Стульба М.А., Макаренко Р.Ю., Гурвич Ю.А.
Белорусский Национальный Технический Университет

ОЦЕНКА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОТОКА ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ

Упругое напряженно-деформированное состояние цилиндрических тел, находящихся под действием внутреннего давления, характеризуется тремя главными напряжениями у$_r$, у$_и$ и у$_z$, имеющими различные значения и знаки. В целях упрощения рассматриваются два предельных случая: цилиндр бесконечно большой длины и цилиндр бесконечно малой длины. Первый случай составляет задачу плоских деформаций, а второй - плоских напряжений.

Постановка задачи В случае длинного цилиндра, температура в стенках которого изменяется по толщине и постоянна по длине, можно положить e$_z$=const. Влияние температуры и нейтронного облучения в этом случае учитывается добавлением к упругим деформациям деформаций вызванных температурным и нейтронным расширением тел. Тогда приращение полной деформации запишется в виде:

$$de = de^e + de^T + de^S,$$

где e - полная деформация, e^e - упругая деформация, e^T - деформации, вызванные термическим расширением, e^s - деформации, вызванные радиационным распуханием.

Уравнения для случая плоских деформаций при осесимметричной постановке задачи, когда напряжения и деформации зависят от r, могут быть получены из уравнения равновесия и деформаций, где принимают e$_г$, e$_и$ и e$_z$ - деформации, а у$_г$, у$_и$ и у$_z$- напряжения.

Вывод разрешающих уравнений

Воспользуемся соотношениями, представленными в работе, где были выведены выражения для определения радиальных, окружных и осевых напряжений, возникающих в телах сферической (7) и цилиндрической (8) геометрии от действия силовой и терморадиационной нагрузки:

$$\begin{cases} \sigma_r = -\frac{2E}{1-v}\frac{1}{r^3}\left\{\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r^2 dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r^2 dr\right\} + \frac{EC_1}{1-2v} - \frac{2EC_2}{1+v}\frac{1}{r^3}, \\ \sigma_\theta = \frac{E}{1-v}\frac{1}{r^3}\left\{\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r^2 dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r^2 dr\right\} + \frac{EC_1}{1-2v} + \frac{EC_2}{1+v}\frac{1}{r^3} - \frac{E}{1-v}\left\{\alpha\varepsilon^T + \frac{1}{3}\varepsilon^S\right\}. \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \sigma_r = -\frac{E}{1-\nu}\frac{1}{r^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r dr\right\} + \frac{E}{1+\nu}\left(\frac{C_1}{1-2\nu} - \frac{C_2}{r^2}\right), \\ \sigma_\theta = \frac{E}{1-\nu}\frac{1}{r^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r dr\right\} - \frac{E}{1-\nu}\left(\alpha\varepsilon^T + \frac{1}{3}\varepsilon^S\right) + \frac{E}{1+\nu}\left(\frac{C_1}{1-2\nu} + \frac{C_2}{r^2}\right), \\ \sigma_z = \frac{E}{1-\nu}\left(-\left(\alpha\varepsilon^T + \frac{1}{3}\varepsilon^S\right) + (1-\nu)\varepsilon_z\right) + \frac{2\nu E C_1}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \end{cases}$$

(8)

где E - модуль Юнга; ν - коэффициент Пуассона; ε^T - деформации, вызванные воздействием температуры; e^s - деформации, возникающие за счет действия потока нейтронов; r - текущий радиус; R_H и R_B - соответственно наружный и внутренний радиус; C_1 и C_2 - некоторые константы, значение которых определяется из граничных условий.

$$\sigma_r = -P_H \text{ при } r = R_H,$$
$$\sigma_r = -P_B \text{ при } r = R_B.$$

Учитывая, что элементы конструкций, подвергаемые воздействию силовой и терморадиационной нагрузки, зачастую имеют форму сплошной сферы (цилиндра) и полой, граничные условия принимают различный вид для топлива (9) и для оболочки (10):

(9)

$$\sigma_r = -P_H \text{ при } r = R_H,$$
$$u = 0 \text{ при } r = 0,$$

(10)

где $P_н$ и $P_в$ - соответственно наружное и внутреннее давления.

$$\begin{cases} C_1 = \left(-P_B + \frac{R_H^3(P_H - P_B)}{R_B^3 - R_H^3}\right)\frac{1-2\nu}{E} + 2\frac{1-2\nu}{1-\nu}\frac{1}{R_H^3 - R_B^3}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r^2 dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r^2 dr\right\}, \\ C_2 = (P_B - P_H)\frac{(1+\nu)}{2E}\frac{R_B^3 R_H^3}{R_B^3 - R_H^3} + \frac{1+\nu}{1-\nu}\frac{R_B^3}{R_H^3 - R_B^3}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r^2 dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r^2 dr\right\}. \end{cases}$$

Для первого случая константы C_1 и C_2 определяются из выражения (11) сферы, а для цилиндра - (12):

(11)

$$\begin{cases} C_1 = \left(-P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2}\right)\frac{1-2v}{E} + 2\frac{1-2v}{1-v}\frac{1}{R_H^2-R_B^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r dr\right\}, \\ C_2 = (P_B-P_H)\frac{(1+v)}{2E}\frac{R_B^2R_H^2}{R_B^2-R_H^2} + \frac{1+v}{1-v}\frac{R_B^2}{R_H^2-R_B^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r dr\right\}. \end{cases}$$

(12)

$$C_1 = -P_H\frac{1-2v}{E} + \frac{2(1-2v)}{1-v}\frac{1}{R_H^3}\left\{\alpha\int_0^{R_H}\varepsilon^T r^2 dr + \frac{1}{3}\int_0^{R_H}\varepsilon^S r^2 dr\right\}$$

При определении констант для сплошного тела нижний предел интегралов можно считать равным нулю. Это означает, что константу C_2 можно принять равной нулю. Константа C_1 определяется выражением (13) для сферического тела, для цилиндрического - (14):

$$C_1 = -P_H\frac{1-2v}{E} + \frac{2(1-2v)}{1-v}\frac{1}{R_H^2}\left\{\alpha\int_0^{R_H}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_0^{R_H}\varepsilon^S r dr\right\} \quad (13)$$

(14)

Рассмотрим более подробно случай полого цилиндра. С учетом граничных условий напряжения примут вид:

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{2E}{1-v}\left[\begin{array}{l} \frac{r^2-R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r dr - \frac{1}{r^2}\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r dr + \\ + \frac{r^2-R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r dr - \frac{1}{r^2}\frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r dr \end{array}\right] - \\ \quad -P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2} - \frac{1}{r^2}(P_B-P_H)\frac{R_B^2R_H^2}{R_B^2-R_H^2}, \\ \sigma_\theta = \frac{2E}{1-v}\left[\begin{array}{l} \frac{2r^2+R_B^2}{2(R_H^2-R_B^2)r^2}\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{2r^2}\alpha\int_{R_H}^{r}\varepsilon^T r dr - \frac{1}{2}\alpha\varepsilon^T + \\ + \frac{2r^2+R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\frac{1}{6}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r dr + \frac{1}{r^2}\frac{1}{6}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S r dr - \frac{1}{6}\varepsilon^S \end{array}\right] - \\ \quad -P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2} + \frac{1}{2r^2}\frac{(P_B-P_H)(R_H^2-R_B^2)}{R_H^2R_B^2 2E}. \\ \sigma_z = \frac{E}{1-v}\left(-\left(\alpha\varepsilon^T + \frac{1}{3}\varepsilon^S\right) + (1-v)\varepsilon_z\right) + \frac{4vE}{(1-v^2)}\frac{1}{R_H^2-R_B^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T r dr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S r dr\right\} + \\ \quad + \frac{2v}{(1+v)}\left(-P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2}\right) \end{cases}$$

(15)

$$e_z = \frac{2}{R_b^2 - R_a^2} - \left(\int_{R_a}^{R_b} e^T r dr + \frac{1}{3} \int_{R_a}^{R_b} e^S r dr \right).$$

$2р \int_{R_a}^{R_b} у_z r dr = 0$

Для определения значения меридионального напряжения необходимо знать продольную деформацию e_z, которую находят, приравнивая нормальную силу к величине продольной нагрузки или к нулю, когда продольная сила отсутствует, т.е. в нашем случае: . Произведя интегрирование, получим:

(16)

после чего меридиональное напряжение будет определяться выражением:

$$у_z = \frac{E}{1 - н} \left(\frac{2}{R_b^2 - R_a^2} \left(\int_{R_a}^{R_b} e^T r dr + \frac{1}{3} \int_{R_a}^{R_b} e^S r dr \right) - \left(e^T + \frac{1}{3} e^S \right) \right).$$

(17)

$$
\begin{cases}
\sigma_r = \frac{2E}{1-v}\left[\begin{array}{l}\frac{r^2-R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T rdr - \frac{1}{r^2}\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T rdr + \\ + \frac{r^2-R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S rdr - \frac{1}{r^2}\frac{1}{3}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S rdr\end{array}\right] - \\
\qquad -P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2} - \frac{1}{r^2}(P_B-P_H)\frac{R_B^2R_H^2}{R_B^2-R_H^2}, \\
\sigma_\theta = \frac{2E}{1-v}\left[\begin{array}{l}\frac{2r^2+R_B^2}{2(R_H^2-R_B^2)r^2}\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T rdr + \frac{1}{2r^2}\alpha\int_{R_B}^{r}\varepsilon^T rdr - \frac{1}{2}\alpha\varepsilon^T + \\ + \frac{2r^2+R_B^2}{(R_H^2-R_B^2)r^2}\frac{1}{6}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S rdr + \frac{1}{r^2}\frac{1}{6}\int_{R_B}^{r}\varepsilon^S rdr - \frac{1}{6}\varepsilon^S\end{array}\right] - \\
\qquad -P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2} + \frac{1}{2r^2}\frac{(P_B-P_H)(R_H^2-R_B^2)}{R_H^2R_B^2 2E}. \\
\sigma_z = \frac{E}{1-v}\left(-\left(\alpha\varepsilon^T + \frac{1}{3}\varepsilon^S\right) + (1-v)\left(\frac{2}{R_b^2-R_a^2} - \left(\int_{R_a}^{R_b} e^T rdr + \frac{1}{3}\int_{R_a}^{R_b} e^S rdr\right)\right)\right) + \\
\qquad + \frac{4vE}{(1-v^2)}\frac{1}{R_H^2-R_B^2}\left\{\alpha\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^T rdr + \frac{1}{3}\int_{R_B}^{R_H}\varepsilon^S rdr\right\} + \frac{2v}{(1+v)}\left(-P_B + \frac{R_H^2(P_H-P_B)}{R_B^2-R_H^2}\right)
\end{cases}
$$

С учетом условий (17) перепишем выражение (15) в следующем виде:

$$
y_r = y_r^T + y_r^S + y_r^F; \quad y_и = y_и^T + y_и^S + + y_\theta^F; \quad y_z = y_z^T + y_z^S + + y_z^F. \qquad (18)
$$

Как видно из этого выражения каждое из главных напряжений представляет собой сумму отдельных напряжений возникающих от действия высокой температуры и облучением потоком флюенса нейтронов. С учетом сказанного, выражение (18) можно записать в сокращенной форме:

$$
y_i^F, \; y_i^T \text{ и } y_i^S \qquad (19)
$$

y_i^F, y_i^T и y_i^S где - составляющие главных напряжений, вызванные соответственно силовым, тепловым и радиационным воздействием (i = r, и, z). Значения легко прослеживаются из выражения (18).