ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա XXXII, № 5, 1979 Механика

Г. С. ВАРДАНЯН, В. Н. ГЕТРИК

О ТЕОРИИ ТЕРМОПОЛЗУЧЕСТИ НЕОДНОРОДНО СТАРЕЮЩИХ СРЕД

Рассмотрим стареющую среду, возраст которой зависит от пространственных координат. С такими средами мы имеем дело, например, при наращивании или поэтапном возведении сооружений из элементов, обладающих свойством ползучести и старения или при действии на среду различных неоднородных полей, приводящих к изменению ее физико-механических свойств. Поля, обусловленные физико-химическими процессами внутри различных сред, приводят к их естественному старению, а поля, связанные с различными внешними воздействиями (например, действие облучения, радиации и др.), приводят к искусственному старению.

Как правило, указанные поля сопровождаются действием температурного поля, что в свою очередь существенно влияет на свойства данной среды. Таким образом, имеем неоднородно наследственно-стареющую среду в условиях неизотермического процесса деформирования.

Основные реологические уравнения изотермической ползучести неоднородно стареющих сред получены в работах Н. Х. Арутюняна [1, 2]. Реологические уравнения неизотермической ползучести однородно стареющих сред построены в работе [3].

На основании работ [1, 2] основное реологическое уравнение для неоднородно стареющего материала при одноосном напряженном состоянии и постоянной температуре $T = T_0$ представим в виде

$$\varepsilon_x(t) = \frac{1}{E[t+\varkappa(x)]}\left\{\sigma_x(t) + \int_{\tau_1(0)}^{t} \sigma_x(\tau) K[t+\varkappa(x), \quad \tau+\varkappa(x)]\, d\tau\right\} \tag{1.1}$$

где $\varkappa(x)$ — приращение возраста, отсчитываемое от элемента с координатой $x = 0$

$$\varkappa(x) = \tau_1(x) - \tau_1(0) \tag{1.2}$$

$$K[t+\varkappa(x), \tau+\varkappa(x)] = \\ = -E[t+\varkappa(x)]\frac{\partial}{\partial\tau}\left\{\frac{1}{E[\tau+\varkappa(x)]} + C[t+\varkappa(x), \tau+\varkappa(x)]\right\} \tag{1.3}$$

При этом модуль упругости $E[t+\varkappa(x)]$ и мера ползучести $C[t+\varkappa(x), \tau+\varkappa(x)]$ определяются выражениями

$$E[t+\varkappa(x)] = E_0[t+\varkappa(x)] \tag{1.4}$$

$$C[t+\varkappa(x),\ \tau+\varkappa(x)]=\varphi[\tau+\varkappa(x)]f(t-\tau) \tag{1.5}$$

Здесь $\psi[t+\varkappa(x)]$ — монотонно возрастающая функция, стремящаяся к 1 при $t\to\infty$; $\varphi[\tau+\varkappa(x)]$ — монотонно убывающая функция, которая с увеличением возраста τ стремится к некоторой постоянной C_0, называемой предельным значением меры ползучести материала в его старом возрасте; $f(t-\tau)$ — функция, характеризующая наследственные свойства материала и в интервале $0\leq t-\tau<\infty$ изменяющаяся в пределах от 0 до 1.

При произвольной температуре

$$T(x,\ t)=T_0+\theta(x,\ t) \tag{1.6}$$

параметры, входящие в выражения (1.4) и (1.5), будут функциями от температуры $T(x,\ t)$, следовательно, модуль упругости и меру ползучести можно определить выражениями

$$E(T,\ t)=E_0(T)\psi[\rho(T)t+\varkappa(x)] \tag{1.7}$$

$$C(T,\ t,\ \tau)=\varphi[\rho(T)\tau+\varkappa(x)]f[\rho(T)t-\rho(T)\tau] \tag{1.8}$$

Здесь функции $E_0(T)$ и $\rho(T)$ должны удовлетворять условиям

$$E_0(T_0)=E_0;\quad \rho(T_0)=1 \tag{1.9}$$

Функцию $\rho(T)$ выберем в виде

$$\rho(T)=\frac{\tau_1}{t}+\frac{1}{t}\int\limits_{\tau_1}^{t}a_T(T,\ t)\,dt \tag{1.10}$$

где $a_T(T,\ t)$ можно аппроксимировать выражением [4, 5]

$$a_T(T,\ t)=\exp\frac{C_1(t)(T-T_0)}{C_2(t)+T-T_0} \tag{1.11}$$

Если теперь ввести приведенную шкалу времени

$$\begin{aligned}\xi=\xi(x,\ t)&=\rho[T(x,\ t)]t+\varkappa(x)\\ \eta=\xi(x,\ \tau)&=\rho[T(x,\ \tau)]\tau+\varkappa(x)\end{aligned} \tag{1.12}$$

то при одновременном учете неоднородного старения и влияния температурного поля модуль упругости и мера ползучести примут вид

$$E(T,\ \xi)=E_0(T)\psi(\xi) \tag{1.13}$$

$$C(\xi,\ \eta)=\varphi(\eta)f(\xi-\eta) \tag{1.14}$$

Тогда реологическое уравнение неизотермической ползучести для неоднородно стареющего тела в шкале времени ξ, η при одноосном напряженном состоянии примет следующую форму:

$$E(T,\ \xi)[\varepsilon_x(\xi)-\alpha\theta(\xi)]=\sigma_x(\xi)+\int\limits_{\eta_1}^{\xi}\sigma_x(\eta)K(\xi,\ \eta)\,d\eta \tag{1.15}$$

В шкале истинного времени t, τ это выражение принимает вид

$$E[T, \xi(x, t)][\varepsilon_x(t) - \alpha\theta(t)] =$$

$$= \sigma_x(t) + \int\limits_{\tau_1(0)}^{t} \sigma_x(\tau) K[\xi(x, t); \xi(x, \tau)] a_T(T, \tau) \, d\tau \qquad (1.16)$$

В общем случае при трехосном напряженном состоянии основные уравнения неизотермической теории ползучести, описывающие изменение формы и объема неоднородно стареющих сред, будут иметь вид

$$2G[T, \xi(x_k, t)] e_{ij}(t) = S_{ij}(t) + \int\limits_{\tau_1(0)}^{t} S_{ij}(\tau) K_1[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) \, d\tau \qquad (1.17)$$

$$E^*[T, \xi(x_k, t)] \varepsilon(t) = \sigma(t) + \int\limits_{\tau_1(0)}^{t} \sigma(\tau) K_2[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) \, d\tau \qquad (1.18)$$

Здесь

$$\varepsilon(t) = \frac{e(t)}{3} - \alpha\theta(t); \quad S_{ij}(t) = \sigma_{ij}(t) - \sigma(t)\delta_{ij}; \quad e_{ij}(t) = \varepsilon_{ij}(t) - \frac{e(t)}{3}\delta_{ij} \qquad (1.19)$$

$e(t)$ — объемная деформация; $\sigma(t)$ — среднее гидростатическое давление; E^* и G — модули мгновенной объемной деформации и деформации сдвига; S_{ij} и e_{ij} — девиаторы тензора напряжений и деформаций.

Уравнения (1.17) и (1.18) можно обратить, то есть напряжения выразить через деформации

$$\frac{S_{ij}}{2} = G[T, \xi(x_k, t)] e_{ij}(t) -$$

$$- \int\limits_{\tau_1(0)}^{t} G[T, \xi(x_k, \tau)] e_{ij}(\tau) R_1[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) \, d\tau \qquad (1.20)$$

$$\sigma(t) = E^*[T, \xi(x_k, t)] \varepsilon(t) -$$

$$- \int\limits_{\tau_1(0)}^{t} E^*[T, \xi(x_k, \tau)] \varepsilon(\tau) R_2[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) \, d\tau \qquad (1.21)$$

Обозначим

$$E^*[T, \xi(x_k, t)] = \bar{E}^*(t); \quad K_i[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) = \bar{K}_i(t, \tau)$$

$$G[T, \xi(x_k, t)] = \bar{G}(t); \quad R_i[\xi(x_k, t); \xi(x_k, \tau)] a_T(T, \tau) = \bar{R}_i(t, \tau)$$

$$(i = 1, 2)$$

Ядра сдвиговой и объемной ползучести $\tilde{K}_i(t, \tau)$ связаны с ядрами релаксации $\tilde{R}_i(t, \tau)$ с помощью интегрального уравнения вида

$$\tilde{K}_i(t, \tau) - \tilde{R}_i(t, \tau) = \int_{\tau}^{t} R_i(s, \tau)\,\tilde{K}_i(t, s)\,ds \tag{1.22}$$

Пусть мера сдвиговой или объемной ползучести имеет вид

$$\tilde{C}(t, \tau) = \tilde{\varphi}(\tau)\left[1 - e^{-\gamma[\rho(T)t - \rho(T)\tau]}\right] \tag{1.23}$$

Тогда ядро

$$\tilde{K}(t, \tau) = -\tilde{E}(t)\frac{\partial}{\partial\tau}\left[\frac{1}{\tilde{E}(\tau)} + \tilde{C}(t, \tau)\right] \tag{1.24}$$

будет вырожденным

$$\tilde{K}(t, \tau) = F_1(t)\,\Phi_1(\tau) + F_2(t)\,\Phi_2(\tau)$$

где

$$F_1(t) = \tilde{E}(t); \quad \Phi_1(\tau) = \frac{\tilde{E}'(\tau)}{\tilde{E}^2(\tau)} - \tilde{\varphi}'(\tau); \quad F_2(t) = \tilde{E}(t)\,e^{-\gamma\rho(T)t}$$

$$\Phi_2(\tau) = \left[\tilde{\varphi}'(\tau) + \gamma a_T(\tau)\tilde{\varphi}(\tau)\right] e^{\gamma\rho(T)\tau}$$

В этом случае интегральное уравнение резольвенты $\tilde{R}(t, \tau)$, получаемое из (1.22) при опускании индексов i, можно свести к дифференциальному уравнению второго порядка с переменными коэффициентами

$$\frac{\partial^2\tilde{R}(t, \tau)}{\partial t^2} + \left\{\gamma a_T(t)\left[1 + \tilde{E}(t)\tilde{\varphi}(t)\right] - \frac{\tilde{E}'(t)}{\tilde{E}(t)} - \frac{a_T'(t)}{a_T(t)}\right\}\frac{\partial\tilde{R}(t, \tau)}{\partial t} = 0 \tag{1.25}$$

при начальных условиях

$$\tilde{R}(\tau, \tau) = \tilde{K}(\tau, \tau) = -\frac{\tilde{E}'(\tau)}{\tilde{E}(\tau)} + \gamma a_T(\tau)\,\tilde{E}(\tau)\,\tilde{\varphi}(\tau) \tag{1.26}$$

$$\tilde{R}_t'(\tau, \tau) = \tilde{K}_t'(\tau, \tau) - \tilde{K}^2(\tau, \tau) =$$

$$= -\gamma a_T(\tau)\left[\tilde{E}(\tau)\tilde{\varphi}(\tau)\right]' - \gamma^2 a_T^2(\tau)\,\tilde{E}(\tau)\,\tilde{\varphi}(\tau)\left[1 - \tilde{E}(\tau)\tilde{\varphi}(\tau)\right] \tag{1.27}$$

Решение уравнения (1.25) имеет вид

$$\bar{R}(t, \tau) = A_1(\tau) \int_{\tau}^{t} \alpha_T(z) \bar{E}(z) e^{-\gamma\omega(z, \tau)} dz + A_2(\tau) \tag{1.28}$$

где

$$\omega(z, \tau) = \int_{\tau}^{z} \alpha_T(s) [1 + \bar{E}(s) \tilde{\varphi}(s)] ds \tag{1.29}$$

$$A_1(\tau) = -\gamma \frac{[\bar{E}(\tau) \tilde{\varphi}(\tau)]'}{\bar{E}(\tau)} = \gamma^2 \alpha_T(\tau) \tilde{\varphi}(\tau) [1 - \bar{E}(\tau) \tilde{\varphi}(\tau)] \tag{1.30}$$

$$A_2(\tau) = \frac{\bar{E}'(\tau)}{\tilde{E}(\tau)} + \gamma \alpha_T(\tau) \bar{E}(\tau) \tilde{\varphi}(\tau) \tag{1.31}$$

Неизотермическая деформация составной трубы

Рассмотрим длинную двухслойную трубу, внутренний слой которой ($a \leqslant r \leqslant b$) выполнен из упругого материала с характеристиками G_1, ν_1, α_1, а наружный ($b \leqslant r \leqslant c$) — из неоднородно стареющего в радиальном направлении вязкоупругого материала с коэффициентом линейного теплового расширения $\alpha_2 < \alpha_1$.

В такой составной трубе при однородном температурном поле $T(t) = T_* + \theta(t)$ за счет разности коэффициентов линейного теплового расширения возникнет плоская осесимметричная деформация. Обозначим перемещение контактной поверхности $r = b$ через $\lambda(t)$, а давление на этой поверхности $-\sigma_r = -P(t)$. Внутренняя ($r = a$) и наружная ($r = c$) поверхности свободны ($\sigma_r = 0$).

При переходе через контактную поверхность компоненты σ_r и ε_z должны изменяться непрерывно, а компоненты σ_θ, σ_z и ε_θ могут изменяться скачком.

Функция изменения возраста $\varkappa(r)$ известна, так что $\xi = \xi(r, t) = \rho(T)t + \varkappa(r)$ найдено. Требуется найти закон релаксации контактного давления $P(t)$.

Напряжения и радиальное перемещение для внутреннего слоя трубы определяются с помощью известного решения Ляме

$$\sigma_r = -\frac{b^2 P(t)}{b^2 - a^2}\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right); \quad \sigma_\theta = -\frac{b^2 P(t)}{b^2 - a^2}\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \tag{1.32}$$

$$U_r = -\frac{b^2 P(t)}{2G_1 (b^2 - a^2)} \left[\frac{a^2}{r} + (1 - 2\nu_1) r\right] + \alpha_1 (1 + \nu_1) r \theta(t) \tag{1.33}$$

Учитывая, что при $r = b$ $U_r = \lambda(t)$, найдем связь между радиальным перемещением $\lambda(t)$ контактной поверхности и давлением $P(t)$ на этой поверхности

$$\lambda(t) = -\frac{a^2 b + (1-2\nu_1) b^3}{2G_1 (b^2 - a^2)} P(t) + (1+\nu_1)\alpha_1 b\vartheta(t) \qquad (1.34)$$

Для наружного слоя ($b \leqslant r \leqslant c$), принимая условие несжимаемости $\varepsilon(t) = 0$, получим

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{U_r}{r} - 3\alpha_2\vartheta(t) \qquad (1.35)$$

Интегрируя дифференциальное уравнение (1.35) с учетом условий $U_r = \lambda(t)$ при $r = b$, для перемещений U_r получим выражение

$$U_r = \left(\frac{3}{2}\alpha_2 r - \frac{3}{2}\alpha_2\frac{b^2}{r} + \alpha_1(1+\nu_1)\frac{b^2}{r}\right)\vartheta(t) - \frac{a^2b^2 + (1-2\nu_1)b^4}{2G_1(b^2-a^2)}\frac{P(t)}{r}$$

Отсюда найдем

$$\varepsilon_\theta = \frac{U_r}{r} = \left(\frac{3}{2}\alpha_2 - \frac{3}{2}\alpha_2\frac{b^2}{r^2} + \alpha_1(1+\nu_1)\frac{b^2}{r^2}\right)\vartheta(t) -$$

$$- \frac{a^2b^2 + (1-2\nu_1)b^4}{2G_1(b^2-a^2)}\frac{P(t)}{r^2} \qquad (1.36)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\partial U_r}{\partial r} = \left(\frac{3}{2}\alpha_2 + \frac{3}{2}\alpha_2\frac{b^2}{r^2} - \alpha_1(1+\nu_1)\frac{b^2}{r^2}\right)\vartheta(t) +$$

$$+ \frac{a^2b^2 + (1-2\nu_1)b^4}{2G_1(b^2-a^2)}\frac{P(t)}{r^2} \qquad (1.37)$$

С учетом (1.36) и (1.37) получим

$$\varepsilon_r - \varepsilon_\theta = [3\alpha_2 - 2\alpha_1(1+\nu_1)]\frac{b^2}{r^2}\vartheta(t) + \frac{a^2b^2 + (1-2\nu_1)b^4}{G_1(b^2-a^2)}\frac{P(t)}{r^2} =$$

$$= \frac{1}{r^2}[A\vartheta(t) + BP(t)] \qquad (1.38)$$

Здесь

$$A = [3\alpha_2 - 2\alpha_1(1+\nu_1)]b^2; \quad B = \frac{a^2b^2 + (1-2\nu_1)b^4}{G_1(b^2-a^2)} \qquad (1.39)$$

На основании (1.20) находим

$$\frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{2} = G_2[T; \xi(r,t)](\varepsilon_r - \varepsilon_\theta) -$$

$$- \int_{\xi(0)}^{\xi} G_2[T; \xi(r,\tau)][\varepsilon_r(r,\tau) - \varepsilon_\theta(r,\tau)]\, R[\xi(r,t); \xi(r,\tau)]\, a_T(T,\tau)\, d\tau$$

$$(1.40)$$

С учетом (1.38) выражение (1.40) представим в виде

$$\frac{\sigma_r-\sigma_\varphi}{2}=[A\theta(t)+BP(t)]\frac{G_2[T;\xi(r,t)]}{r^2}-$$

$$-\int_{\xi_1(0)}^{t}[A\theta(\tau)+BP(\tau)]\frac{G_2[T,\xi(r,\tau)]}{r^2}R[\xi(r,t);\xi(r,\tau)]\,a_T(T,\tau)\,d\tau \quad (1.41)$$

Из условия равновесия

$$\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}=-\frac{\sigma_r-\sigma_\varphi}{r}$$

получим

$$\sigma_r=-\int_b^r\frac{\sigma_r-\sigma_\varphi}{r}dr-P(t) \quad (1.42)$$

Отсюда, учитывая, что при $r=c$ $\sigma_r=0$, получим

$$\int_b^c\frac{\sigma_r-\sigma_\varphi}{r}dr=-P(t) \quad (1.43)$$

Если теперь разделить выражение (1.41) на r и проинтегрировать в пределах от b до c и учесть (1.43), то получим

$$\frac{P(t)}{2}=-[A\theta(t)+BP(t)]\overline{G}_2(t)-\int_{\xi_1(0)}^{t}[A\theta(\tau)+BP(\tau)]\overline{R}(t,\tau)\,d\tau \quad (1.44)$$

Здесь

$$\overline{G}_2(t)=\int_b^c\frac{G_2[T;\xi(r,t)]}{r^3}dr \quad (1.45)$$

$$\overline{R}(t,\tau)=a_T(\tau)\int_b^c\frac{G_2[T;\xi(r,\tau)]}{r^3}R[\xi(r,t);\xi(r,\tau)]\,dr \quad (1.46)$$

При заданной температуре $\theta(t)$ закон изменения давления $P(t)$ определяется из интегрального уравнения (1.44). При $\alpha_1=\alpha_2$ и $\nu_1=0.5$ из (1.39) следует, что $A=0$. В этом случае интегральное уравнение (1.44) приводится к однородному уравнению Вольтерра, которое имеет только нулевое решение $P(t)=0$.

Численный пример. Рассмотрена составная труба в однородном температурном поле $T(t)=T_0+\theta(t)$, где

$$
\theta(t) = \begin{cases} 0 & ; \quad 0 \leqslant t \leqslant \tau_1 \\ \dfrac{\theta_0}{\tau_2 - \tau_1}(t - \tau_1); & \tau_1 \leqslant t \leqslant \tau_2 \\ \theta_0 & ; \quad \tau_2 \leqslant t < \infty \end{cases}
$$

$T_1 = 9°C$, $\theta_0 = 81°C$, $\tau_1 = 7$ *сут*, $\tau_2 = 20$ *сут*.

Характеристики составной трубы выбраны следующие:

$$
G_1 = 0.769 \cdot 10^6 \ кг/см^2 \quad \nu_1 = 0.3, \quad \nu_2 = 0.5
$$

$$
\alpha_1 = 12 \cdot 10^{-6} \ град^{-1}, \quad \alpha_2 = 7 \cdot 10^{-6} \ град^{-1}
$$

$$
b/a = 1.02, \qquad c/a = 1.5
$$

Характеристики вязкоупругого материала приняты по зависимостям

$$
E(\tau) = E_0(1 - e^{-\beta\tau}), \quad C(t, \tau) = \varphi(\tau) f(t - \tau)
$$

$$
\varphi(\tau) = C_0 + \frac{C}{\tau}; \quad f(t - \tau) = 1 - e^{-\gamma(t-\tau)}
$$

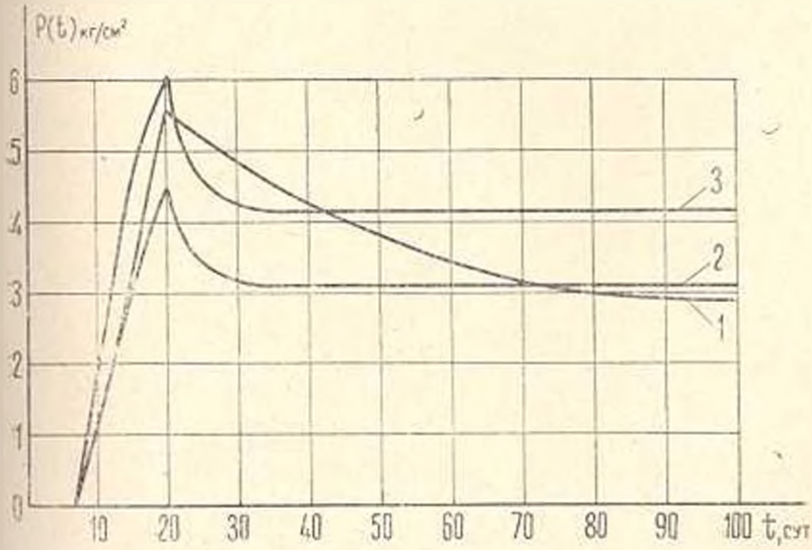
где $\qquad E_0 = 2 \cdot 10^4 \ кГ/см^2, \ \beta = 0.03 \ сут^{-1}, \ \gamma = 0.026 \ сут^{-1};$

$$
C_0 = 0.9 \cdot 10^{-5} \ см^2/кГ, \qquad C = 4.82 \cdot 10^{-5} \ (см^2/кГ) \ сут.
$$

$C_1(t)$ и $C_2(t)$ в формуле (1.11) приняты постоянными, имеющими значения $C_1 = 3.98$; $C_2 = 98.82$.

По результатам численного решения интегрального уравнения (1.44) построены графики изменения давления $P(t)$ для следующих трех случаев:

1. Материал наружного слоя трубы ($b \leqslant r \leqslant c$) однородно стареющий. Влияние температуры на свойства материала не учитывается (кривая 1 на фиг. 1).



Фиг. 1. График изменения давления на контактной поверхности двухслойной трубы.

2. Материал наружного слоя трубы однородно стареющий и учитывается влияние температуры на свойства материала (кривая 2).

3. Материал наружного слоя неоднородно стареющий. Он состоит из двух одинаковых по толщине слоев, один из которых (внутренний) имеет возраст 50 *сут*, а другой — 7 *сут*. При этом учитывается влияние температуры на свойства материала (кривая 3).

Из приведенных графиков видно, что учет влияния температуры на свойства вязкоупругого материала приводит к существенному ускорению релаксационных процессов, а учет неоднородного старения — к увеличению величины давления.

Московский инженерно-строительный
институт им. В. В. Куйбышева

Поступила 12 X 1978

Գ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Վ. Ի. ԳԵՏՐԻԿ

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԾԵՐԱՑՈՂ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՍՈՂՔԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Անհամասեռ ծերացող նյութերի սողքի տեսության և ջերմա-ժամանակային անալոգիայի հիման վրա ստացված են անիզոթերմիկ սողքի տեսության հիմնական հավասարումները, որոնցում հաշվի է առնվում նյութի առաձգական և ռեոլոգիական մեծությունների կախվածությունը հասակից և ջերմությունից։

Դիտարկված է ոչ ստացիոնար ջերմային դաշտում գտնվող անվերջ երկար երկշերտ խողովակի դեֆորմացիայի խնդիրը, երբ շերտերից մեկը պատրաստված է առաձգական նյութից, իսկ մյուսը — անհամասեռ ծերացող սողքի հատկությամբ օժտված նյութից։

ON THE THEORY OF THERMOCREEP IN HETEROGENEOUSLY AGEING MEDIA

G. S. VARDANIAN, V. I. GHETRIK

S u m m a r y

The initial equations of non-isothermic creep considering dependencies of elastic and rheologic characteristics of a material on age and temperature change with time are obtained. These equations are based on the creep theory of heterogeneously ageing media and on the thermal — time analogy.

The problem of deforming an infinitely long double walled pipe in a non-stationary temperature field under condition when one of the layers

is made of an elastic material and the second one — of a heterogeneously ageing material is considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арутюнян Н. Х.* Некоторые задачи теории ползучести для неоднородно стареющих тел. Изв. АН СССР, МТТ, 1976, № 3.
2. *Арутюнян Н. Х.* О теории ползучести для неоднородно наследственно-стареющих сред. ДАН СССР, 1976, т. 229, № 3.
3. *Варданян Г. С.* К теории термоползучести однородно стареющих тел. «Изв. АН АрмССР, Механика», 1976, т. XXIX, № 6.
4. *Ильюшин А. А., Победря Б. Е.* Основы математической теории термовязкоупругости. М., «Наука», 1970.
5. *Уржумцев Ю. С., Максимов Р. Д.* Прогностика деформативности полимерных материалов. Рига, «Зинатне», 1975.