плотности атомов $\rho_{in}(\mathbf{r})$ вблизи порога неустойчивости упруго деформированного состояния в одномодальном приближении можно представить в виде

$$\rho_{in}(r) = \rho_e(r_e) + \frac{1}{2} (A(r)e^{ik_c r} + A^*(r)e^{-ik_c r}), \quad (2)$$

где A — комплексная амплитуда (или параметр порядка) — представляет огибающую кривую неупругих смещений атомов [9]. Звездочка здесь и далее означает комплексное сопряжение. В общем случае изменение атомной функции плотности может описываться несколькими волновыми векторами и в этом случае содержать дополнительные члены в разложении (2). Дальнейшее рассмотрение ограничено одним параметром порядка.

Величина неупругой деформации

$$e_{ij} = P_{ij} A A^*, \quad (3)$$

где P_{ij} — параметр, определяемый механизмом неупругой деформации. Функционал плотности свободной энергии f системы в электрическом поле с потенциалом φ с точностью до постоянного слагаемого запишем в виде

$$f = f_e(e_{ij}) + f_1(A) + f_2(A, e_{ij}) + f_3(\varphi). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое в правой части определяется формулой (1), f_1 — вклад неупругих смещений атомов, f_2 учитывает взаимосвязь упругих и неупругих смещений, f_3 — вклад электрического поля. Для f_1

используем разложение в ряд по степеням комплексного параметра порядка и его градиента

$$f_1 = \alpha|A|^2 - \beta|A|^2(A + A^*) + \frac{\gamma}{2}|A|^4 + \frac{\lambda}{2}|\nabla A|^2. \quad (5)$$

Здесь $\alpha, \beta \geq 0, \gamma > 0, \lambda > 0$ — действительные коэффициенты разложения. Второе слагаемое в правой части (5) учитывает бистабильность деформированной среды. Слагаемое f_2 представим в виде

$$f_2 = -\theta e_{ij}^2 A^* A, \quad (6)$$

где θ — константа связи. Знак „минус“ в правой части (6) означает, что независимо от условий деформирования (сжатие, растяжение и т.д.) свободная энергия системы при структурном превращении понижается. Последнее слагаемое в (4) представляет вклад электрического поля

$$f_3 = C \frac{\varphi^2}{2}. \quad (7)$$

Здесь C — электрическая емкость образца, зависящая от A . После замены

$$a = -\alpha/\gamma + c, \quad c = \theta e_{ij}^2/\gamma, \quad b = 3\beta/\gamma, \\ x \rightarrow (\lambda/\gamma)^{1/2}x, \quad y \rightarrow (\lambda/\gamma)^{1/2}y \quad (8)$$

сумма $\Delta f = f_1 + f_2$ принимает вид

$$\Delta f/\gamma = -a|A|^2 - \frac{b}{3}|A|^2(A + A^*) + \frac{1}{2}|A|^4 + \frac{1}{2}|\nabla A|^2. \quad (9)$$

Дифференцирование (4) по e_{ij} дает напряжения

$$s_{ij} = 2\mu e_{ij} + \lambda e_{kk} \delta_{ij} - 2\theta e_{ij} |A|^2. \quad (10)$$

Градиент напряжений в соответствии с уравнением баланса импульса определяет компоненты скорости v_i смещений точек среды

$$d_0 \frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial s_{ij}}{\partial x_j}. \quad (11)$$

Здесь d_0 — плотность среды, t — время. Варьирование функционала свободной энергии $F = \int_V \Delta f dV$, где V — объем всей системы (образец + двойной слой), приводит уравнение Гинзбурга–Ландау $\frac{\partial A}{\partial t} = -\Gamma \frac{\delta F}{\delta A^*}$ к виду

$$\tau \frac{\partial A}{\partial t} = aA + \frac{b}{3}(A^2 + 2A^*A) - |A|^2 A + \Delta A + \chi. \quad (12)$$

Здесь

$$\chi = -\frac{\partial C}{\partial A} \frac{\varphi^2}{2}. \quad (13)$$

В (12) проведена замена переменных

$$\tau = (\Gamma\gamma)^{-1}, \quad (14)$$

Γ — постоянная величина, τ — характерное время релаксации. Слагаемые, учитывающие флуктуации, в (12) для краткости не записаны.

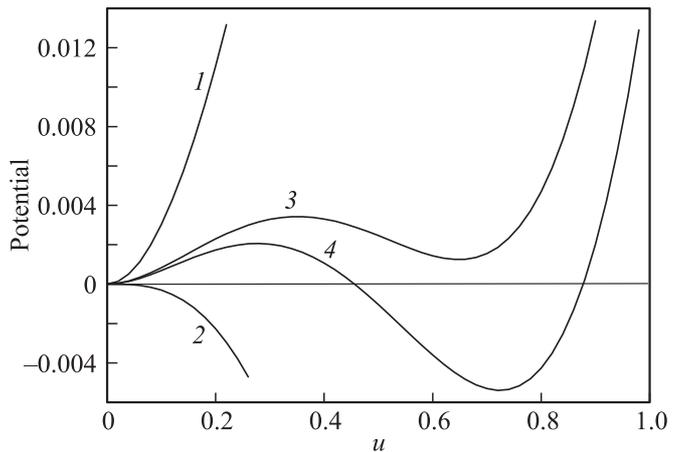


Рис. 1. Зависимости потенциала V_1 незаряженного проводника от параметра порядка u в области устойчивости упругой деформации (1), устойчивости неупругой деформации (2), относительной устойчивости неупругой деформации (3), относительной устойчивости упругой деформации (4).

3. Результаты и обсуждение

Для выяснения качественной картины явления рассмотрим однородную систему и учтем изменение только модуля параметра порядка $u = |A|$. Тогда уравнение эволюции (12) принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = au + bu^2 - u^3 + \chi. \quad (15)$$

Из определения χ видно (см. (13)), что знак потенциала не влияет на эволюцию параметра порядка. Уравнение (15) описывает движение передемпфированной материальной точки в безразмерном потенциале $V(u) = V_1(u) + V_2(u)$, где $V_1(u) = -au^2/2 - bu^3/3 + u^4/4$, $V_2(u) = -u\chi$.

В объеме образца $\chi = 0$. Стационарные решения уравнения (15) известны [10]. При $a < -b^2/4$ уравнение (15) имеет единственное устойчивое относительно любых флуктуаций решение $u_0 = 0$, описывающее, согласно (3), упругую деформацию. Этому решению соответствует единственный минимум на кривой 1 (рис. 1). При $a > 0$ решение u_0 неустойчиво, а решение $u_2 = b/2 + \sqrt{b^2/4 + a}$, соответствующее неупругой деформации, абсолютно устойчиво. Зависимость V_1 от u имеет единственный минимум в точке u_2 (кривая 2 на рис. 1). Это состояние реализуется при сколь угодно малых возмущениях. По истечении определенного времени система испытает переход в состояние u_2 . Деформирующее напряжение, согласно (10), при этом снижается на величину $2\theta e_{ij} u_2^2$. Уравнение $a = 0$, таким образом, определяет предел устойчивости упругой деформации. Выше этого предела в системе спонтанно протекают структурные превращения. В интервале $-b^2/4 < a < 0$ имеются два устойчивых решения u_0 и u_2 . При $-b^2/4 < a < -2b^2/9$ решение u_0 абсолютно

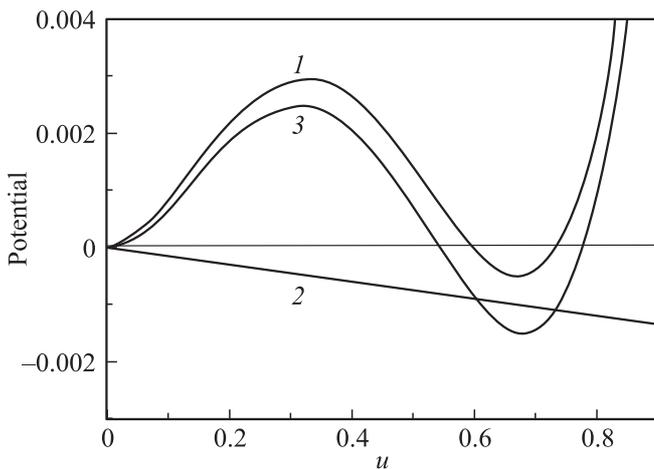


Рис. 2. Зависимости потенциалов V_1 (1), V_2 (2), $V_1 + V_2$ (3) от параметра порядка. Потенциалы построены для $b = 1$, $a = -0.22$, $\chi = 0.0015$.

устойчиво, а u_2 относительно устойчиво (кривая 3 на рис. 1). Система большую часть времени находится в состоянии u_0 . Но за счет флуктуаций с амплитудой, превышающей $u_1 = b/2 - \sqrt{b^2/4 + a}$, система может некоторое время находиться в состоянии u_2 . В интервале $-2b^2/9 < a < 0$ решение u_0 относительно устойчиво, а u_2 абсолютно устойчиво (кривая 4 на рис. 1). Система большую часть времени находится в состоянии u_2 . В точке $a = -2b^2/9$ оба решения u_0 и u_2 имеют одинаковую устойчивость. Уравнение $a = -2b^2/9$ определяет величину упругой деформации, выше которой при наличии флуктуаций в системе могут происходить структурные изменения. В условиях ползучести деформация осуществляется за счет диффузионного переползания дислокаций.

Пусть в объеме материала выполняются неравенства $-2b^2/9 < a < 0$. При наличии заряда на поверхности проводника зависимость V_2 от u представляет собой прямую линию, угол наклона которой определяется величиной χ . При положительном значении χ потенциал V_2 вносит отрицательный вклад в V (прямая 2 на рис. 2). Суммарная зависимость $V = V_1 + V_2$ показана кривой 3 на рис. 2. Видно, что наличие заряда увеличивает глубину глобального минимума в точке $u_\phi > u_2$. Высота потенциального барьера, разделяющего два состояния u_0 и u_ϕ , уменьшается на величину $\Delta V \approx u_1\chi$. При дальнейшем увеличении χ барьер совсем исчезает. Единственным устойчивым состоянием остается u_ϕ . В результате понижения высоты потенциального барьера вероятность перехода p в состояние u_ϕ при прочих равных условиях (температуре T , частоте собственных колебаний и т. д.) возрастает в $\exp(\Delta V/k_B T)$ раз. Здесь k_B — постоянная Больцмана. При комнатной температуре $k_B T \approx 0.025$ eV. При высоте потенциального барьера $V \approx 1$ eV его снижение на 1% увеличивает величину p почти в 1.5 раза. Заметим, что при повышении температуры влия-

ние заряда проводника на скорость ползучести должно уменьшаться, а при понижении — возрастать. Из-за разных значений параметров порядка на поверхности и внутри объема заряженного проводника, согласно (10), возникает градиент напряжений в направлении, перпендикулярном поверхности, приводящий к изменению скорости массопереноса и в объеме материала.

Положительному значению χ соответствует условие $\frac{\partial C}{\partial u} < 0$. Оно означает, что структурные изменения на поверхности ($\Delta u > 0$) уменьшают емкость системы. Условие $\Delta C < 0$ выполняется, когда площадь поверхности образца при деформации уменьшается. Это возможно лишь при уменьшении числа следов скольжения на поверхности и активации процессов деформации в объеме материала. В том случае, когда $\frac{\partial C}{\partial u} > 0$, прямая линия $V_2(u) = u\chi$ имеет положительный наклон. Высота потенциального барьера увеличивается. В результате электрический заряд на поверхности препятствует неупругой деформации. Сопротивление деформации возрастает. Такая ситуация может иметь место в процессе измерения микротвердости. За счет внедрения индентора поверхность контакта выравнивается, приводя к уменьшению площади поверхности, уменьшению электрической емкости и понижению микротвердости. Но при индентировании одновременно возрастает и площадь выровненной поверхности под индентором, приводя к повышению микротвердости. В результате действия двух разнонаправленных факторов следует ожидать более слабое по сравнению с ползучестью влияние электрического поля на микротвердость. При этом в зависимости от состояния поверхности металла микротвердость в электрическом поле может как возрастать, так и уменьшаться. Следует отметить, что при определении нанотвердости этот эффект должен быть выражен более ярко.

4. Заключение

Влияние электрического потенциала на скорость ползучести проводника связано с двумя факторами. Первый — внешняя сила, за счет которой осуществляется пластическая деформация. Второй фактор — наличие двойного слоя на поверхности, приводящего к резкому увеличению полной энергии системы проводник-двойной слой. В этих условиях увеличение площади поверхности заряженного проводника приводит к увеличению его электрической емкости и понижению высоты потенциального барьера, отделяющего упруго деформированное состояние от неупруго деформированного. В результате скорость ползучести возрастает.

Список литературы

- [1] А.Я. Гохштейн. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция. Наука, М. (1976). 400 с.
- [2] С.Т. Кишкин, А.А. Клыпин. ДАН СССР **211**, 325 (1973).

- [3] С.Т. Кишкин, А.А. Клыпин. ДАН СССР **216**, 771 (1974).
- [4] А.А. Клыпин, А.А. Лучинина. ДАН СССР **288**, 370 (1986).
- [5] С.В. Коновалов, В.И. Данилов, Л.Б. Зуев, Р.А. Филиппев, В.Е. Громов. ФТТ **49**, 8, 1389 (2007).
- [6] Л.Б. Зуев, В.И. Данилов, Р.А. Филиппев, Н.В. Котова. Металлы **4**, 39 (2010).
- [7] Y. Wang, J. Li. Acta Mater. **58**, 1212, (2010).
- [8] Y.M. Jin, A.G. Khachaturyan. J. Appl. Phys. **100**, 013 519 (2006).
- [9] M.C. Cross, P.C. Hohenberg. Rev. Mod. Phys. **65**, 3, 851 (1993).
- [10] М.В. Огнев, С.В. Петровский, В.М. Простокишин. Письма в ЖТФ **65**, 6, 1 (1995).