

Влияние постоянного тока на образование шейки в растягиваемом пористом стержне

А. А. Бычков, Д. Н. Карпинский

НИИ механики и прикладной математики при Ростовском государственном университете, Ростов-на-Дону, Россия

Исследованы условия шейкообразования в растягиваемом термовязкопластичном стержне в широком диапазоне скоростей деформирования при различных режимах пропускания через него постоянного электрического тока. Модель учитывает сложные определяющие соотношения для материала стержня, теплопередачу и наличие в нем несплошностей. Осуществлен расчет условий устойчивости однородного растяжения стержня и эволюции возмущения его однородной деформации при различных значениях параметров. Установлено: 1) при растяжении стержня критическая деформация существенно зависит от волнового числа, особенно в области его малых значений; 2) воздействие электрического тока на деформируемый стержень смягчает условия зарождения шейки в случае постоянной величины тока, причем более значительно в режиме постоянного тока и менее значительно в режиме постоянного напряжения; 3) увеличение пористости стержня смягчает условия зарождения шейки в обоих режимах пропускания электрического тока; 4) величина амплитуды возмущения и эффект Томсона оказывают небольшое влияние на устойчивость деформируемого стержня; 5) при малой скорости деформирования отсутствует заметная зависимость критической деформации от величины волнового числа.

Обозначения

A_0	– начальное поперечное сечение стержня
c_d	– объемная доля деформационных пор
ε_{0d}	– деформация, при которой начинают зарождаться поры
c_{d0}	– начальная объемная доля деформационных пор
K_d	– постоянная, определяющая скорость возникновения пор
v	– скорость перемещения
ε	– деформация
θ	– температура
C	– теплоемкость
k	– удельная теплопроводность
β	– доля пластической работы, преобразующаяся в тепло
σ	– напряжение
F_t	– множитель Бриджмена
R_c	– радиус шейки
R	– локальный радиус сечения стержня
$\dot{\varepsilon}$	– скорость деформации
$\tilde{\mu}, n, m, \tilde{\nu}$	– постоянные в определяющем соотношении
t	– время
x	– расстояние
l_0	– длина стержня
$\delta\varepsilon, \delta\sigma, \delta v, \delta\theta, \delta F_t$	– амплитуды возмущений соответствующих величин

η	– мера роста возмущения
ξ	– волновое число
$\varepsilon_0, \sigma_0, \nu_0, \theta_0, F_{t0}$	– однородное по длине решение
$a'_1, a'_2, a'_3, a''_1, a''_2, a''_3$	– коэффициенты в характеристическом уравнении
ρ_0	– плотность материала образца
ε_p	– возмущение деформации
θ_p	– возмущение температуры
δ_0	– амплитуда начального возмущения
a, b	– координаты левой и правой границы возмущенной области
N	– номер коэффициента Фурье
$\bar{\varepsilon}_0$	– начальная деформация
$\bar{\dot{\varepsilon}}_0$	– начальная скорость деформации
V	– скорость перемещения правого конца стержня
δ_ε	– относительная амплитуда возмущения деформации
δ_θ	– относительная амплитуда возмущения температуры
$\Delta\varepsilon$	– временное распределение деформации вдоль стержня
λ	– коэффициент Томсона
γ	– удельное сопротивление
γ_0	– начальное удельное сопротивление
α	– температурный коэффициент электросопротивления
\bar{j}_0	– начальная плотность тока
s	– параметр, определяющий режим пропускания электрического тока

Введение. Возникновение несплошностей в растягиваемом стержне и их влияние на образование шейки установлено многими исследованиями. Однако при этом имеет место значительное расхождение в результатах механических испытаний и наблюдений микроструктуры растягиваемых стержней из разных материалов. Так, в [1] предложено рассматривать два варианта образования шейки в зависимости от упрочнения материала: при слабом упрочнении – это “геометрическое” разупрочнение, которому соответствует максимальная равномерная деформация $\varepsilon_{0\max} = n$ (n – показатель упрочнения), а при сильном упрочнении – $\varepsilon_{0\max} < n$ и образование внутренней шейки связано с появлением трещин до начала сужения. Данные выводы сделаны автором [1] на основе результатов испытаний на одноосное растяжение образцов при постоянной скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Первый вариант образования шейки в ОЦК-металлах, по-видимому, наблюдался в [2], где показано, что образец деформируется в условиях сплошности 90...95% “времени жизни” и лишь в самый последний момент в нем лавинообразно высыпают микротрещины, рост и объединение которых вызывает практически мгновенное разрушение образца. С другой стороны, в [3] указывается, что множественное образование зародышевых несплошностей в поликристаллических алюминии и цинке при растяжении начинается, как правило, на ранней стадии пластической деформации и растет пропорционально ей. Результаты этих опытов укладываются в схему второго варианта деформирования стержня.

В работе [1] также обсуждается проблема управления процессом пластического деформирования стержня для получения максимальной равномерной деформации при растяжении. Однако среди предлагаемых при этом способов достижения указанной цели отсутствует метод пропускания электрического тока через образец в процессе его деформирования. Тепло, выделяющееся в этом случае в образце, воздействие на него пондеромоторных сил (пинч-эффект), влияние тока на подвижность дислокаций (электропластичность) существенно изменяют условия его деформирования и, по мнению автора [4, 5], способствуют облегчению пластической деформации в местах концентрации напряжений.

В последнее время появились работы, в которых исследовано совместное влияние пластической деформации материала и джоулева тепла на динамику роста трещины в токопроводящем материале [6, 7]. Обнаружено, что эффективное взаимодействие двух диссипативных процессов приводит к появлению “мягкого” режима возбуждения в образце с трещиной. Что касается влияния электрического тока на процесс шейкообразования, то авторам известна только работа [8], в которой рассчитаны условия образования и развития шейки при пропускании импульсов электрического тока через растягиваемый стержень. На основе результатов расчета сделан вывод о том, что электрический ток не влияет на образование шейки, он оказывает лишь общее пластифицирующее воздействие на материал стержня. По нашему мнению, в [8] отсутствует убедительное доказательство этого вывода, и для получения достоверных результатов в решении этой проблемы требуется дополнительное исследование. В работе [5] показано, что импульсный электрический ток сильнее влияет на процесс деформирования, чем постоянный ток той же величины. Однако влияние последнего все же заметно.

В настоящей работе ограничимся оценкой условия образования шейки в пористом стержне (второй вариант согласно [1]) из термовязкопластичного материала при различных скоростях деформирования стержня под действием постоянного электрического тока.

Постановка задачи. Задача о шейкообразовании при одноосном растяжении сплошного стержня плотностью ρ_0 , поставленная в работе [9], в [10] была обобщена на случай стержня, содержащего несплошности. Дополним допущения [9, 10] об условиях деформирования стержня воздействием на него постоянного электрического тока, учитывая при этом нагрев джоулевым теплом и эффект Томсона [11]. Полагая начальное поперечное сечение стержня A_0 однородным вдоль длины, имеем следующую систему уравнений, описывающую его поведение при больших пластических деформациях:

$$\begin{cases} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = e^{-\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial X}; \\ \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = (1 + c_d) \frac{\partial}{\partial X} [\sigma(1 + c_d) e^{-\varepsilon}]; \\ C \frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \lambda j \frac{\partial \theta}{\partial x} + \gamma j^2 + \beta \sigma \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}, \end{cases} \quad (1)$$

где v – скорость перемещения стержня; ε – деформация; θ – температура; C – теплоемкость; k – удельная теплопроводность; β – доля пластической работы, преобразующаяся в тепло; c_d – объемная доля деформационных пор,

$$c_d = \begin{cases} 0, & \varepsilon < \varepsilon_{0d}, \\ c_{d0} e^{K_d(\varepsilon - \varepsilon_{0d})}, & \varepsilon \geq \varepsilon_{0d} \end{cases}$$

(ε_{0d} – деформация, при которой начинают зарождаться поры, c_{d0} – начальная объемная доля деформационных пор, K_d – постоянная, определяющая скорость возникновения пор); λ – коэффициент Томсона [11]; γ – удельное сопротивление пористого стержня [3], $\gamma = \gamma_0 [1 + \alpha(\theta - 273,15)](1 - c_d)^{-p}$ (γ_0 – начальное удельное электрическое сопротивление, α – температурный коэффициент электросопротивления, $p = 3/2$); $j = \bar{j}_0 e^\varepsilon$ – плотность тока в режиме постоянного тока $I = I_0$ в образце; $j = \bar{j}_0 e^\varepsilon \left(\int_0^{l_0} \gamma e^{2\varepsilon} dX \right)^{-1}$ – то же в режиме постоянного напряжения $U = U_0$ (\bar{j}_0 и U_0 – плотность тока и напряжение в начальный момент времени).

Связь между эйлеровой x и лагранжевой X координатами описывается выражением

$$x = X + \int_0^t v(X, \tau) d\tau.$$

Функция $\sigma = F_t^{-1} \psi(\theta, \varepsilon, \dot{\varepsilon})$ задает нелинейное определяющее соотношение для материала стержня, где $F_t^{-1} = (1 + 2R_c / R) \ln[1 + R / (2R_c)]$ – множитель Бриджмена, учитывающий трехосность напряженного состояния в шейке [1]; R – локальный радиус сечения и R_c – радиус шейки, они связаны между собой выражением

$$R_c = \left(\frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \right)^{-1} \left(1 + \left(\frac{\partial R}{\partial x} \right)^2 \right)^{3/2}.$$

Выберем определяющее соотношение аналогично [10] в виде

$$\sigma = \mu(c_d) F_t^{-1} \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \theta^v, \quad (2)$$

где $\mu = 2\tilde{\mu}(1 + c_d)(7 - 5\tilde{v}) / [2(7 - 5\tilde{v}) + (1 + \tilde{v})(13 - 15\tilde{v})c_d]$; $\tilde{\mu}$, n , m , \tilde{v} – постоянные. При этом принимаются следующие начальные и краевые условия для (1):

$$\begin{aligned}
 t=0: \quad \varepsilon=0, \quad v &= \frac{V}{l_0} X = \bar{\varepsilon}_0 X, \quad \theta = \bar{\theta}_0; \\
 X=0: \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial X} &= 0, \quad v=0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0; \quad X=l_0: \quad v=V, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0,
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где l_0 – длина стержня; $V, \bar{\theta}_0, \bar{\varepsilon}_0$ – постоянные.

Линейный анализ. Используем метод линейного анализа возмущений из [10] для уравнений (1), (2) с целью исследования устойчивости однородных решений (соответствующих деформированию стержня без шейки). Представим малое возмущение этого решения в следующей форме:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(X, t) &= \varepsilon_0(t) + \delta\varepsilon(X, t) = \varepsilon_0(t) + \delta\varepsilon_0 e^{\eta(t-t_0)} e^{i\xi X}; \\
 \sigma(X, t) &= \sigma_0(t) + \delta\sigma(X, t) = \sigma_0(t) + \delta\sigma_0 e^{\eta(t-t_0)} e^{i\xi X}; \\
 v(X, t) &= v_0(X, t) + \delta v(X, t) = v_0(X, t) + \delta v_0 e^{\eta(t-t_0)} e^{i\xi X}; \\
 \theta(X, t) &= \theta_0(t) + \delta\theta(X, t) = \theta_0(t) + \delta\theta_0 e^{\eta(t-t_0)} e^{i\xi X}; \\
 F_t(X, t) &= F_{t0}(t) + \delta F_t(X, t) = F_{t0}(t) + \delta F_{t0} e^{\eta(t-t_0)} e^{i\xi X},
 \end{aligned}$$

где $\eta = \frac{\delta \dot{\varepsilon}}{\delta \varepsilon}$ – мера роста возмущений; ξ – волновое число.

Тогда, учитывая, что $F_{t0} = 1, \delta F_{t0} = -(A_0 / 2\pi) \xi^2 e^{-2\varepsilon_0} \delta\sigma_0$, получим систему линейных уравнений с неизвестными $\delta\varepsilon_0, \delta\sigma_0, \delta v_0, \delta\theta_0$:

$$\left\{ \begin{aligned}
 &\left(\frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon} + \eta \frac{\partial \psi}{\partial \dot{\varepsilon}} + \frac{A_0}{2\pi} \xi^2 e^{-2\varepsilon_0} \sigma_0 \right) \delta\varepsilon_0 - \delta\sigma_0 + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \delta\theta_0 = 0; \\
 &(1 + Le^{K_d \varepsilon_0}) \sigma_0 e^{-\varepsilon_0} (Le^{K_d \varepsilon_0} (K_d - 1) - 1) i\xi \delta\varepsilon_0 + \\
 &+ (1 + Le^{K_d \varepsilon_0}) e^{-\varepsilon_0} i\xi \delta\sigma_0 - \eta \rho_0 \delta v_0 = 0; \\
 &(\eta + \dot{\varepsilon}_0) \delta\varepsilon_0 - i\xi e^{-\varepsilon_0} \delta v_0 = 0; \\
 &\left\{ \eta \beta \sigma_0 + \left(\frac{p L K_d e^{K_d \varepsilon_0}}{1 - Le^{K_d \varepsilon_0}} + 2 \right) \gamma_0 \bar{j}_0^2 e^{2\varepsilon_0} s^2 [1 + \alpha(\theta_0 - 273,15)] (1 - Le^{K_d \varepsilon_0})^{-p} \right\} \delta\varepsilon_0 + \\
 &+ \beta \dot{\varepsilon}_0 \delta\sigma_0 + [\lambda \bar{j}_0 e^{\varepsilon_0} i\xi s + \alpha \gamma_0 \bar{j}_0^2 e^{2\varepsilon_0} s^2 (1 - Le^{K_d \varepsilon_0})^{-p} - C\eta - k\xi^2 e^{-2\varepsilon_0}] \delta\theta_0 = 0,
 \end{aligned} \right.
 \tag{4}$$

где

$$L = c_{d0} e^{-K_d \varepsilon_{0d}}, \quad s = 1 \quad \text{при} \quad I = \text{const}$$

и

$$s = e^{-2\varepsilon_0} / \{ (1 - Le^{K_d \varepsilon_0})^{-p} [1 + \alpha(\theta_0 - 273,15)] \} \quad \text{при} \quad U = \text{const}.$$

Корни характеристического уравнения данной системы определяют устойчивость решения задачи, соответствующего равномерному растяжению стержня (однородное решение). Характеристическое уравнение для системы (4) имеет следующий вид:

$$\eta^3 + (a'_1 + ia''_1)\eta^2 + (a''_2 + ia''_2)\eta + a'_3 + ia''_3 = 0. \quad (5)$$

Согласно теории устойчивости Раусса–Гурвица, решение задачи будет устойчиво, если все корни характеристического уравнения данной линеаризованной системы имеют отрицательную действительную часть. Для этого необходимо и достаточно, чтобы матрица

$$\begin{pmatrix} 1 & -a''_1 & -a''_2 & a''_3 & 0 \\ 0 & 1 & -a''_1 & -a''_2 & a''_3 \\ 0 & 0 & a'_1 & -a''_2 & -a'_3 \\ 0 & a'_1 & -a''_2 & -a'_3 & 0 \\ a'_1 & -a''_2 & -a'_3 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

была иннерно-положительна [12, 13].

Для вычисления скорости однородной деформации $\dot{\varepsilon}_0$ использовали следующее соотношение:

$$\dot{\varepsilon}_0 = \bar{\varepsilon}_0 e^{-\varepsilon_0}, \quad (7)$$

температуру стержня на этапе равномерной деформации θ_0 определяли из решения уравнения

$$C \frac{\partial \theta_0}{\partial t} = \gamma_0 [1 + \alpha(\theta_0 - 273,15)] (1 + c_d)^{-p} \bar{j}_0^{-2} e^{2\varepsilon_0} s^2 + \beta \sigma_0 \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial t}. \quad (8)$$

Граница устойчивости однородного решения задачи (1)–(3) соответствует нарушению условия иннерной положительности матрицы (6). Результаты расчета этой границы при значениях постоянных (нержавеющая сталь) $\tilde{\mu} = 2,486 \cdot 10^{10}$ Си, $n = 0,52$, $C = 3,6 \cdot 10^6$ Дж/м²·К, $k = 15$ Вт/м·К, $\theta_0 = 294$ К, $m = 0,02$, $\nu = -0,5$, $\rho_0 = 7800$ кг/м³, $A_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ м² [9, 14], $\gamma_0 = 8,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\lambda = -22,8 \cdot 10^{-6}$ В/К, $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ [15], $\tilde{\nu} = 0,5$, $\varepsilon_{0d} = 0,1$, $l_0 = 0,05$ м изображены на рис. 1 для различных значений начальной плотности электрического тока \bar{j}_0 в режиме постоянного тока $I = \bar{j}_0 A_0 = jA(X, t)$ в цепи и в режиме постоянной разности потенциала U на концах стержня при $c_{d0} = 0$. На рис. 2 показана граница устойчивости для различных значений постоянной K_d , определяющей скорость зарождения пор в режиме постоянного тока I в цепи и в режиме постоянной разности потенциала U на концах стержня при $\bar{j}_0 = 10^7$ А/м² и $c_{d0} = 0,01$. Однородное решение будет устойчиво к возмущению при ξ и ε_0 , находящихся ниже соответствующих кривых на рис. 1, 2.

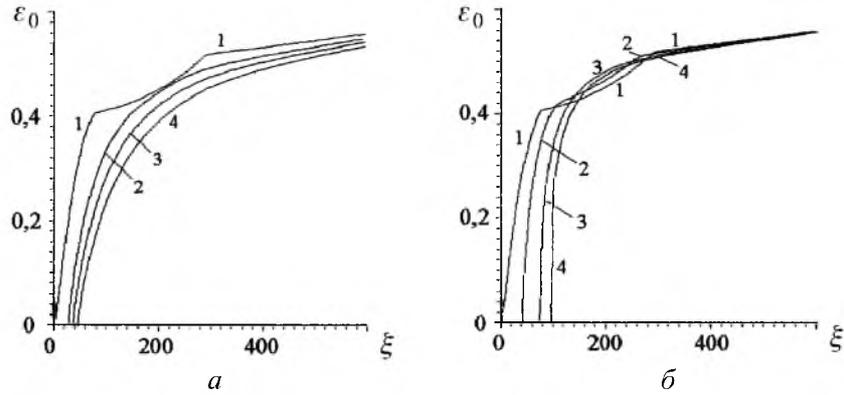


Рис. 1. Граница устойчивости однородного решения задачи (1)–(3) для различных значений начальной плотности электрического тока \bar{j}_0 при $\epsilon_{0d} = 0$: а – режим постоянного тока I в цепи ($1 - \bar{j}_0 = 0, 2 - \bar{j}_0 = 6 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2, 3 - \bar{j}_0 = 8 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2, 4 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2$); б – режим постоянной разности потенциала U на концах стержня ($1 - \bar{j}_0 = 0, 2 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2, 3 - \bar{j}_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2, 4 - \bar{j}_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$).

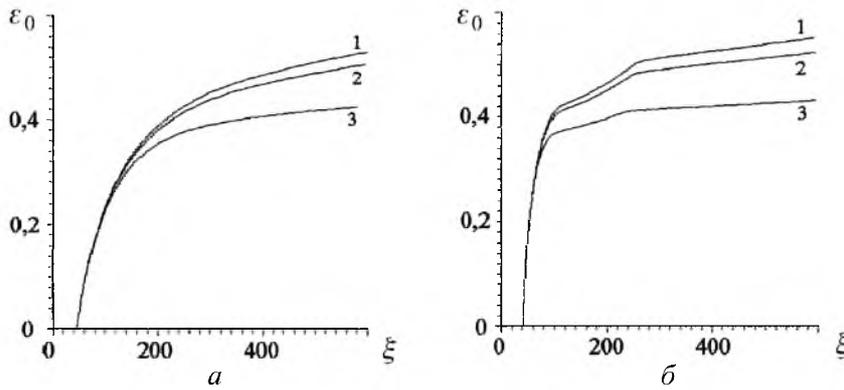


Рис. 2. Граница устойчивости однородного решения задачи (1)–(3) для различных значений постоянной K_d , определяющей скорость зарождения пор в режиме постоянного тока I в цепи (а) и в режиме постоянной разности потенциала U на концах стержня (б) при $\bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2, \epsilon_{0d} = 0,01$: $1 - K_d = 1; 2 - K_d = 3; 3 - K_d = 6$.

Нелинейный анализ. Далее был проведен нелинейный анализ устойчивости образования шейки в растягиваемом стержне для уточнения результатов линейного анализа. С этой целью к однородному решению задачи в момент времени $t = 0$ добавлялось возмущение деформации следующего вида:

$$\epsilon_p = \epsilon_0 \delta_0 \sin^2(\xi(x - a)),$$

где δ_0 – амплитуда начального возмущения; $\xi = \pi / (b - a)$ – волновое число; $a < x < b$; a и b – координаты левой и правой границы возмущенной области. Очевидно, что коэффициенты ряда Фурье для данного возмущения убывают как N^{-3} (N – номер коэффициента Фурье). Выбор вида возмущения ϵ_p обеспечивает малую погрешность при отбрасывании членов ряда

Фурье при $N > 1$ и связан с необходимостью сопоставления результатов линейного и нелинейного анализа. Последнее позволяет исследовать условия образования шейки в зависимости от амплитуды возмущения δ_0 . Результаты расчетов эволюции пластической деформации (1)–(3) с возмущенными начальными условиями представлены на рис. 3 и 4 ($\bar{\varepsilon}_0 = 1,66 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\bar{\varepsilon}_0 = 0,45$). Там же приведена зависимость относительной амплитуды возмущения δ_ε

$$\delta_\varepsilon(t) = [\max_X \varepsilon(X, t) - \min_X \varepsilon(X, t)] / (\delta_0 \bar{\varepsilon}_0), \quad 0 < X < l_0$$

от начальной плотности электрического тока \bar{j}_0 и волнового числа ξ в режиме постоянного тока I в цепи и в режиме постоянной разности потенциала U на концах стержня при $c_{d0} = 0$ и $c_{d0} = 0,01$ для различных значений \bar{j}_0 и K_d .

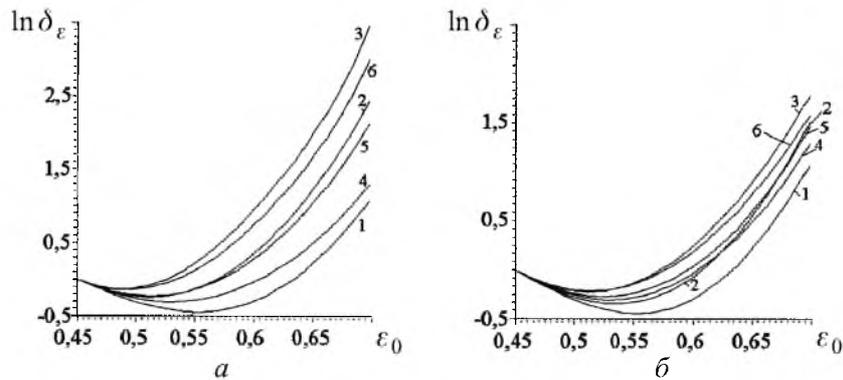


Рис. 3. Зависимость относительной амплитуды возмущения δ_ε от однородной деформации ε_0 для различных значений \bar{j}_0 и волнового числа ξ при $c_{d0} = 0$: а – режим постоянного тока I в цепи ($1, 4 - \bar{j}_0 = 0$; $2, 5 - \bar{j}_0 = 6 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; $3, 6 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2$); б – режим постоянной разности потенциала U на концах стержня ($1, 4 - \bar{j}_0 = 0$; $2, 5 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2$; $3, 6 - \bar{j}_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$). (Для 1–3 – $\xi = 157 \text{ м}^{-1}$, для 4–6 – $\xi = 314 \text{ м}^{-1}$.)

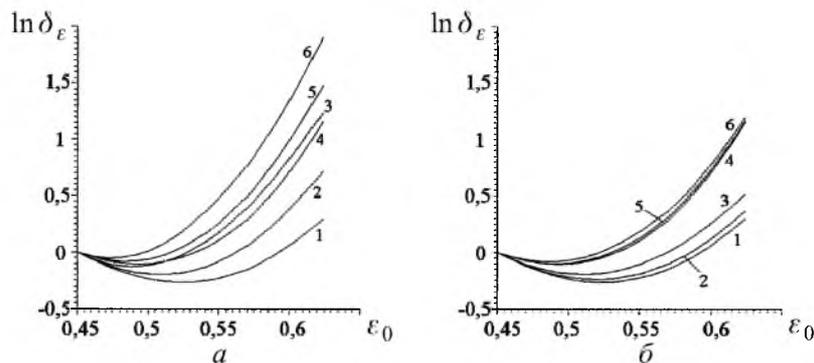


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды возмущения δ_ε от однородной деформации ε_0 для различных значений \bar{j}_0 и K_d при $c_{d0} = 0,01$: а – режим постоянного тока I в цепи ($1, 4 - \bar{j}_0 = 0$; $2, 5 - \bar{j}_0 = 6 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$; $3, 6 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2$); б – режим постоянной разности потенциала U на концах стержня ($1, 4 - \bar{j}_0 = 0$; $2, 5 - \bar{j}_0 = 10^7 \text{ А/м}^2$; $3, 6 - \bar{j}_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$). (Для 1–3 – $K_d = 1$, для 4–6 – $K_d = 3$.)

Обсуждение результатов. Как видно из рис. 1, при постоянной силе тока с увеличением его начальной плотности \bar{j}_0 уменьшается устойчивость стержня к возмущению. При постоянном напряжении также происходит понижение устойчивости, однако в значительно меньшей степени, особенно при больших ξ . Отметим, что влияние электрического тока в обоих случаях особенно велико в области малых значений ξ . Повышение пористости стержня (рис. 2) при одинаковой начальной плотности тока \bar{j}_0 приводит к уменьшению его устойчивости в обоих режимах пропускания электрического тока.

Из рис. 1,б следует, что в случае постоянной разности потенциала на концах стержня для некоторых значений однородной деформации ε_0 и начальной плотности электрического тока \bar{j}_0 величина ε_0 возрастает с повышением \bar{j}_0 (кривые 1 и 2 опускаются ниже кривых 3 и 4 в области $0,41 < \varepsilon_0 < 0,46$). В то же время кривые 3 и 4 расположены относительно друг друга качественно так же, как и на рис. 1,а. В данной работе авторы не могут объяснить природу этого явления. Следует отметить увеличение сдвига вправо кривых $\varepsilon_0(\xi)$ на рис. 1 при возрастании \bar{j}_0 . Вместе с тем расчет показывает, что в случае, когда температурный коэффициент электропроводности $\alpha = 0$, такой сдвиг отсутствует и все кривые выходят из точки $\varepsilon_0 = 0, \xi = 0$.

Согласно результатам нелинейного анализа, если возмущение деформации δ_ε возникает при $\bar{\varepsilon}_0 = 0,45$ (рис. 3, 4), то оно вначале медленно затухает (до границы области устойчивости) и после пересечения границы области устойчивости начинает расти. С увеличением \bar{j}_0 , K_d конечные значения возмущения возрастают (на рис. 3 кривые в случае больших значений \bar{j}_0 располагаются выше, чем в случае меньших значений \bar{j}_0 при одинаковых величинах ξ ; на рис. 4 кривые при больших значениях K_d располагаются выше кривых при меньших значениях K_d и одинаковых \bar{j}_0), что указывает на понижение границы устойчивости и соответствует результатам линейного анализа. При одинаковых значениях \bar{j}_0 , ξ и K_d кривые на рис. 3,а, 4,а располагаются выше, чем на рис. 3,б, 4,б, что также согласуется с результатами линейного анализа.

Из рассмотрения зависимости ε_0 от ξ следует, что кривые 5, 6 на рис. 3,а ($\xi = 314 \text{ м}^{-1}$) расположены ниже кривых 2, 3 ($\xi = 157 \text{ м}^{-1}$), а на рис. 3,б кривая 6 расположена ниже кривой 3. Однако кривые 1 на рис. 3 расположены ниже кривых 4, а на рис. 3,б часть кривой 2 расположена ниже кривой 5. В первом случае электрический ток отсутствует, а во втором его влияние на процесс деформирования мало.

Результаты расчетов, проведенных для различных значений амплитуды начального возмущения в диапазоне $10^{-5} < \delta_0 < 10^{-2}$, свидетельствуют, что они практически не зависят от величины δ_0 . Обнаружено также, что эффект Томсона оказывает малое влияние ($< 2\%$ от ε_c) на устойчивость деформируемого стержня. В принятом масштабе рисунков данное влияние невозможно показать графически.

Отметим, что приведенные рисунки иллюстрируют результаты расчетов, выполненных для активного растяжения с большой скоростью деформирования $\bar{\dot{\epsilon}}_0$ ($\bar{\dot{\epsilon}}_0 = 1,66 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$), в случае же малой скорости $\bar{\dot{\epsilon}}_0$ ($\bar{\dot{\epsilon}}_0 = 1,66 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) обнаружено, что начальные возмущения, образовавшиеся в области устойчивости, полностью затухают и не могут быть причиной возникновения шейки при $\bar{\epsilon}_0 = 0,01$. Кроме того, при достаточно малых скоростях $\dot{\epsilon}_0$ отсутствует заметная зависимость критической деформации ϵ_c от ξ , величина $\epsilon_c = n$, что совпадает с известным результатом [9].

Проведенные расчеты показывают: при активном растяжении стержня критическая деформация существенно зависит от волнового числа, особенно в области его малых значений; воздействие электрического тока на деформируемый стержень смягчает условия зарождения шейки в случае постоянного тока, причем в большей мере в режиме постоянного тока и в режиме постоянного напряжения; увеличение пористости стержня смягчает условия зарождения шейки в обоих режимах пропускания электрического тока; величина амплитуды возмущения и эффект Томсона оказывают небольшое влияние на устойчивость деформируемого стержня; при малой скорости деформирования отсутствует заметная зависимость критической деформации от величины волнового числа.

Резюме

Досліджено умови утворення “шийки” в термов’язкопластичному стрижні, що розтягується, в широкому діапазоні швидкостей деформування за різних режимів пропускання через нього постійного електричного струму. Модель враховує складні визначальні співвідношення для матеріалу стрижня, теплопередачу та наявність у ньому несучільностей. Розраховано умови стійкості однорідного розтягування стрижня та еволюції збурення його однорідної деформації при різних значеннях параметрів. Встановлено: 1) при розтягуванні стрижня критична деформація значно залежить від хвильового числа, особливо в області його малих значень; 2) дія електричного струму на стрижень, що деформується, пом’якшує умови зародження шийки у випадку постійної величини струму, причому більш значно в режимі постійного струму і менш значно в режимі постійного напруження; 3) збільшення пористості стрижня пом’якшує умови зародження шийки в обох режимах пропускання електричного струму; 4) величина амплітуди збурення й ефект Томсона мало впливають на стійкість стрижня, що деформується; 5) за малої швидкості деформування відсутня помітна залежність критичної деформації від величини хвильового числа.

1. Никулин С. А. Два варианта потери устойчивости течения при растяжении и пластичность сплавов // Физика металлов и металловедение. – 1996. – 81. – № 3. – С. 142 – 158.
2. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 224 с.

3. Черемской П. Г., Слезов В. В., Бетехтин В. И. Поры в твердом теле. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 375 с.
4. Финкель В. М. Физические основы торможения разрушения. – М.: Металлургия, 1977. – 360 с.
5. Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. – М.: Наука, 1985. – 159 с.
6. Максимов И. Л., Свирина Ю. В. Диссипативные неустойчивости разрушения в проводящих материалах с транспортным током. 1. Критерии неустойчивости, качественный анализ // Журн. техн. физики. – 1996. – 66. – № 9. – С. 64 – 74.
7. Максимов И. Л., Свирина Ю. В. Диссипативные неустойчивости разрушения в проводящих материалах с транспортным током. 2. Эволюционные уравнения, диаграммы неустойчивости // Там же. – С. 75 – 85.
8. Рузанов Ф. И., Роцупкин А. М., Сташенко В. И. Влияние скорости деформации импульсного тока на предельное удлинение металла в режиме сверхпластичности // Пробл. машиностроения и надежности машин. – 1990. – № 1. – С. 82 – 89.
9. Fressengeas C., Molinari A. Inertia and thermal effects on the localization of plastic flow // Acta met. – 1985. – 33, N 3. – P. 387 – 396.
10. Бычков А. А., Карпинский Д. Н. Расчет условий образования шейки в растягиваемом пористом стержне // Пробл. прочности. – 1998. – № 3. – С. 46 – 55.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошной среды. – М.: ГИТТЛ, 1957. – 532 с.
12. Fressengeas C., Molinari A. Instability and localization of plastic flow in shear at high strain rates // J. Mech. Phys. Solids. – 1987. – 35, N 2. – P. 185 – 211.
13. Jury E. I. Inners and stability of dynamic systems. – A Wiley-Interscience Publ. – 1974. (Пер.: Джюри Э. Инноры и устойчивость динамических систем. – М.: Наука, 1979. – 304 с.)
14. Bai Y., Dodd B. Adiabatic shear localization. Occurrence // Theories and Applications. – Pergamon Press, 1992. – 379 p.
15. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

Поступила 13. 05. 99