

УДК 539.374

© 2004 г. А.В. ЯРОВАЯ

ЦИКЛИЧЕСКИЕ НАГРУЖЕНИЯ СЛОИСТЫХ ВЯЗКОУПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ТЕЛ В ТЕРМОРАДИАЦИОННОМ ПОЛЕ

В работе [1] было рассмотрено квазистатическое деформирование вязкоупругопластического стержня при термосиловом нагружении из естественного состояния. Циклическое нагружение упругопластических тел в нейтронном потоке исследовано в [2]. Здесь в рамках теории малых упругопластических деформаций рассматривается процесс комплексного воздействия на вязкоупругопластическое кусочно-однородное (слоистое) твердое тело внешних тепловых, радиационных и силовых циклических нагрузок.

Нейтронное облучение твердых тел сопровождается возникновением дополнительной объемной деформации θ_v и радиационным упрочнением материала [3], которое приводит к уменьшению скорости движения дислокаций и замедлению ползучести. Однако увеличивающееся при этом количество точечных дефектов способствует увеличению скорости ползучести в гораздо большей степени. Например, ползучесть урана усиливается в 50–100 раз [4].

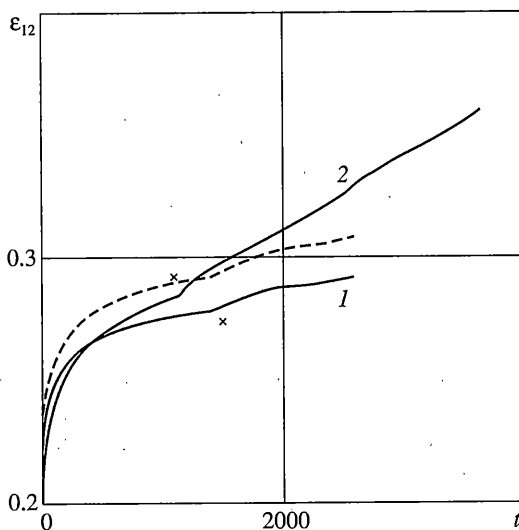
Информация о ползучести неделящихся материалов крайне ограничена. Это связано с трудностями проведения экспериментов по измерению весьма малых деформаций в условиях облучения в реакторе. Кривые ползучести циркониевого сплава “циркалой-2” [4] показаны на фиг. 1 (кривая 1 – без облучения, 2 – при облучении в реакторе с интенсивностью $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{16}$ нейтрон/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$); штриховая линия – расчет). Напряжения во время испытаний – 140 МПа, температура – 573 К. Перегибы на кривых, отмеченные крестиками, соответствуют кратковременным изменениям температуры. Наряду с явлением ускоренной ползучести под облучением наблюдается также ускоренная релаксация напряжений как в делящихся, так и в неделящихся материалах.

По существующим представлениям возможны два механизма ускоренной радиационной ползучести. Первый механизм непосредственно обусловлен повышением концентрации дефектов кристаллической решетки, в результате чего ускоряются диффузионные процессы, в частности, процесс переползания дислокаций, так как известно, что дислокации являются стоками для избыточных точечных радиационных дефектов. Другой процесс связан с радиационным ростом кристаллов, составляющих поликристаллическое тело. Причем величина изменения линейных размеров кристаллов может составлять десятки процентов.

Однородные вязкоупругопластические тела. Рассмотрим начально-однородное изотропное тело, занимающее полупространство $z \geq 0$. Если на границу ($z = 0$) параллельно оси z падают нейтроны с одинаковой средней энергией и интенсивностью Φ_0 [нейтрон/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)], то интенсивность потока нейтронов, доходящих до плоскости $z = \text{const}$, будет [4]:

$$\Phi(z) = \Phi_0 e^{-\mu z} \quad (1)$$

Величина μ называется макроскопическим эффективным сечением. Для любого химического элемента $\mu = \sigma n_0 = \sigma_0 A_0 \rho / A$ и имеет порядок 1/см, причем здесь σ_0 – эффек-



Фиг. 1

тивное сечение, отнесенное к одному ядру, n_0 – число ядер в 1 см^3 , A_0 – число Авогадро, ρ – плотность, A – атомный вес.

Если φ_0 не зависит от времени, то в соответствии с (1) к моменту времени t через сечение z пройдет интегральный поток

$$I(z, t) = \varphi_0 t e^{-\mu z} \quad (2)$$

В грубом приближении можно считать, что изменение объема вещества прямо пропорционально интегральному потоку $I(z)$ и, следовательно, $\theta_I = BI(z)$, B – константа, получаемая из опыта [3].

Чтобы учесть влияние нейтронного облучения на вязкие свойства материалов в задачах механики деформируемого твердого тела, ядро релаксации принимается в виде

$$R_\varphi(t, \varphi) = g(\varphi(z, t))R(t) \quad (3)$$

где $R(t)$ – ядро релаксации необлученного материала, $g(\varphi)$ – экспериментально определяемая функция материала, $\varphi(z, t)$ – интенсивность нейтронного потока, t – время.

Соотношения, связывающие напряжения и деформации в вязкоупругопластическом теле с учетом воздействия тепловых и нейтронных потоков, принимаются в виде

$$s_{ij} = 2G(T) \left(f_1(\epsilon_w, T, I) \epsilon_{ij} - \int_0^t R_\varphi(t-\tau, \varphi) f_2(\epsilon_w, T) \epsilon_{ij}(\tau) d\tau \right) \quad (4)$$

$$\sigma = K(T)(\theta - 3\alpha_0 T - BI)$$

где $s_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma \delta_{ij}$ – девиатор тензора напряжений σ_{ij} , $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij} - \sigma \delta_{ij}$ – девиатор тензора деформаций ϵ_{ij} , $\sigma = \sigma_{kk}/3$ – среднее (гидростатическое) напряжение, $\theta = \epsilon_{kk}$ – объемная деформация (суммирование по повторяющемуся индексу $k = 1, 2, 3$), δ_{ij} – символы Кронекера, G, K – температурно-зависимые модули сдвига и объемного деформирования, α_0 – коэффициент линейного температурного удлинения, $f_1(\epsilon_w, T, I)$ – функция пластичности, зависящая от интенсивности деформаций ϵ_w , приращения температуры T и величины нейтронного потока I , $f_2(\epsilon_w, T)$ – универсальная функция физической нели-

нейности. При этом нужно положить $f_1 = 1$, если $\varepsilon_u \leq \varepsilon_T(T, I)$ и $f_2 = 1$, если $\varepsilon_u \leq \varepsilon_{u0}(T)$. Формулы зависимости предела текучести ε_T от температуры и величины нейтронного потока, и предела физической нелинейности ε_{u0} от температуры приведены в [2, 5].

Относительно определения функции $g(\varphi)$ по известным экспериментальным данным можно указать следующее. При постоянной величине интенсивности нейтронного потока $\varphi_0 = \text{const}$ функция $g(\varphi_0)$ не зависит от времени и ее, с учетом (3), можно вынести из-под знака интеграла в (4). Тогда, применяя полученное соотношение к кривым на фиг. 1 при отсутствии физической нелинейности ($f_1 = f_2 = 1$), получим

$$g(\varphi_0) = \frac{\varepsilon_{12}^{(2)} - s_{12}/2G}{\varepsilon_{12}^{(1)} - s_{12}/2G} = \frac{\varepsilon_{12}^{(2)} - \varepsilon_{12}(0)}{\varepsilon_{12}^{(1)} - \varepsilon_{12}(0)}$$

Здесь индекс вверху – номер кривой, $\varepsilon_{12}(0)$ – мгновенное значение деформации. В рассматриваемом случае для циркониевого сплава можно принять $g(\varphi_0) = 1.18$. Следовательно, нейтронное облучение увеличило вязкие свойства материала на 18%.

Неоднородные вязкоупругопластические тела при переменных нагрузениях. Пусть при $t \leq t_1$ происходит процесс нагружения объемными $F'_{ik}(x, t)$ и поверхностными $R'_{ik}(x, t)$ силами плоского слоистого неоднородного вязкоупругопластического тела ($x = x_1, x_2, z$). Одновременно, перпендикулярно поверхности на него падает тепловой q_t и нейтронный φ_0 потоки. Температура в k -м слое $T_k(z, t)$ вычисляется по известной формуле [1, 6], интегральный нейтронный поток $I_k(z, t)$ – по формуле (2). Изменением модулей упругости за счет нейтронного облучения пренебрегаем.

Предполагается, что при таком воздействии в слоях тела появляются области линейных и нелинейных деформаций. Возникающие в теле напряжения $\sigma'_{ij}{}^{(k)}(x, t)$, деформации $\varepsilon'_{ij}{}^{(k)}(x, t)$ и перемещения $u'_i{}^{(k)}(x, t)$ помечаем одним штрихом. Они удовлетворяют дифференциальным уравнениям равновесия, граничным условиям на поверхности тела $S^{(k)} = S_u^{(k)} + S_\sigma^{(k)}$ и соотношениям Коши:

$$\begin{aligned} \sigma'_{ij,j}{}^{(k)} + \rho F'_{ik} &= 0, \quad \sigma'_{ij}{}^{(k)} l_j = R'_{ik} \text{ на } S_\sigma^{(k)}; \quad u'_i{}^{(k)} = u_{0i}{}^{(k)} \text{ на } S_u^{(k)} \\ 2\varepsilon'_{ij}{}^{(k)} &= u'_{i,j}{}^{(k)} + u'_{j,i}{}^{(k)} \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и далее запятая в нижнем индексе обозначает операцию дифференцирования по следующей за ней координате.

В зонах полной физической нелинейности материала имеют место зависимости

$$\begin{aligned} s'_{ij}{}^{(k)} &= 2G_k(T_k) \left(f_1^{(k)}(\varepsilon_u^{(k)}, T_k, I) \varepsilon'_{ij}{}^{(k)} - \int_0^t R_{\varphi k}(t-\tau) f_2^{(k)}(\varepsilon_u^{(k)}, T_k) \varepsilon'_{ij}{}^{(k)}(\tau) d\tau \right) \\ \sigma^{(k)} &= K_k(T_k) (\theta^{(k)} - 3\alpha_{0k} T_k - BI) \end{aligned} \quad (6)$$

При этом универсальные функции следует положить $f_1^{(k)}(\varepsilon_u^{(k)}, T_k, I) = 1$, если $\varepsilon_u^{(k)} \leq \varepsilon_T^{(k)}(T_k, I)$ и $f_2^{(k)}(\varepsilon_u^{(k)}, T_k) = 1$, если $\varepsilon_u^{(k)} \leq \varepsilon_{u0}^{(k)}(T_k)$; $R_{\varphi k}(t, \varphi)$, α_{0k} – ядро релаксации и коэффициент линейного температурного расширения материала k -го слоя.

Для определенности принимаем $\varepsilon_T^{(k)}(T_k, I) > \varepsilon_{u0}^{(k)}(T_k)$, т.е. появлению пластической деформации предшествует физически нелинейная ползучесть. Заметим, что нейтрон-

ное облучение увеличивает предел текучести материала. Тогда в слоях тела могут появляться области деформирования, в которых ползучесть уже физически нелинейная, а пластических деформаций еще нет ($\varepsilon_{u0}^{(k)} \leq \varepsilon_u^{(k)} \leq \varepsilon_T^{(k)}$), частичная нелинейность). Там выполняются соотношения

$$s_{ij}^{(k)} = 2G_k(T_k) \left(\varepsilon_{ij}^{(k)} - \int_0^t R_{\varphi k}(t-\tau, \varphi) f_2^{(k)}(\varepsilon_u^{(k)}, T_k) \varepsilon_{ij}^{(k)}(\tau) d\tau \right) \quad (7)$$

$$\sigma^{(k)} = K_k(T_k)(\theta^{(k)} - 3\alpha_{0k}T_k - BI)$$

В теле также могут сохраняться зоны с физически линейным состоянием ($\varepsilon_u^{(k)} \leq \varepsilon_{u0}^{(k)}$), где

$$s_{ij}^{(k)} = 2G_k(T_k) \left(\varepsilon_{ij}^{(k)} - \int_0^t R_{\varphi k}(t-\tau, \varphi) \varepsilon_{ij}^{(k)}(\tau) d\tau \right) \quad (8)$$

$$\sigma^{(k)} = K_k(T_k)(\theta^{(k)} - 3\alpha_{0k}T_k - BI)$$

На границах указанных областей должны выполняться соответствующие условия $f_1^{(k)}(\varepsilon_T^{(k)}, T_k, I) = 1$ и $f_2^{(k)}(\varepsilon_{u0}^{(k)}, T_k) = 1$, поскольку уравнения состояния (6), (7) и (8) должны переходить одни в другие непрерывным образом.

Пусть, начиная с момента времени $t = t_1$, внешние силы изменяются таким образом, что во всех точках тела происходит разгрузка и последующее знакопеременное нагружение объемными $F_{ik}''(x)$ и поверхностными $R_{ik}''(x)$ силами. При этом будем предполагать, что за все время разгрузки и последующего переменного нагружения температура во всем теле остается неизменной, совпадающей с полем температуры $T_{1k}(x) = T_k(x, t_1)$ к моменту t_1 начала разгрузки, а радиационное упрочнение материала достигло предела [2]; в дальнейшем предел текучести по деформациям не изменяется и остается равным $\varepsilon_T^{(k)}(T_{k1}, I_1) = \varepsilon_T^{(k)} = \text{const}$ ($I_1 = \varphi t_1$), хотя возникновение дефектов от воздействия нейтронного потока продолжается. Дополнительно считаем, что пластические деформации на втором полуцикле нагружения возникают только в тех областях, которые ранее деформировались пластически. Это выполняется, например, для циклически упрочняющихся материалов [6].

Обозначим соответствующие напряжения, деформации и перемещения двумя штрихами вверху: $\sigma_{ij}''^{(k)}(x, t)$, $\varepsilon_{ij}''^{(k)}(x, t)$, $u_{ij}''^{(k)}(x, t)$. Введем во всех точках слоев разности (координаты x далее указывать не будем):

$$\sigma_{ij}^{(k)*}(t^*) = \sigma_{ij}^{(k)}(t) - \sigma_{ij}''^{(k)}(t^*), \quad \varepsilon_{ij}^{(k)*}(t^*) = \varepsilon_{ij}^{(k)}(t) - \varepsilon_{ij}''^{(k)}(t^*)$$

$$u_i^{*(k)} = u_i^{(k)}(t_1) - u_i''^{(k)}(t^*), \quad F_{ik}^*(t^*) = F_{ik}(t_1) - F_{ik}''(t^*) \quad (9)$$

$$R_{ik}^*(t^*) = R_{ik}(t_1) - R_{ik}''(t^*), \quad u_{0i}^{*(k)} = u_{0i}^{(k)}(t_1) - u_{0i}''^{(k)}(t^*), \quad t^* = t - t_1 > 0$$

где $\sigma_{ij}^{(k)}$, $\varepsilon_{ij}^{(k)}$ и $u_i^{(k)}$ — напряжения, деформации и перемещения от постоянной внешней нагрузки, соответствующей моменту времени t_1 .

Для величин, отмеченных звездочкой, в общем случае введем физические уравнения состояния типа (6):

$$\begin{aligned} s_{ij}^{(k)*} &= 2G_k(T_{k1})(f_1^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1}, I_1)\epsilon_{ij}^{(k)*} - \int_0^{t^*} R_{\phi k}(t^* - \tau, \phi)f_2^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1})\epsilon_{ij}^{(k)*}(\tau)d\tau) \\ \sigma^{(k)*} &= 3K_k(T_{k1})\epsilon^{(k)*} \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь функции нелинейности материала k -го слоя $f_1^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1}, I_1)$, $f_2^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1})$ следует положить равными единице, если соответствующие интенсивности деформаций $\epsilon_u^{(k)*} \leq \epsilon_T^{(k)*}(T_{k1}, I_1)$ или $\epsilon_u^{(k)*} \leq \epsilon_{u0}^{(k)*}(T_{k1})$. Причем предельные значения для величин со звездочками вычисляются через пределы текучести и линейной ползучести материала при нагружении из естественного состояния: $\epsilon_T^{(k)*} = \beta_2^{(k)}\epsilon_t^{\prime(k)}(T_1^{(k)}, I_1)$, $\epsilon_{u0}^{(k)*} = \chi_2^{(k)}\epsilon_{u0}^{\prime(k)}(T_{k1})$, $\beta_2^{(k)}$, $\chi_2^{(k)}$ – параметры упрочнения на втором полуцикле нагружения, определяемые для материала k -го слоя из эксперимента.

В силу линейности связи деформаций с перемещениями, уравнений равновесия и граничных условий (5) подобные соотношения будут справедливы и для величин со звездочками (9):

$$\begin{aligned} \sigma_{ij,j}^{(k)*} + \rho_k F_{ik}^{(k)*} &= 0, \quad \sigma_{ij}^{(k)*} l_j = R_{ik}^{\prime(k)*} \text{ на } S_{\sigma}^{(k)*}; \quad u_i^{(k)*} = u_{0i}^{(k)*} \text{ на } S_u^{(k)*} \\ 2\epsilon_{ij}^{(k)*} &= u_{i,j}^{(k)*} + u_{j,i}^{(k)*} \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь предположим, что универсальные функции $f_1^{(k)}(\epsilon_u^{(k)}, T_k, I)$ и $f_1^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1}, I_1)$, $f_2^{(k)}(\epsilon_u^{\prime(k)}, T_k)$ и $f_2^{(k)*}(\epsilon_u^{(k)*}, T_{k1})$ можно попарно представить в одинаковом аналитическом виде, используя только различные константы α_{kl} , β_{kl} и α_{kl}^* , β_{kl}^* для аппроксимационных формул, т.е.

$$f_1^{k*} = f_1^k(\epsilon_u^{k*}, \epsilon_T^{k*}, T_1^k, I_1, \alpha_{kl}^*), \quad f_2^{k*} = f_2^k(\epsilon_u^{k*}, \epsilon_T^{k*}, T_1^k, I_1, \beta_{kl}^*) \quad (12)$$

В этом случае краевая задача для величин со звездочками (9)–(11) совпадает с краевой задачей для некоторого фиктивного вязкоупругопластического тела при его изотермическом нагружении из естественного состояния внешними усилиями F_{ik}^* , R_{ik}^* . Фиктивное тело геометрически совпадает с рассматриваемым. Его вязкоупругопластические свойства характеризуются переменными по координатам модулем сдвига $G_{k1}(z) = G_k(T_1(z))$, объемным модулем $K_{k1}(z) = K_k(T_1(z))$ и универсальными функциями нелинейности (12). Если указанная задача о деформировании неоднородного вязкоупругопластического тела решена, то искомые перемещения следуют из соотношений (9). Поэтому, решение задачи для величин со звездочками можно получить из известного решения задачи, соответствующей нагружению из естественного состояния, путем некоторых замен. Например, если известно $u_i^1 = u_i^1(x, \epsilon_u^1, \epsilon_T^1, I, a_k^1)$, то соответствующее перемещение со звездочкой будет $u_i^{1*} = u_i^1(x, \epsilon_u^*, \epsilon_T^*, I_1, a_k^*)$, а искомое перемещение на втором полуцикле знакопеременного нагружения определяется из соотношения (11) $u_i^{11} = u_i^1 - u_i^{1*}$. Напряжения и деформации вычисляются по формулам такого же типа.

Совершенно аналогичным образом доказывается теорема для любого n -го знакопеременного нагружения. Физические уравнения состояния в рассмотренных областях

(линейности, нелинейной ползучести и вязкоупругопластичности) для k -го слоя запишем в форме (индекс k далее опустим):

$$\begin{aligned}
 s_{ij}^{*n} &= 2G \left(\varepsilon_{ij}^{*n} - \int_0^{t_n^*} R_\varphi(t_n^* - \tau, \varphi) \varepsilon_{ij}^{*n}(\tau) d\tau \right), \quad \varepsilon_u^{*n} \leq \varepsilon_{u0}^{*n} \\
 s_{ij}^{*n} &= 2G \left(\varepsilon_{ij}^{*n} - \int_0^{t_n^*} R_\varphi(t_n^* - \tau, \varphi) f_2^{*n}(\varepsilon_u^{*n}, T_1) \varepsilon_{ij}^{*n}(\tau) d\tau \right), \quad \varepsilon_{u0}^{*n} \leq \varepsilon_u^{*n} \leq \varepsilon_t^{*n} \\
 s_{ij}^{*n} &= 2G \left(\varepsilon_{ij}^{*n} f_1^{*n}(\varepsilon_u^{*n}, T_1, I_1) - \int_0^{t_n^*} R_\varphi(t_n^* - \tau, \varphi) f_2^{*n}(\varepsilon_u^{*n}, T_1) \varepsilon_{ij}^{*n}(\tau) d\tau \right), \quad \varepsilon_u^{*n} \geq \varepsilon_t^{*n} \\
 \sigma^{*n} &= K_1 \varepsilon^{*n}, \quad t_n^* = t - t_{n-1}
 \end{aligned} \tag{13}$$

К уравнениям (13) присоединяются соотношения (11). После этого повторяются рассуждения, приведенные выше для случая переменного нагружения после первой разгрузки. Величины со звездочками

$$\sigma_{ij}^{*n} = (-1)^n (\sigma_{ij}^{n-1} - \sigma_{ij}^n), \quad \varepsilon_{ij}^{*n} = (-1)^n (\varepsilon_{ij}^{n-1} - \varepsilon_{ij}^n)$$

определяются по известному аналитическому или численному решению краевой задачи предыдущего $(n - 1)$ нагружения с помощью указанных ранее замен. После этого, например, если

$$\begin{aligned}
 \sigma_{ij}^* &= f_{ij}(x, t_n^*, R_{in}^*, F_{in}^*, \alpha_{kn}^*, \beta_{kn}^*, \varepsilon_{Tn}^*, \varepsilon_{s0n}^*, \dots), \\
 \varepsilon_{ij}^* &= \varphi_{ij}(x, t_n^*, R_{in}^*, F_{in}^*, \alpha_{kn}^*, \beta_{kn}^*, \varepsilon_{Tn}^*, \varepsilon_{s0n}^*, \dots)
 \end{aligned}$$

то искомые напряжения σ_{ij}^n и деформации ε_{ij}^n найдем по формулам

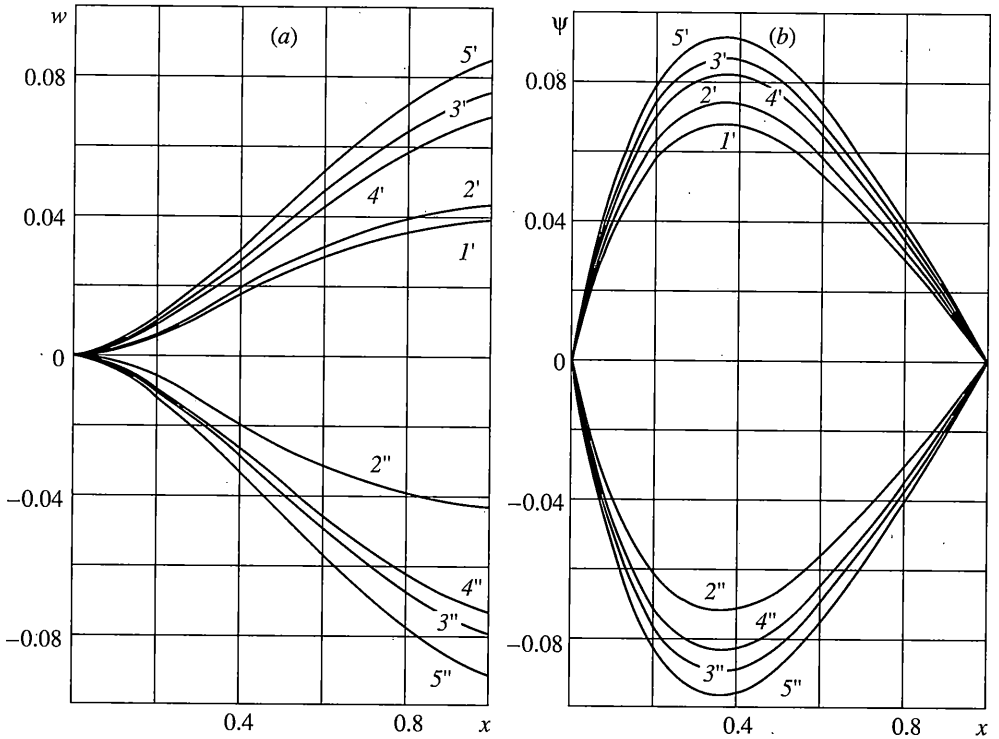
$$\sigma_{ij}^n = \sigma'_{ij} - \sum_{k=2}^n (-1)^k \sigma_{ij}^{*k}, \quad \varepsilon_{ij}^n = \varepsilon'_{ij} - \sum_{k=2}^n (-1)^k \varepsilon_{ij}^{*k}$$

Полученный результат является теоремой о циклических нагружениях слоистых вязкоупругопластических тел в терморadiационном поле. Она является аналогом известных теорем о переменных нагружениях вязкоупругопластических тел в температурном поле [6, 7].

В качестве примера рассмотрим симметричный по толщине трехслойный стержень, наружные несущие слои которого выполнены из металла, а несжимаемый по толщине внутренний слой (заполнитель) – полимер. Для описания кинематики пакета приняты гипотезы ломаной линии: в несущих слоях справедливы гипотезы Кирхгофа, в заполнителе нормаль остается прямолинейной, не изменяет своей длины, но поворачивается на некоторый дополнительный угол $\psi(x)$, x – координата вдоль осевой линии стержня. Несущие слои – вязкоупругопластические, заполнитель – нелинейно вязкоупругий. Напряжения, деформации и перемещения в слоях стержня удовлетворяют соотношениям (5)–(8).

Дополнительно предполагается, что температура $T_k(t)$ и интенсивность нейтронного потока Φ_{0k} усреднены по толщине k -го слоя

$$T_k(t) = \frac{1}{h_k} \int_{h_k} T(z, t) dz, \quad \Phi_{0k} = \frac{1}{h_k} \int_{h_k} \Phi(z) dz = \frac{\Phi_0}{h_k} \int_{h_k} e^{-\mu z} dz$$

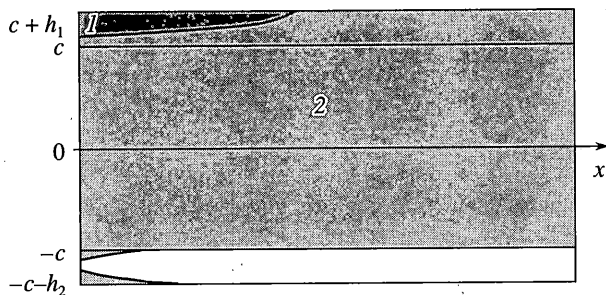


Фиг. 2

Соответствующий интегральный поток и поправку для ядра релаксации (4) обозначим $I_k(t) = \Phi_{0k}t$ и $g_k = g(\Phi_{0k})$.

Аналитическое решение соответствующей задачи теории упругости приведено в [1]. Там же содержатся и формулы рекуррентного решения задачи о нагружении рассматриваемого вязкоупругопластического стержня из естественного состояния в температурном поле, полученные методом упругих решений. В данном случае внешний вид решения будет таким же, необходимо лишь учесть влияние нейтронного облучения на пределы текучести и ядра релаксации материалов слоев, а также к объемной температурной деформации добавить величину $B_k J_k$.

При численном исследовании повторного знакопеременного нагружения трехслойного стержня применялась доказанная выше теорема о циклических нагружениях вязкоупругопластических тел в терморadiационном поле. В качестве материала несущих слоев рассматривался алюминиевый сплав Д16Т, наполнитель – фторопласт. Соответствующие механические характеристики материалов приведены в [5]. Нагрузка считалась равномерно распределенной по внешней поверхности трехслойного консольно закрепленного левым концом стержня. Ее величина, интенсивности теплового и нейтронного ($I_1 = 1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2}$) потоков, время их воздействия (из естественного состояния $t_1 = 3600 \text{ с}$, знакопеременного полуцикла $t_2 = 3600 \text{ с}$) и геометрические параметры стержня подбирались таким образом, чтобы нелинейные, теплофизические и реологические свойства материалов проявились в достаточной степени. На внешней поверхности стержня температура не превосходила 526 К, что позволило рассчитывать изменение упругих параметров по известной линейной формуле Белла, которая вместе с формулами зависимости пределов текучести и физической нелинейности от температуры приведены в [5].



Фиг. 3

Нейтронное воздействие моделировалось увеличением предела текучести на 20% и ускорением ползучести на 18% ($g_1 = 1.18$) во внешнем слое, в котором предполагалась реализация всего потока.

На фиг. 2 показаны прогиб $w(a)$ и относительный сдвиг в заполнителе $\psi(b)$, рассчитанные по различным физическим уравнениям состояния (один штрих – прямое нагружение, два штриха – обратное): 1 – упругий стержень, 2 – упругопластический, 3 – вязкоупругопластический в температурном поле, 4 – вязкоупругопластический в температурном поле с учетом радиационного упрочнения, 5 – вязкоупругопластический в терморadiационном поле.

Учет упругопластических свойств сплава Д16Т и мгновенной нелинейности фторопласта при нагружении из естественного состояния приводит к увеличению упругого расчетного прогиба на 10%. Заметим, что эта разница может быть значительно больше, если увеличить силовую нагрузку, однако возникает опасность выхода за рамки теории малых упругопластических деформаций при наложении температурного поля. При совместном термосиловом нагружении в течение времени t_1 прогиб вязкоупругопластического стержня составил 197% упругого. Относительный сдвиг в заполнителе увеличился соответственно на 28%. При учете радиационного упрочнения материала прогиб уменьшился на 8%, а сдвиг в заполнителе – на 6%. Влияние нейтронного потока на вязкость материала приводит к увеличению прогиба на 12% и сдвига на 8%.

Максимальный прогиб упругопластического стержня на втором полуцикле 2" мало отличается от прогиба из естественного состояния 2', так как циклическое деформационное упрочнение дюралюминия составляет 1% [5]. Прогиб вязкоупругопластического стержня 3" превышает начальный 3', так как на первом полуцикле температура возрастала от комнатной до $T_k(t)$ в слоях стержня, что отслеживалось функцией нелинейности $f_2^{(k)}(\epsilon_u^{(k)}, T_k)$ в наследственных соотношениях (6) и (7), а на втором полуцикле она оставалась равной своему максимальному значению перед разгрузкой. Учет радиационного упрочнения и влияния нейтронного потока на вязкость материала уменьшает и, соответственно, увеличивает прогиб вязкоупругопластического стержня на обоих полуциклах примерно одинаково.

Эти результаты поясняет фиг. 3, на котором показано распределение зон пластических 1 и физически нелинейных деформаций 2 в продольном сечении трехслойного стержня при термосиловом нагружении из естественного состояния. В начальный момент нагружения почти весь стержень деформируется упруго. Через 60 минут в связи с ростом температуры внешний слой и заполнитель переходят в физически нелинейное состояние. Область пластических деформаций невелика, поэтому радиационная ползучесть в большей степени сказывается, чем радиационное упрочнение материала.

Теорема о циклических нагружениях вязкоупругопластических тел в терморadiационном потоке позволяет существенно упростить решение целого класса краевых задач. Однако следует еще раз указать ограничения на ее применение: максимальный уровень нейтронного облучения не должен вызывать разрыхление вещества; на каждом полуцикле должны выполняться условия простого нагружения и деформации должны быть малыми.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Старовойтов Э.И., Яровая А.В. Вязкоупругопластический стержень при термосиловых нагрузках // Изв. АН. МГТ. 1998. № 3. С. 109–116.
2. Горшков А.Г., Старовойтов Э.И., Яровая А.В. Циклические нагружения упругопластических тел в нейтронном потоке // Изв. АН. МГТ. 2001. № 1. С. 79–85.
3. Ильюшин А.А., Огибалов П.М. Упругопластические деформации полых цилиндров. М.: Изд-во МГУ, 1960. 224.
4. Платонов П.А. Действие облучения на структуру и свойства металлов. М.: Машиностроение, 1971. 40 с.
5. Горшков А.Г., Старовойтов Э.И., Тарлаковский Д.В. Теории упругости и пластичности. М.: Физматлит, 2002. 416 с.
6. Москвитин В.В. Циклические нагружения элементов конструкций. М.: Наука, 1981. 344 с.
7. Москвитин В.В., Старовойтов Э.И. К исследованию напряженно-деформированного состояния двухслойных металлополимерных пластин при циклических нагружениях // Изв. АН СССР. МГТ. 1986. № 1. С. 116–121.

Гомель

Поступила в редакцию
19.01.2003