

УДК 539.376

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ПОЛЗУЧЕСТИ ВЯЗКОУПРУГОГО МАТЕРИАЛА В КРУГЛОЙ ТРУБЕ

© 2023 г. Член-корреспондент РАН Л. В. Ковтаниук^{1,2,*}

Поступило 02.06.2023 г.
После доработки 02.06.2023 г.
Принято к публикации 28.07.2023 г.

С использованием математической модели больших деформаций материалов с упругими, пластическими и вязкими свойствами получено аналитическое решение о деформировании в условиях ползучести пробки в круглой трубе при изменяющемся перепаде давления. Рассмотрены движение с учетом скольжения материала в окрестности жесткой стенки трубы и его деформирование при растущем, постоянном и уменьшающемся давлении. Вычислены перемещения, обратимые и необратимые деформации, напряжения на всех этапах деформирования, включая остаточные деформации и напряжения при полной разгрузке.

Ключевые слова: большие деформации, ползучесть, упругость, остаточные напряжения

DOI: 10.31857/S2686740023060111, EDN: XPANHR

Задачи определения напряженно-деформированного состояния элементов конструкций со сложными реологическими свойствами в условиях термомеханических воздействий являются актуальными задачами современной авиационной, аэрокосмической, энергетической промышленности. Анализ поведения материалов требует одновременного учета их упругих, пластических и вязких свойств. Технологии холодной формовки и обтяжки, которые по ряду параметров являются наиболее перспективными технологиями изготовления крупногабаритных элементов конструкций, используют свойство ползучести материалов [1, 2], а точность в геометрии и в уровне остаточных напряжений определяющим образом зависит от упругого отклика материала изделия в процессе снятия оснастки (в процессах разгрузки). При расчетах элементов конструкций на ползучесть выбор определяющих законов из множества существующих является непростой задачей. Множество таких соотношений для одномерных, плоских и пространственных задач содержится в обзорах [3–5]. Большинство задач, описывающих процессы ползучести, являются

геометрически и физически нелинейными. Поэтому проинтегрировать определяющие соотношения или предложить аналитические методы их решения удается только в исключительных частных случаях [6, 7]. Здесь получим решение краевой задачи о накоплении деформаций ползучести, используя закон Нортона, в рамках теории больших деформаций при учете упругих свойств материалов. Аналитические зависимости для перемещений в подобной задаче о пластическом течении материала пробки в круглой трубе с использованием модели больших деформаций [8–10] были ранее получены в [11].

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ

Воспользуемся математической моделью больших деформаций материалов с упругими, пластическими и вязкими свойствами [8–10]. Обратимая \mathbf{e} и необратимая \mathbf{p} составляющие тензора деформаций Альманси \mathbf{d} в прямоугольной системе декартовых координат Эйлера \mathbf{x} определяются дифференциальными уравнениями переноса:

$$\frac{D\mathbf{p}}{Dt} = \boldsymbol{\gamma} - \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\gamma} - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} - \mathbf{y} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{n} \cdot \mathbf{p},$$

$$\frac{D\mathbf{e}}{Dt} = \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\gamma} - \frac{1}{2}((\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\gamma} + \mathbf{z}) \cdot \mathbf{e} + \mathbf{e} \cdot (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\gamma} - \mathbf{z})),$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{e} + \mathbf{p} - \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}/2 - \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} - \mathbf{p} \cdot \mathbf{e} + \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{e}, \quad (1)$$

$$\nabla \mathbf{v} = (\nabla \mathbf{v} + \nabla^T \mathbf{v})/2 + (\nabla \mathbf{v} - \nabla^T \mathbf{v})/2 = \boldsymbol{\varepsilon} + \mathbf{w},$$

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{v}, \quad \mathbf{y} = -\mathbf{y}^T = \mathbf{w} + \mathbf{z},$$

¹Институт автоматики и процессов управления
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
Владивосток, Россия

²Институт машиноведения и металлургии
Дальневосточного отделения Российской академии наук,
Комсомольск-на-Амуре, Россия

*E-mail: lk@iacp.dvo.ru

где t – время, \mathbf{v} , \mathbf{u} – векторы скоростей и перемещений; $\boldsymbol{\varepsilon}$ и $\boldsymbol{\gamma}$ – тензоры скоростей полных и необратимых деформаций; D/Dt – оператор используемой объективной производной по времени; \mathbf{w} – кососимметричный тензор вихря скорости; $\boldsymbol{\gamma}$ – тензор вращений, \mathbf{z} – его нелинейная составляющая, выписанная в [8–10].

Тензор напряжений Эйлера–Коши $\boldsymbol{\sigma}$ для несжимаемой изотропной среды при наличии в ней необратимых деформаций определяется аналогом формулы Мурнагана:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \frac{\partial W}{\partial \mathbf{e}} \cdot (\mathbf{I} - \mathbf{e}),$$

$$W = -2\mu I_1 - \mu I_2 + bI_1^2 + (b - \mu)I_1I_2 - \chi I_1^3 + \dots, \quad (2)$$

$$I_1 = \mathbf{I} \cdot \mathbf{c}, \quad I_2 = \mathbf{I} \cdot \mathbf{c}^2, \quad \mathbf{c} = \mathbf{e} - \mathbf{e}^2/2,$$

где p – добавочное гидростатическое давление; \mathbf{I} – единичный тензор, W – упругий потенциал, μ , b , χ – упругие постоянные.

Накапливаемые в деформируемом материале необратимые деформации могут быть и деформациями ползучести, и пластичности [12]. Здесь рассмотрим случай, когда накопление необратимых деформаций связано только с ползучестью. Источник необратимых деформаций $\boldsymbol{\gamma}$ конкретизируется с помощью степенного закона ползучести Нортон:

$$\boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\varepsilon}^c = \frac{\partial V(\boldsymbol{\Sigma})}{\partial \boldsymbol{\sigma}}, \quad V(\boldsymbol{\Sigma}) = B\Sigma^n (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3), \quad (3)$$

$$\Sigma = \Sigma = \max|\sigma_i - \sigma_j|,$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}^c$ – тензор скоростей деформаций ползучести, $V(\boldsymbol{\Sigma})$ – термодинамический потенциал, B и n – параметры ползучести материала, σ_k – главные значения тензора напряжений.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Построим точное решение задачи о деформировании вязкоупругой пробки высоты l при ее движении в цилиндрической трубе радиуса R с недеформируемыми стенками в условиях переменного перепада давления. Решение этой краевой задачи накопления больших необратимых деформаций ползучести в цилиндрической системе координат r , φ , z будем искать в классе функций

$$u = u_z(r, t), \quad v = v_z(r, t), \quad P = P(r, z, t),$$

где u и v – отличные от нуля компоненты векторов перемещений и скорости, P – новая неизвестная функция добавочного гидростатического давления.

Деформирование начинается из свободного состояния материала, деформации ползучести накапливаются с начала процесса деформирования.

Далее пренебрегаем слагаемыми выше первого порядка по диагональным компонентам тензоров деформаций, которые принимают значения более высокого порядка малости по сравнению с недиагональными [11–13], и выше второго – по недиагональным. Такое ограничение не является принципиальным, но позволяет получить точное решение задачи. Из (2) следует:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= 2\mu e_{rr} + 3\mu e_{rz}^2, & \sigma_{\varphi\varphi} &= -P, \\ \sigma_{rz} &= 2\mu e_{rz}, & \sigma_{zz} &= -P + 2\mu e_{zz} + 3\mu e_{rz}^2, \end{aligned} \quad (4)$$

$$(\sigma_{rr} - \sigma_{zz})e_{rz} = (e_{rr} - e_{zz})\sigma_{rz}.$$

Уравнения равновесия в рамках квазистатического приближения имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{rz,r} + \sigma_{zz,z} + \sigma_{rz}r^{-1} &= 0, \\ \sigma_{rr,r} + \sigma_{rz,z} + (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})r^{-1} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Движение пробки в трубе свяжем с изменением перепада давления $p(t)$ на ее граничных поверхностях $z = u(r, t)$ и $z = l + u(r, t)$. Зададим его в виде

$$\sigma_{zz}(0, u(0, t)) = -p(t), \quad \sigma_{zz}(0, l + u(0, t)) = 0, \quad (6)$$

где $r = 0$ – координата максимального перемещения граничных точек пробки.

В соответствии с (1), (3) кинематические соотношения в принятых ограничениях по компонентам деформаций записываются в форме

$$\begin{aligned} d_{rz} &= e_{rz} + p_{rz} = \frac{1}{2}u', & d_{rr} &= -\frac{1}{2}(u')^2, & u' &= \frac{\partial u}{\partial r}, \\ y_{zr} &= -y_{rz} = \frac{1}{2}v', & \frac{dd_{rz}}{dt} &= \frac{\partial d_{rz}}{\partial t} = \frac{1}{2}v', \end{aligned} \quad (7)$$

$$\varepsilon_{rz}^c = (-1)^n Bn2^{n-1}(c(t)r)^{n-1}, \quad \varepsilon_{rr}^c = -\varepsilon_{zz}^c = \frac{e_{rr} - e_{zz}}{e_{rz}} \frac{\varepsilon_{rz}^c}{2}.$$

Согласно (1) и (7), для диагональных компонент обратимых и необратимых деформаций получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_{zz}}{\partial t} + \frac{\varepsilon_{rz}^c}{e_{rz}} e_{zz} &= e_{rz} \left(\frac{3}{2}\varepsilon_{rz}^c + \varepsilon_{rz}^e \right), & e_{rr} &= -e_{zz} - e_{rz}^2, \\ p_{zz} &= -e_{zz} + 2e_{rz}p_{rz} + \frac{e_{rz}^2}{2}, & p_{rr} &= -p_{zz} - 2p_{rz}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Полагаем далее $p(t)$ линейной функцией времени $p(t) = \alpha t$ ($\alpha = \text{const}$), постоянную в законе ползучести Нортон (3) принимаем $n = 3$. Во всем процессе деформирования пластическое течение не возникает ($|\sigma_{rz}| < k$), k – предел текучести.

Будем считать теперь, что до тех пор, пока

$$|\sigma_{rz}|_{r=R} < \sigma_0, \quad (9)$$

где σ_0 – задаваемая постоянная сухого трения, на стенках трубы выполняются условия жесткого сцепления:

$$u(R, t) = 0, \quad v(R, t) = 0. \quad (10)$$

Для условий (6), (9) из определяющих уравнений (5) и (8) получаем, учитывая, что напряжение σ_{rz} должно быть конечным при $r = 0$:

$$\sigma_{rz} = -\frac{f}{2}, \quad e_{rz} = -\frac{f}{4\mu}, \quad \varepsilon_{rz}^c = -\frac{3Bf^2}{2},$$

$$p_{rz} = \int_0^t \varepsilon_{rz}^c(\xi) d\xi = -\frac{Bf^2 t}{2}, \quad f = \frac{\alpha t r}{l}, \quad (11)$$

$$u = g(r, t) = \frac{\alpha t}{4\mu l} (R^2 - r^2) + \frac{B\alpha^2 t^3}{3l^2} (R^3 - r^3),$$

$$v = \dot{u} = \frac{\alpha}{4\mu l} (R^2 - r^2) + \frac{B\alpha^2 t^2}{l^2} (R^3 - r^3).$$

Из дифференциального уравнения из (8) с учетом условия $e_{zz}(r, 0) = 0$ найдем

$$e_{zz} = \frac{3f^2}{32\mu^2} - \frac{\alpha j}{48B\mu^3} (1 - e^{Fj r^2}), \quad (12)$$

$$F = -3B\alpha\mu, \quad j = \frac{r}{l}.$$

Компонента напряжений σ_{rr} определяется из второго уравнения равновесия с использованием граничных условий (6)

$$\sigma_{rr} = -p(t)a + \frac{f^2}{16\mu} - \frac{\alpha}{24B\mu^2} \left(j + \frac{1}{Fr^2} - \frac{e^{Fj r^2}}{Fr^2} \right),$$

$$a = 1 - \frac{z}{l} + \frac{u(0, t)}{l}, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{rr} + 2\mu e_{zz} - \mu e_{rz}^2, \quad (13)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{rr} + 4\mu e_{zz} + 2\mu e_{rz}^2.$$

Полученное решение (11)–(13) приемлемо до момента времени $t = t^* = \frac{2\sigma_0 l}{\alpha R}$, пока выполняется строгое неравенство (9). Начиная с момента времени $t = t^*$ на стенке $r = R$ начинается скольжение. Условие прилипания теперь не выполняется и заменяется краевым условием

$$(\sigma_{rz} + \sigma_0 + \xi v)_{r=R} = 0,$$

где ξ – постоянная вязкого трения. Тогда с момента времени t^* перемещение и скорость вычисляются из зависимостей (11), если в выражение для скорости добавить слагаемое $q(t) = \frac{\alpha t R}{2\xi l} - \frac{\sigma_0}{\xi}$, для переме-

щений функцию $\frac{\alpha R t^2}{4\xi l} + q_1(t)$, $q_1(t) = \frac{\sigma_0^2 l}{\alpha \xi R} - \sigma_0 t / \xi$.

Полагая с момента времени $t = t_1$ функцию $p(t)$

постоянной: $p(t) = \alpha t_1$, решение задачи найдем аналогично (11)–(13):

$$\sigma_{rz} = -\frac{f_1}{2}, \quad e_{rz} = -\frac{f_1}{4\mu}, \quad \varepsilon_{rz}^c = -\frac{3Bf_1^2}{2},$$

$$p_{rz} = Bf_1^2 \left(t_1 - \frac{3}{2}t \right), \quad f_1 = \frac{\alpha t_1 r}{l},$$

$$u = g(r, t) - \frac{\alpha R t_1^2}{4\xi l} + \frac{\alpha R t_1 t}{2\xi l} + q_1(t),$$

$$v = \frac{B\alpha^2 t_1^2}{l^2} (R^3 - r^3) + q(t_1), \quad (14)$$

$$e_{zz} = \frac{3f_1^2}{32\mu^2} - \frac{\alpha j}{48B\mu^3} (e^{h_1(t)j} - e^{h_2(t)j}),$$

$$h_1(t) = 2Ft_1(t - t_1), \quad h_2(t) = Ft_1(2t - t_1),$$

$$\sigma_{rr} = -p(t)a + \frac{f_1}{16\mu} + \frac{\alpha}{24B\mu^2} \left(\frac{1 - e^{h_1(t)j}}{h_1(t)} + \frac{e^{h_2(t)j} - 1}{h_2(t)} \right).$$

С уменьшением давления $p(t)$ с некоторого момента времени $t = t_2 > t_1$, по закону $p(t) = \alpha t_1 s(t)$, $s(t) = 1 - \beta(t - t_2)$, $\beta = \text{const}$, решение (14) перепи- сывается в форме

$$\sigma_{rz} = -\frac{n}{2}, \quad e_{rz} = -\frac{n}{4\mu},$$

$$p_{rz} = Bf_1^2 \left(t_1 - \frac{3}{2}t_2 - \frac{1}{2\beta} + \frac{1}{2\beta} s^3(t) \right), \quad \varepsilon_{rz}^c = -\frac{3Bn^2}{2},$$

$$u = g_1(r, t) + q_1(t) + \frac{\alpha t_1 R}{2\xi l} \left(t_2 + \frac{1}{2\beta} - \frac{1}{2\beta} s^2(t) \right),$$

$$g_1(r, t) = \frac{\alpha t_1}{l} \left(\frac{s(t)}{4\mu} (R^2 - r^2) + \frac{B\alpha t_1}{3l} (R^3 - r^3) \times \right. \\ \left. \times \left(3t_2 - t_1 + \frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta} s^3(t) \right) - \frac{R t_1}{4\xi} \right),$$

$$v = \frac{\alpha t_1}{l} \left(\frac{\beta}{4\mu} (R^2 - r^2) + \right. \quad (15)$$

$$\left. + \frac{s(t)R}{2\xi} + \frac{B\alpha t_1}{l} (R^3 - r^3) s^2(t) \right) - \frac{\sigma_0}{\xi},$$

$$e_{zz} = \frac{3n^2}{32\mu^2} - \frac{\alpha j}{48B\mu^3} (e^{b_1} - e^{b_2} - 2\beta t_1 b(t)),$$

$$h(t) = \frac{3B\mu t_1}{\beta} (s^2(t) - 1), \quad b_1 = (h(t) + h_1(t_2))j,$$

$$b_2 = (h(t) + h_2(t_2))j, \quad b(t) = 1 - e^{h(t)j}, \quad n = f_1 s(t),$$

$$\sigma_{rr} = -p(t)a + \frac{n^2}{16\mu} +$$

$$+ \frac{\alpha}{24B\mu^2} \left(\frac{1 - e^{b_1}}{h(t) + h_1(t_2)} + \frac{e^{b_2} - 1}{h(t) + h_2(t_2)} + \frac{2\beta t_1 b(t)}{h(t)} \right).$$

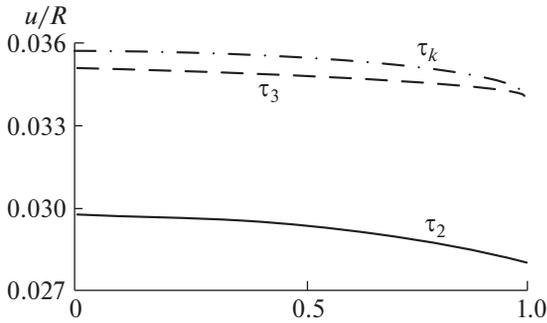


Рис. 1. Изменение перемещений.

Решение (15) справедливо до конечного момента разгрузки $t_k = \beta^{-1} + t_2$, кроме выражений для скорости и перемещения, поскольку скорость в (15) становится равной нулю на поверхности $r = R$ в момент времени $t_3 = t_k - \frac{2l\sigma_0}{\alpha\beta t_1 R} < t_k$. С этого момента времени до конечного момента разгрузки t_k при $r = R$ выполняется условие прилипания $v(R) = 0$. В промежутке времени $t_3 \leq t < t_k$ для скорости и перемещений выполняются зависимости

$$u = g_1(r, t) + q_1(t_3) + \frac{\alpha t_1 R}{2\xi l} \left(t_2 + \frac{1}{2\beta} - \frac{1}{2\beta} s^2(t_3) \right),$$

$$v = -\frac{\alpha t_1 \beta}{4\mu l} (R^2 - r^2) + \frac{B\alpha^2 t_1^2}{l^2} (R^3 - r^3) s^2(t).$$

В конечный момент разгрузки t_k $\epsilon_{rz}^c = 0$, $v = 0$, p_{rr} находится из (8), остаточные напряжения и остальные компоненты деформаций вычисляются по формулам

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha\beta t_1 b(t_k)}{12B\mu^2 h(t_k)} + \frac{\alpha}{24B\mu^2} \times$$

$$\times \left(\frac{1 - e^{b_1(t_k)}}{h(t_k) + h_1(t_2)} + \frac{e^{b_2(t_k)} - 1}{h(t_k) + h_2(t_2)} \right),$$

$$\sigma_{rz} = 0, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{rr} + 2\mu e_{zz}, \quad \sigma_{zz} = \sigma_{rr} + 4\mu e_{zz},$$

$$p_{rz} = \frac{Br^2 \alpha^2 t_k^3}{l^2} \left(t_1 - \frac{3}{2} t_2 - \frac{1}{2\beta} \right), \quad e_{rz} = 0,$$

$$e_{zz} = -e_{rr} = -p_{zz} =$$

$$= -\frac{\alpha j}{48B\mu^3} (e^{b_1(t_k)} - e^{b_2(t_k)}) + \frac{\alpha\beta t_1 b(t_k) j}{24B\mu^3}.$$

На рис. 1 изображены перемещения u/R в моменты времени τ_2 , τ_3 , τ_k ($\tau = \frac{\alpha t}{\mu}$). На рис. 2 представлены компоненты остаточных напряжений

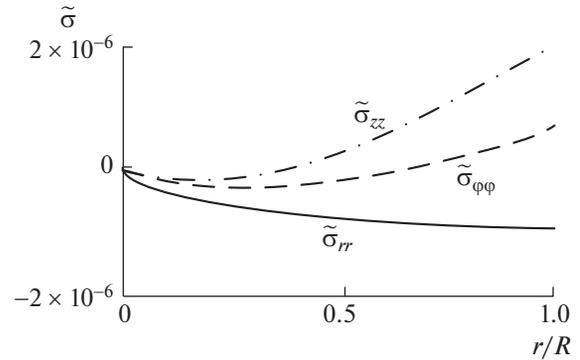


Рис. 2. Остаточные напряжения.

$\tilde{\sigma} = \sigma/\mu$. Постоянные принимают значения $R/l = 0.5$, $\frac{\sigma_0}{\mu} = 0.0009$, $\frac{B\mu^3}{\alpha} = 1200$, $\frac{\mu^2}{\alpha R \xi} = 600$, $\frac{\beta\mu}{\alpha} = 8$.

Использование модели больших деформаций с дифференциальными уравнениями изменения составляющих полных деформаций позволило получить точное решение задачи теории о деформировании в условиях ползучести вязкоупругого материала в круглой трубе с учетом проскальзывания в окрестности ее жесткой стенки.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-11-00163).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Работнов Ю.Н.* Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 2014. 752 с.
2. *Малинин Н.Н.* Прикладная теория пластичности и ползучести. М.: Машиностроение, 1975. 400 с.
3. *Локощенко А.М.* Применение кинетической теории при анализе длительного высокотемпературного разрушения металлов в условиях сложного напряженного состояния (обзор) // ПМТФ. 2012. Т. 53. № 4. С. 149–164.
4. *Локощенко А.М.* Длительная прочность металлов при сложном напряженном состоянии (обзор) // Изв. РАН. МТТ. 2012. № 3. С. 116–136.
5. *Локощенко А.М.* Результаты исследований ползучести и длительной прочности металлов в Научно-исследовательском институте механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (к юбилею Ю.Н. Работнова) // ПМТФ. 2014. Т. 55. № 1. С. 144–165.
6. *Кузнецов Е.Б., Леонов С.С.* Об аналитическом решении одной задачи ползучести // Журнал СВМО. 2018. Т. 20. № 3. С. 282–294. <https://doi.org/10.15507/2079-6900.20.201803.282-294>
7. *Коваленко Л.В., Попов Н.Н., Радченко В.П.* Решение плоской стохастической задачи ползучести // ПММ. 2009. Т. 73. Вып. 6. С. 1009–1016.

8. Быковцев Г.И., Шитиков А.В. Конечные деформации упругопластических сред // ДАН СССР. 1990. Т. 311. № 1. С. 59–62.
9. Буренин А.А., Быковцев Г.И., Ковтанюк Л.В. Об одной простой модели для упругопластической среды при конечных деформациях // ДАН. 1996. Т. 347. № 2. С. 199–201.
10. Буренин А.А., Ковтанюк Л.В. Большие необратимые деформации и упругое последствие. Владивосток: Дальнаука, 2013. 312 с.
11. Ковтанюк Л.В. О продавливании упруговязкопластического материала через жесткую круговую цилиндрическую матрицу // ДАН. 2005. Т. 40. № 6. С. 764–767.
12. Ковтанюк Л.В., Панченко Г.Л. Об изменяющихся механизмах производства больших необратимых деформаций в условиях прямолинейного движения в цилиндрическом слое // Изв. РАН. МТТ. 2020. № 2. С. 10–21.
<https://doi.org/10.31857/S0572329920020099>
13. Панченко Г.Л. О прямолинейном течении в упруговязкопластическом цилиндрическом слое в условиях одностороннего прилипания // Вычислительная механика сплошных сред. 2011. Т. 4. № 4. С. 86–96.

ANALYTICAL SOLUTION OF THE CREEP PROBLEM VISCOELASTIC MATERIAL IN A ROUND TUBE

Corresponding Member of the RAS L. V. Kovtanyuk^{a,b}

^a*Institute of Automation and Control Processes Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russia*

^b*Institute of Machinery and Metallurgy Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Komsomolsk-on-Amur, Russia*

Using a mathematical model of large deformations of materials with elastic, plastic and viscous properties, an analytical solution was obtained for deformation under creep conditions of a bung in a round tube with a varying pressure drop. The motion is considered taking into account the sliding of the material in the vicinity of the rigid wall of the pipe and its deformation under increasing, constant and decreasing pressure. Displacements, reversible and irreversible deformations, stresses at all stages of deformation, including residual deformations and stresses at full unloading are calculated.

Keywords: large deformations, creep, elasticity, residual stresses