

УДК 539.376+539.4

## ДОЛГОВЕЧНОСТЬ СОСУДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. Ф. Никитенко, И. В. Любашевская

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mails: naf@hydro.nsc.ru, lbi@ngs.ru

Исследована зависимость продолжительности распространения фронта разрушения в толстостенных сосудах, нагруженных внутренним давлением, от толщины стенки и используемого варианта кинетической теории ползучести. В качестве эквивалентного напряжения принята интенсивность напряжений. Сформулированы рекомендации по применению полученных результатов в расчетной практике.

Ключевые слова: ползучесть, параметр поврежденности, время начала разрушения, сосуды высокого давления, распространение фронта разрушения.

В расчетной практике продолжительность деформирования до разрушения тела произвольной конфигурации (элемента конструкции) обычно делится на два интервала [1], соответствующих различным этапам деформирования материала при внешнем термосиловом воздействии. Первый этап, характеризующийся накоплением повреждений, заканчивается при достижении накопленными повреждениями в некоторой точке или области тела критического значения, что соответствует началу разрушения. Второй этап, характеризующийся распространением фронта разрушения, заканчивается полным разрушением тела (например, разделением его на фрагменты).

Решение задачи оценки времени распространения фронта разрушения является трудоемким. Это обусловлено тем, что заранее неизвестны ни форма фронта, ни направление его движения. По-видимому, поэтому долговечность тела иногда отождествляют с временем начала его разрушения [1], т. е. с продолжительностью первого этапа деформирования (этапа скрытого разрушения).

Количество работ, посвященных оценке времени распространения фронта разрушения, весьма ограничено [2–10]. Результаты этих работ иногда противоречивы. Например, при исследовании распространения фронта разрушения в толстостенной трубе, нагруженной внутренним давлением, установлено, что его продолжительность может составлять около 50 % продолжительности этапа скрытого разрушения, т. е. "... труба с частично разрушенным поперечным сечением может еще довольно долго сопротивляться внешней нагрузке" [3]. В аналогичной задаче применительно к вращающемуся диску отмечается, что "... разрушение идет катастрофически быстро" [5] (продолжительность этой фазы составляет около 6–7 % продолжительности этапа скрытого разрушения).

Очевидно, что такие противоречивые оценки времени распространения фронта разрушения являются следствием ряда причин, в частности, использования в расчетах различных вариантов теории ползучести, которые не всегда эквивалентны, а также различных критериев длительной прочности и объектов исследования (толстостенные трубы [3, 4,

8–10], вращающиеся диски [5, 6], растягиваемые пластины постоянной толщины [3, 7], балки в условиях прямого поперечного изгиба [3] и скручиваемые валы [2]).

В данной работе исследована зависимость продолжительности распространения фронта разрушения в толстостенных сосудах, нагруженных внутренним давлением, от толщины стенки и используемого варианта кинетической теории ползучести. В качестве эквивалентного напряжения выбрана интенсивность напряжений, которая с точностью до множителя совпадает с максимальным касательным напряжением.

**1. Этап скрытого разрушения.** Пусть равномерно нагретый толстостенный сосуд, представляющий собой трубу, отнесенную к прямоугольной цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ , или сферу, отнесенную к сферической системе координат  $(r, \varphi, \psi)$ , находится под действием стационарного внутреннего давления  $q$ . В любой точке трубы возникают напряжения  $\sigma_\varphi, \sigma_z, \sigma_r$ , а в любой точке сферы — напряжения  $\sigma_\varphi, \sigma_\psi, \sigma_r$ , причем все они являются главными. В любой момент времени  $t$  напряжения  $\sigma_\varphi, \sigma_r$  удовлетворяют уравнению равновесия

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{s(\sigma_r - \sigma_\varphi)}{r} = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\sigma_r(a_0, t) = -q, \quad \sigma_r(b_0, t) = 0, \quad (2)$$

где  $a_0, b_0, r$  — внутренний, наружный и текущий радиусы сосуда;  $s = 1$  для трубы и  $s = 2$  для сферы.

Главный вектор напряжений  $\sigma_z$  уравнивается силой внутреннего давления на дно трубы:

$$2 \int_{a_0}^{b_0} \sigma_z r dr = a_0^2 q.$$

Для сферы в силу симметрии  $\sigma_\varphi = \sigma_\psi$ .

Пусть в трубе реализуется плоское деформированное состояние ( $\dot{p}_z = 0$ ), а в сфере в силу симметрии  $\dot{p}_\varphi = \dot{p}_\psi$ . С учетом сказанного выше условие несжимаемости материала записывается в виде  $s\dot{p}_\varphi + \dot{p}_r = 0$ . Здесь  $p_\varphi, p_\psi, p_r, p_z$  — окружная, меридиональная, радиальная и осевая компоненты деформации; точка обозначает производную по времени. Так как  $\dot{p}_\varphi = \dot{u}/r$ ,  $\dot{p}_r = du/dr$ , то  $\dot{u}(r, t) = c_1(t)/r^s$  ( $u(r, t)$  — радиальное перемещение произвольной точки сосуда;  $c_1(t)$  — некоторая функция времени). С учетом изложенного выше получаем

$$\dot{p}_\varphi = c_1(t)/r^{1+s}, \quad \dot{p}_r = -sc_1(t)/r^{1+s}. \quad (3)$$

В качестве физических соотношений будем использовать кинетическую теорию ползучести Работнова. Соотношения этой теории имеют вид [5, 11]

$$\dot{p}_{ij} = \frac{W}{\sigma_\vartheta} \frac{\partial \sigma_\vartheta}{\partial \sigma_{ij}}, \quad W = \frac{B_1 \sigma_\vartheta^{n+1}}{\varphi_1(\omega)}, \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (4)$$

$$\dot{\omega} = \frac{B_2 \sigma_{*\vartheta}^{g+1}}{\varphi(\omega)}, \quad \omega(x_k, 0) = 0, \quad \omega(x_k^*, t_*) = 1, \quad (5)$$

где  $p_{ij}, \sigma_{ij}$  — компоненты тензоров деформаций ползучести и напряжений;  $\sigma_\vartheta, \sigma_{*\vartheta}$  — эквивалентные напряжения, представляющие собой однородные относительно напряжений функции первой степени;  $W = \sigma_{ij} \dot{p}_{ij}$  — удельная мощность рассеяния энергии при ползучести материала;  $B_1, n, B_2, g$  — характеристики ползучести и длительной прочности

материала;  $\omega$  — параметр, описывающий с феноменологических позиций накопление повреждений в процессе ползучести материала;  $t_*$  — время начала разрушения тела (момент времени, в который параметр поврежденности достигает впервые в некоторой точке с координатами  $x_k^*$  ( $k = 1, 2, 3$ ) критического значения, равного единице).

Очевидно, что система (4), (5) представляет собой достаточно общий вариант кинетической теории. Если  $\varphi_1(\omega) = \varphi(\omega)$ , то имеет место наиболее распространенный вариант этой теории, из которой как частные случаи следуют теория кратковременной ползучести [5, 12], энергетический вариант теории ползучести и длительной прочности [11, 13, 14], теория упрочнения с различными модификациями [5, 14]. Если  $\varphi_1(\omega) = 1$ , то получаем упрощенный вариант кинетической теории ползучести Качанова [2, 3]. В дальнейшем полагается

$$\varphi_1(\omega) = (1 - \omega)^{m_1}, \quad \varphi(\omega) = (1 - \omega)^m, \quad 0 \leq m_1 \leq m. \quad (6)$$

Для упрощения получаемых результатов в (4), (5) в качестве эквивалентных напряжений выберем интенсивность напряжений  $\sigma_i = \lambda_1(\sigma_\varphi - \sigma_r)$  ( $\lambda_1 = \sqrt{3}/2$  для трубы,  $\lambda_1 = 1$  для сферы). В этом случае с использованием принятых выше предположений система уравнений (4) принимает вид

$$\dot{\rho}_\varphi = \frac{\lambda_1^{n+1} B_1 (\sigma_\varphi - \sigma_r)^n}{s \mu^{m_1}}, \quad \dot{\rho}_r = -\lambda_1^{n+1} B_1 \frac{(\sigma_\varphi - \sigma_r)^n}{\mu^{m_1}}, \quad (7)$$

где  $\mu$  — аналог параметра сплошности Качанова:

$$\mu(r, t) = [1 - \omega(r, t)], \quad (8)$$

функции  $\varphi_1$  и  $\varphi$  согласно (6), (8) имеют вид  $\varphi_1(\mu) = \mu^{m_1}$ ,  $\varphi(\mu) = \mu^m$ . С помощью замены (8) от уравнения (5) можно перейти к уравнению

$$\mu^m \dot{\mu} = -B_2 \sigma_i^{g+1}, \quad \mu(r, 0) = 1, \quad \mu(r^*, t_*) = 0, \quad (9)$$

откуда следует

$$\mu(r, t) = \left( 1 - (m+1) \lambda_1^{g+1} B_2 \int_0^t (\sigma_\varphi - \sigma_r)^{g+1} d\tau \right)^{1/(m+1)}. \quad (10)$$

Система уравнений (1)–(3), (7), (9) с использованием (6) и (8) позволяет рассчитать в любой момент времени напряженно-деформированное состояние с учетом накопления повреждений в материале толстостенных равномерно нагретых сосудов, нагруженных внутренним давлением.

Ниже изложены методика данного расчета и его результаты. Сопоставляя (3) и (7), находим  $\sigma_\varphi - \sigma_r$  и  $\sigma_i = \lambda_1(\sigma_\varphi - \sigma_r)$ :

$$\sigma_\varphi - \sigma_r = \frac{q}{sJ_1} \frac{[\mu(r, t)]^{m_1/n}}{X(t)} r^{-(1+s)/n}, \quad \sigma_i = \frac{\lambda_1 q}{sJ_1} \frac{[\mu(r, t)]^{m_1/n}}{X(t)} r^{-(1+s)/n}. \quad (11)$$

Подставим (11) в (9) и (1). В результате из (9) получаем

$$\int_1^\mu z^k dz = -[(m+1)t^0]^{-1} \int_0^t [X(\tau)]^{-(g+1)} d\tau, \quad k = [mn - m_1(g+1)]/n. \quad (12)$$

Из (1) с учетом первого граничного условия в (2) следует

$$\sigma_r(r, t) = -q + \frac{q}{J_1} \int_{a_0}^r \frac{\mu^{m_1/n}}{X(t)} r^{-1-(1+s)/n} dr, \quad (13)$$

а из второго граничного условия в (2) —

$$\int_{a_0}^{b_0} [\mu(r, t)]^{m_1/n} r^{-1-(1+s)/n} dr = J_1 X(t). \quad (14)$$

В (11)–(14)

$$J_1 = \int_{a_0}^{b_0} r^{-1-(1+s)/n} dr, \quad X(t) = \frac{q}{sJ_1} \left( \frac{sc_1(t)}{\lambda_1^{n+1} B_1} \right)^{-1/n}; \quad (15)$$

$$t^0(r) = \left[ (m+1) B_2 \lambda_1^{g+1} \left( \frac{q}{sJ_1} \right)^{g+1} r^{-(1+s)(g+1)/n} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Очевидно, что решение сформулированной выше задачи сводится к решению системы уравнений (12), (14) для определения  $\mu(r, t)$  и  $X(t)$ . Интегрируя (12), получаем

$$[\mu(r, t)]^{m_1/n} = \left( 1 - \frac{\bar{\nu}}{t^0} \int_0^t [X(\tau)]^{-(g+1)} d\tau \right)^{\bar{\beta}}, \quad (17)$$

где

$$\bar{\beta} = \frac{m_1}{n + nm - m_1(g+1)}, \quad \bar{\nu} = \frac{n + nm - m_1(g+1)}{n(m+1)}. \quad (18)$$

Подставляя (17) в (14), получаем уравнение для определения  $X(t)$ :

$$\int_{a_0}^{b_0} \left( 1 - \frac{\bar{\nu}}{t^0} \int_0^t [X(\tau)]^{-(g+1)} d\tau \right)^{\bar{\beta}} r^{-1-(1+s)/n} dr = J_1 X(t). \quad (19)$$

Зная  $\mu(r, t)$  и  $X(t)$ , можно определить напряженно-деформированное состояние сосудов давления. Действительно, из (13) определяем  $\sigma_r(r, t)$ , а из (11) —  $\sigma_\varphi(r, t)$ ,  $\sigma_i(r, t)$ . Время начала разрушения вычисляется из условия  $\mu(r^*, t_*) = 0$ . Легко показать, что разрушение начинается на внутренней поверхности сосуда ( $r^* = a_0$ ). Для сходимости интеграла в (12) в случае  $\mu(r^*, t_*) = 0$  на характеристики материала необходимо наложить ограничения. Не выписывая эти ограничения, отметим, что они согласуются с экспериментальными данными [11, 14]. Деформированное состояние находим из (3) с использованием (15).

Случай  $m_1 = 0$  соответствует использованию в расчетах кинетической теории Качанова. В данном случае напряженное состояние, которое обозначим  $\sigma_i^0(\rho)$ , является стационарным. Время начала разрушения обозначим через  $t_*^0$ . Это время вычисляется из (16) при  $r = a_0$ , т. е.  $t_*^0 = t^0(a_0)$ .

На рис. 1 представлены зависимости приведенного напряжения  $\bar{\sigma}_i = \sigma_i(\rho, \tau)/\sigma_i^0(\rho)$  и параметра поврежденности  $\omega$  от приведенного времени  $\tau = t/t_*^0$  в сечениях трубы при различных значениях текущего радиуса  $\rho = r/a_0$  ( $1 \leq \rho \leq \beta_1$ ,  $\beta_1 = b_0/a_0$ ). Кривые 1 соответствуют перераспределению выбранных величин на внутреннем радиусе ( $\rho = 1$ ), кривые 2 — на наружном радиусе ( $\rho = \beta_1$ ,  $\beta_1 = 2$ ).

При расчетах в определяющих уравнениях (4)–(6) использовались следующие константы:  $B_1 = 3,5 \cdot 10^{-15}$  МПа $^{-n} \cdot \text{ч}^{-1}$ ;  $B_2 = 2,8 \cdot 10^{-15}$  МПа $^{-(g+1)} \cdot \text{ч}^{-1}$ ;  $n = 6$ ;  $g = 4,75$ ;  $m = 14$ ;  $m_1 = 10$ ;  $q = 40$  МПа. Значения указанных характеристик соответствуют сплаву Д16Т при температуре его эксплуатации 250 °С [13, 14].

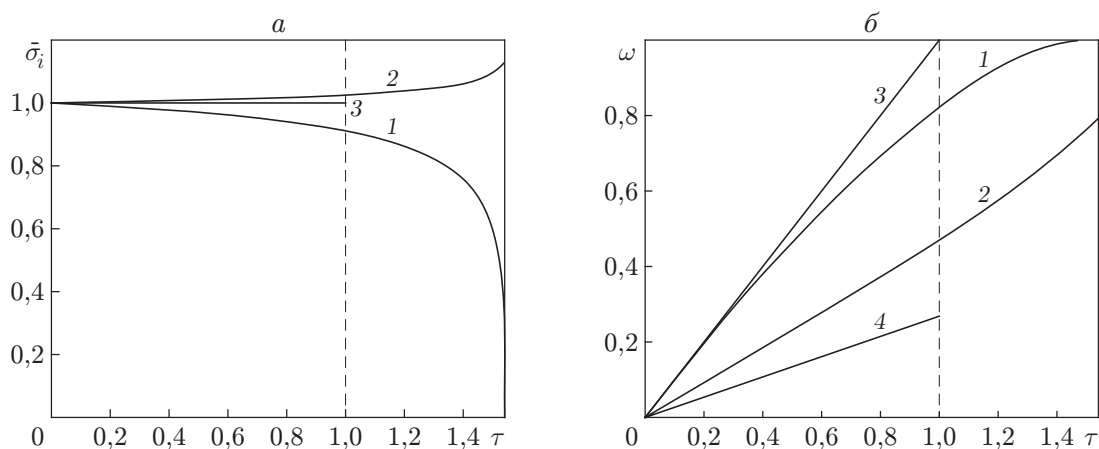


Рис. 1. Зависимости приведенного напряжения  $\bar{\sigma}_i$  (а) и параметра поврежденности  $\omega$  (б) от приведенного времени  $\tau$  для внутреннего (1, 3) и внешнего (2, 4) радиусов трубы:

1, 2 — результаты расчета, полученные в данной работе; 3, 4 — результаты расчета, полученные с использованием теории Качанова; вертикальные штриховые линии — время начала разрушения по теории Качанова

Из представленных на рис. 1 данных следует, что разрушение начинается на внутренней поверхности. Именно здесь параметр поврежденности достигает критического значения, равного единице, и приведенное напряжение уменьшается до нуля. Во всех точках объема толстостенных сосудов происходит непрерывное перераспределение поля напряжений, что, как отмечено выше, не следует из решения с использованием теории Качанова (кривая 3 на рис. 1, а), которое существует в интервале  $0 \leq \tau \leq 1$  (вертикальная штриховая линия). Изменение параметра поврежденности этого решения на внутреннем и внешнем радиусах показано на рис. 1, б (кривые 3, 4). Из рис. 1 следует также, что время начала разрушения превышает (в данном примере несколько более чем в 1,5 раза) время, полученное из решения по теории Качанова, и существенно зависит от толщины стенки сосуда  $\beta_1$  и характеристики материала  $m_1$ .

На рис. 2, а представлено семейство кривых, параметром которых является толщина стенки трубы ( $\tau_* = t_*/t_*^0$  — приведенное время начала разрушения;  $m_1$  — характеристика материала). На рис. 2, б показаны распределения параметра  $\mu$  в сечении трубы в момент начала разрушения в зависимости от характеристики материала  $m_1$ . В начальный момент материал не поврежден (линия 1). Кривые 2–4 — распределение параметра  $\mu$  по сечению ( $1 \leq \rho \leq \beta_1$ ,  $\beta_1 = 2$ ) в момент начала разрушения ( $t = t_*$ ) при различных значениях  $m_1$ . На практике иногда долговечность изделия оценивается временем начала его разрушения  $t_*$  [1]. Будем считать, что израсходованный ресурс изделия по долговечности определяется величиной накопленных повреждений в материале. Из рис. 2, б следует, что остаточный ресурс изделия по долговечности возрастает с уменьшением характеристики материала  $m_1$ . Приведенные результаты свидетельствуют о том, что расчеты с использованием кинетической теории ползучести Качанова предсказывают неоправданно заниженную долговечность изделия по сравнению с полученной при аналогичных расчетах с использованием кинетической теории ползучести Работнова. Таким образом, долговечность изделия тем больше, чем больше значение  $m_1$ , что может служить основой для оптимального выбора материала изделия, эксплуатирующегося в заданном температурно-силовом диапазоне. Поэтому целесообразно получить решения задач оценки продолжительности распространения фронта разрушения.

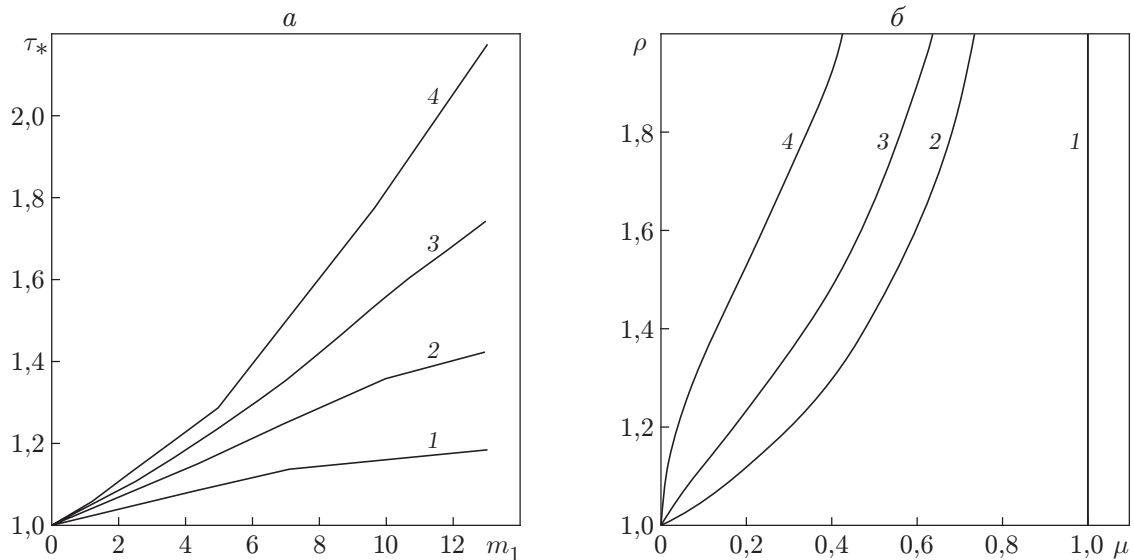


Рис. 2. Зависимости времени начала разрушения трубы (а) и остаточного ресурса по долговечности (б) от характеристики материала  $m_1$ :

а — 1 —  $\beta_1 = 1,2$ ; 2 —  $\beta_1 = 1,5$ ; 3 —  $\beta_1 = 2$ ; 4 —  $\beta_1 = 3$ ; б — 1 —  $t = 0$ ; 2 —  $m_1 = 0$ ; 3 —  $m_1 = 5$ ; 4 —  $m_1 = 10$

**2. Этап распространения фронта разрушения.** Следует отметить, что решение задачи о распространении фронта разрушения в теле произвольной конфигурации существенно затруднено, так как место зарождения фронта, его форма и направление движения заранее неизвестны.

При  $t > t_*$  "... в теле образуются две зоны: зона, где  $1 > \mu(t) > 0$ , и зона, где уже произошло разрушение и материал потерял способность к сопротивлению" [5]. Граница между разрушенной и неразрушенной зонами представляет собой фронт разрушения, который "... движется... таким образом, что на фронте разрушения  $\mu = 0$  и усилий со стороны разрушенной зоны к неразрушенной зоне не передается" [5].

Следует отметить, что место начала разрушения тела в момент  $t = t_*$  существенно зависит от выбора эквивалентного напряжения. В случае толстостенных труб разрушение может начинаться на наружной поверхности  $r = b_0$ , если в качестве эквивалентного напряжения использовать наибольшее нормальное напряжение [3], на внутренней поверхности  $r = a_0$ , если использовать интенсивность напряжений, принятую в [10], или на поверхности  $r = c$ ,  $a_0 < c < b_0$ , если эквивалентное напряжение представляет собой произведение степенных функций интенсивности напряжений и наибольшего нормального напряжения [8]. В рассматриваемой задаче разрушение в сосудах высокого давления возникает на внутренней поверхности  $r = a_0$ , фронт разрушения движется в направлении к наружной поверхности  $r = b_0$ , являясь симметричным, и в любой момент времени  $t > t_*$  радиус фронта разрушения  $r = a(t)$ . Очевидно, что  $a(t_*) = a_0$ ,  $a(t_{*f}) = b_0$  ( $t_{*f}$  — время, соответствующее окончательному разрушению сосуда). Продолжительность распространения фронта разрушения составляет  $t_{*f} - t_*$ .

В неразрушенной зоне, где  $1 > \mu(t) > 0$ , в любой момент времени  $t > t_*$  справедливы уравнения (3)–(10) и уравнение равновесия (1), а граничные условия (2) с учетом изложенных выше замечаний записываются в виде

$$\sigma_r(a(t), t) = -q, \quad \sigma_r(b_0, t) = 0.$$

По аналогии с (11) и (15) получаем

$$\sigma_\varphi - \sigma_r = \frac{q}{sJ_{1f}} \frac{[\mu(r, \tau)]^{m_1/n}}{X(\tau)} r^{-(1+s)/n}, \quad \sigma_i = \lambda_1(\sigma_\varphi - \sigma_r); \quad (20)$$

$$J_{1f} = \int_{a(t)}^{b_0} r^{-1-(1+s)/n} dr. \quad (21)$$

В (20), (21) и далее  $a(t) \leq r \leq b_0$ . При замене  $J_1$  на  $J_{1f}$  соотношения (15), (16) сохраняют свою структуру.

С использованием (20), (21), (16) и (18) вместо (17) получаем выражение

$$[\mu(r, t)]^{m_1/n} = \left(1 - \bar{v}cr^{-(1+s)(g+1)/n} \int_0^t [J_{1f}(\tau)X(\tau)]^{-(g+1)} d\tau\right)^{\bar{\beta}}, \quad (22)$$

где  $c = (m + 1)B_2(\lambda_1q/s)^{g+1}$ .

Пусть в момент времени  $t$  радиус фронта разрушения есть  $a$ . На линии фронта разрушения  $\mu(a(t), t) = 0$ . С учетом этого из (22) имеем

$$a^{(1+s)(g+1)/n} = \bar{v}c \int_0^t [J_{1f}(\tau)X(\tau)]^{-(g+1)} d\tau. \quad (23)$$

Дифференцируя (23) по  $t$ , получаем

$$a^{-1+(1+s)(g+1)/n} \frac{da}{dt} = \frac{n\bar{v}c}{(1+s)(g+1)} [J_{1f}(t)X(t)]^{-(g+1)}. \quad (24)$$

При использовании (23) из (22) следует

$$[\mu(r, t)]^{m_1/n} = \left[1 - (r/a(t))^{-(1+s)(g+1)/n}\right]^{\bar{\beta}}. \quad (25)$$

Заменяя в (14)  $a_0$  на  $a(t)$ ,  $J_1$  на  $J_{1f}$  и подставляя в полученное выражение (25), вместо (19) имеем

$$\int_{a(t)}^{b_0} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^{-(1+s)(g+1)/n}\right]^{\bar{\beta}} r^{-1-(1+s)/n} dr = J_{1f}(t)X(t). \quad (26)$$

Интегрируя (24) с использованием (26), получим

$$I(a) = \frac{\bar{v}cn}{(1+s)(g+1)} \int_{t_*}^t d\tau, \quad (27)$$

$$I(a) = \int_{a_0}^a a^{-1+(1+s)(g+1)/n} \left\{ \int_a^{b_0} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^{-(1+s)(g+1)/n}\right]^{\bar{\beta}} r^{-1-(1+s)/n} dr \right\}^{g+1} da.$$

При интегрировании в (27) целесообразно перейти к новым переменным  $v(t) = a(t)/a_0$  и  $u(t) = r/a(t)$ . Очевидно, что  $v(t_*) = 1$ ,  $v(t_{*f}) = \beta_1$ ;  $u(t) = 1$  при  $r = a(t)$  и  $u(t) = \beta_1/v(t)$  при  $r = b_0$ .

В табл. 1, 2 приведены значения времени  $\bar{\tau}_* = (t_{*f} - t_*)/t_*$ , а также его верхняя и нижняя оценки при различных значениях  $\beta_1$  и  $m_1$  для трубы и сферы. На основании

Таблица 1

Относительное время движения фронта разрушения в трубе $\bar{\tau}_*$				
$\beta_1$	$m_1$	$C/A$	$\bar{\tau}_*$	$C/B$
1,2	0	0,302	0,053	0,053
	3	0,176	0,036	0,036
	5	0,105	0,025	0,024
	7	0,050	0,014	0,014
	10	0,0067	0,0028	0,0028
	13	0,000 017	0,000 015	0,000 015
2	0	0,824	0,214	0,214
	3	0,625	0,178	0,177
	5	0,480	0,149	0,147
	7	0,331	0,115	0,113
	10	0,123	0,057	0,056
	13	0,008	0,007	0,007
4	0	1,254	0,467	0,467
	3	1,051	0,415	0,412
	5	0,890	0,372	0,367
	7	0,704	0,318	0,312
	10	0,385	0,212	0,206
	13	0,079	0,071	0,070

Таблица 2

Относительное время движения фронта разрушения в сфере $\bar{\tau}_*$				
$\beta_1$	$m_1$	$C/A$	$\bar{\tau}_*$	$C/B$
1,5	0	0,758	0,186	0,186
	3	0,562	0,152	0,151
	5	0,423	0,125	0,124
	7	0,282	0,095	0,093
	10	0,097	0,044	0,043
	13	0,005	0,004	0,004
2	0	1,052	0,336	0,336
	3	0,849	0,291	0,289
	5	0,693	0,254	0,251
	7	0,521	0,209	0,206
	10	0,247	0,126	0,122
	13	0,033	0,030	0,029
2,5	0	1,247	0,462	0,462
	3	1,044	0,411	0,408
	5	0,883	0,367	0,363
	7	0,698	0,314	0,308
	10	0,380	0,208	0,203
	13	0,077	0,069	0,068

этих результатов можно сделать вывод, что значения  $\bar{\tau}_*$  растут с увеличением толщины стенки сосуда при любом фиксированном значении  $m_1$  и уменьшаются с увеличением  $m_1$  при любой толщине стенки сосуда.

В качестве примера на рис. 3 представлены результаты решения уравнения (27) для трубы и сферы ( $\bar{\tau} = (t - t_*)/t_*$ ;  $\beta_f$  — толщина неразрушенной части сосуда при движении фронта разрушения). В момент начала движения фронта значение  $\beta_f = \beta_1$  ( $\beta_1 = b_0/a_0$ ) и со временем уменьшается до единицы, что соответствует полному разрушению материала сосуда. В начальный момент времени  $t > t_*$  фронт движется достаточно медленно, а затем — катастрофически быстро независимо от характеристики материала  $m_1$  и толщины стенки сосуда.

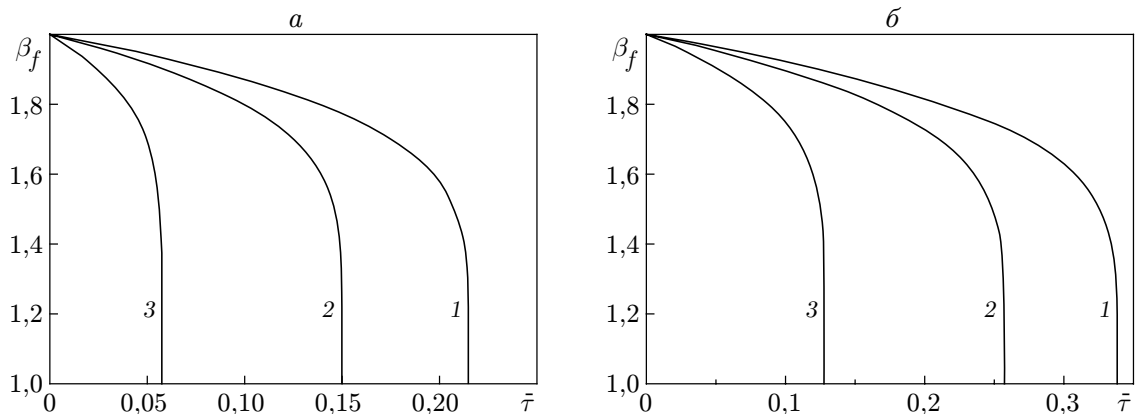


Рис. 3. Изменение толщины стенки трубы (а) и сферы (б) при движении фронта разрушения:

1 —  $m_1 = 0$ ; 2 —  $m_1 = 5$ ; 3 —  $m_1 = 10$



Анализ представленных результатов позволяет сделать вывод, что время движения фронта разрушения в зависимости от толщины стенки сосуда и характеристики материала  $m_1$  может составлять от нескольких сотых до десятков процентов времени скрытого разрушения  $t_*$ . Этот факт необходимо учитывать в расчетной практике. Очевидно, что используемое на практике отождествление долговечности элемента конструкции с временем начала его разрушения [1] не всегда является корректным. Поэтому представляется целесообразным получить верхнюю и нижнюю оценки времени продолжительности движения фронта разрушения в толстостенных сосудах высокого давления.

Следует отметить, что результат интегрирования (27) можно представить в достаточно компактном виде, если продолжительность движения фронта разрушения  $t_{*f} - t_*$  отнести не к  $t_*$ , а к  $t_*^0$ . С учетом этого выражения и соответствующих выражений для  $J_1$ ,  $t_*^0$  и  $c$  из (27) окончательно получаем

$$\frac{t_{*f} - t_*}{t_*^0} = \frac{(1+s)(g+1)}{\bar{v}n} f(\beta_1)I(\beta_1), \quad (28)$$

где

$$I(\beta_1) = \int_1^{\beta_1} v^{-1} \left[ \int_1^{\beta_1/v} u^{-1-(1+s)/n} \left(1 - u^{-(1+s)(g+1)/n}\right)^{\bar{\beta}} du \right]^{g+1} dv,$$

$$f(\beta_1) = (J_1 a_0^{(1+s)/n})^{-(g+1)} = \left(\frac{1+s}{n}\right)^{g+1} \left(\frac{\beta_1^{(1+s)/n}}{\beta_1^{(1+s)/n} - 1}\right)^{g+1}.$$

В работе [15] получены верхняя и нижняя оценки времени начала разрушения элементов конструкций:

$$A \leq \frac{t_*}{t_*^0} \leq B, \quad A = \frac{1 - (1-\lambda)^{g+2}}{\lambda \bar{v}(g+2)}, \quad B = \frac{1 - (1-\lambda)^{1/\bar{v}}}{\lambda}, \quad \bar{\beta} < 1, \quad (29)$$

$$\bar{\beta} = \frac{m_1}{n + mn - m_1(g+1)}, \quad \bar{v} = \frac{n + mn - m_1(g+1)}{n(m+1)}, \quad \lambda = \frac{t_*^0}{t_*}.$$

Здесь  $\bar{t}^0$  определяется соотношением

$$\int_V \frac{W^0}{t^0} dV = \frac{1}{\bar{t}^0} \int_V W^0 dV,$$

$W^0$  — мощность диссипируемой энергии в предположении установившейся ползучести. В случае  $\bar{\beta} > 1$  границы изменения величины  $t_*/t_*^0$  в (29) меняются местами.

Используя неравенства (29) совместно с (28), окончательно получаем

$$\frac{C}{B} \leq \frac{t_{*f} - t_*}{t_*} \leq \frac{C}{A}, \quad (30)$$

где  $C$  — правая часть в (28).

В табл. 1, 2 численные результаты относительного времени движения фронта разрушения в сосудах высокого давления сопоставлены с его нижней и верхней оценками в соответствии с неравенствами (30). (Данные в табл. 1, 2 приведены для  $\bar{\beta} < 1$ .)

Из анализа полученных результатов следует, что время начала разрушения и продолжительность распространения фронта разрушения существенно зависят от толщины стенки сосуда и характеристики материала  $m_1$ . Полученные оценки (30) рекомендуется использовать в расчетной практике.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Работнов Ю. Н.** Влияние концентрации напряжений на длительную прочность // Инж. журн. Механика твердого тела. 1967. № 3. С. 36–41.
2. **Качанов Л. М.** Теория ползучести. М.: Физматгиз, 1960.
3. **Качанов Л. М.** Время разрушения в условиях ползучести // Проблемы механики сплошной среды: Сб. к 70-летию Н. И. Мусхелишвили. М.: Изд-во АН СССР, 1961. С. 186–201.
4. **Качанов Л. М.** Некоторые вопросы разрушения в условиях ползучести // Ползучесть и длительная прочность: Тр. Всесоюз. совещ. по теории расчетов на ползучесть и длительную прочность. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963. С. 3–14.
5. **Работнов Ю. Н.** Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966.
6. **Хейхерст Д. Р.** Определение времени до разрушения для вращающихся дисков в условиях ползучести с использованием уравнений повреждаемости при двухосном напряженном состоянии // Прикл. механика. Сер. Е. 1973. № 4. С. 88–95.
7. **Хейхерст Д. Р.** Перераспределение напряжений и разрушение при ползучести равномерно растягиваемых тонких пластин с круглым отверстием // Прикл. механика. Сер. Е. 1973. № 1. С. 253–260.
8. **Budden P. J.** The sensitivity of the creep rupture of a pressurized cylinder to variations in the multiaxial rupture surface // Intern. J. Mech. Sci. 1985. V. 27, N 1/2. P. 83–95.
9. **Бойл Дж.** Анализ напряжений в конструкциях при ползучести: Пер. с англ. / Дж. Бойл, Дж. Спенс. М.: Мир, 1986.
10. **Логинов О. А.** Распространение фронта разрушения в толстостенной трубе в условиях ползучести // Надежность и прочность машиностроительных конструкций: Сб. науч. тр. Куйбышев: Куйбышев. политехн. ин-т, 1988. С. 61–67.
11. **Никитенко А. Ф.** Ползучесть и длительная прочность металлических материалов. Новосибирск: Новосиб. гос. архит.-строит. ун-т, 1997.
12. **Работнов Ю. Н.** Кратковременная ползучесть / Ю. Н. Работнов, С. Т. Милейко. М.: Наука, 1970.
13. **Соснин О. В.** Энергетический вариант теории ползучести / О. В. Соснин, Б. В. Горев, А. Ф. Никитенко. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1986.
14. **Закономерности** ползучести и длительной прочности: Справ. / Под ред. С. А. Шестерикова. М.: Машиностроение, 1983.
15. **Никитенко А. Ф., Любашевская И. В.** Кинетическая теория ползучести и расчет элементов конструкций на длительную прочность. 3. Верхняя и нижняя оценки времени начала разрушения неравномерно нагретых элементов конструкций // Пробл. прочности. 2006. № 1. С. 32–40.

*Поступила в редакцию 10/VIII 2006 г.,  
в окончательном варианте — 25/IX 2006 г.*