

Λ-745

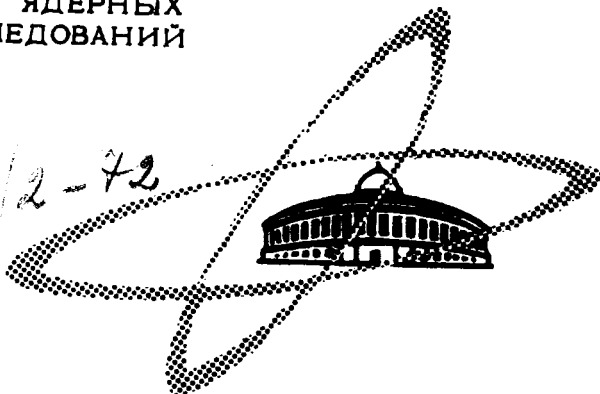
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

30/4-72

3451/2-72

11 - 6621



В.Л.Ломидзе

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ДИНАМИКА ТОПЛИВА В ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ.
КОЛЕБАНИЯ СТЕРЖНЯ С ОБОЛОЧКОЙ

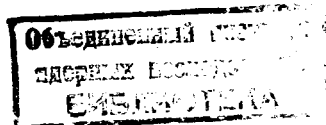
1972

11 - 6621

В.Л.Ломидзе

ДИНАМИКА ТОПЛИВА В ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ.
КОЛЕБАНИЯ СТЕРЖНЯ С ОБОЛОЧКОЙ

Направлено в АЭ



Введение

В процессе работы импульсного реактора на быстрых нейтронах (ИБР) топливо периодически нагревается за относительно короткий промежуток времени τ , сравнимый с временем пробега звуковой волны вдоль топливного стержня $\frac{L}{c}$. Быстрый нагрев является причиной двух существенных эффектов:

1. Динамические напряжения в ТВЭ.
2. Появление быстрой отрицательной обратной связи по реактивности.

Первый эффект вызван тем, что при быстром нагревании материала температурному расширению будут противодействовать силы инерции. Возникшие таким образом напряжения приведут к колебаниям стержня (если он целый), которые будут передаваться опорным конструкциям. Закон движения топлива в основном зависит от пространственно-временной формы температурного импульса $T(\vec{r}, t)$, от способа крепления стержня и его механической структуры (сердечник ТВЭ может состоять из таблеток).

Второй эффект обусловлен смещением топлива в области более низкого значения плотности реактивности $\rho(r)$ (изменение реактивности при удалении единичного объема топлива из точки r), которая убывает к периферии активной зоны.

В связи с этим возникают, соответственно, два требования к конструкции тепловыделяющих элементов: достаточная прочность ТВЭ и стабильность импульсов мощности реактора (которая нарушится, если к моменту прихода следующего импульса реактивность обратной связи будет значительной).

В настоящей работе рассматривается вопрос о динамических нагрузках в их зависимости от параметров k_z , γ и $\theta = \frac{rc}{L}$, которые характеризуют неравномерность тепловыделения, способ крепления стержня и временную форму температурного импульса соответственно.

Показано, в частности, что неравномерность тепловыделения существенна только при малых временах нарастания температуры τ ($0 < \theta \leq 2$), а область резкого спада напряжений начинается с точки $\theta = 1$ (когда время нарастания τ равно времени прохождения звука $\frac{L}{c}$ вдоль стержня).

1. Постановка задачи

Тонкий упругий стержень длины L и сечения S покоится на невесомом доньшке оболочки с длиной L_s и сечением S_s (рис. 1).

В момент $t = 0$ стержень начинает нагреваться по закону $T(x, t)$. Требуется определить характер колебаний стержня и оболочки и возникающие в них напряжения.

Если $u(x, t)$ и $u_s(x, t)$ — смещения координаты x в момент t в стержне и оболочке соответственно, то задача о колебании такой системы примет вид:

Таблица 1

θ	σ_{sm} кг/м ² °C	J кг·сек м ² °C	U_j см/сек°C	$\gamma = \infty$	
				J	U_j
0	$1,6 \cdot 10^5$	4,28	1,02	17,64	4,20.
1,2	$1,3 \cdot 10^5$	3,49	0,83	14,38	3,41
2,29	$0,7 \cdot 10^5$	0,43	0,29	5,08	1,21

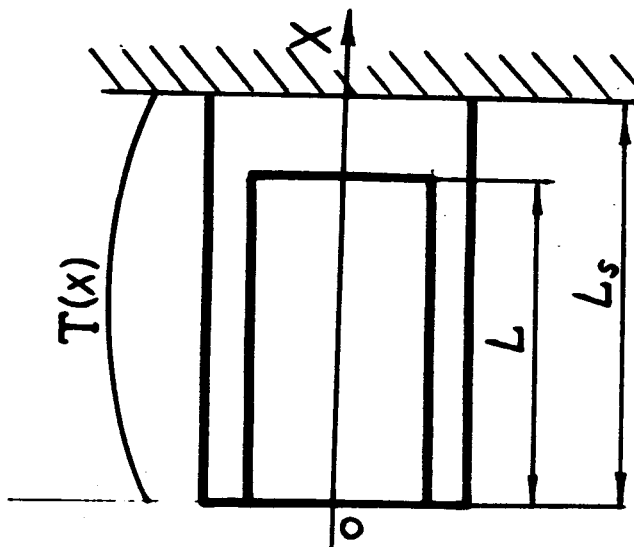


Рис. 1. Стержень в оболочке.

$$\frac{l}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - a \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\frac{l}{c_s^2} \frac{\partial^2 u_s}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u_s}{\partial x^2} \quad (1)$$

$$(2)$$

Начальные условия (смещения и скорости равны нулю при $t = 0$):

$$l. u(x, 0) = \dot{u}(x, 0) = u_s(x, 0) = \dot{u}_s(x, 0) = 0 \quad (3)$$

Граничные условия:

$$SE \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} - a T \right\} \Big|_{x=0} = -S_s E_s \frac{\partial u_s}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (4)$$

-баланс сил при $x = 0$ без учета влияния доньшка оболочки.

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=L} = a T(L, t) \quad (5)$$

- верхний конец стержня свободен.

$$u(0, t) = u_s(0, t) \quad (6)$$

-рассматриваются времена $t < t_j$ (t_j - момент подскока стержня).

$$u_s(L_s, t) = 0 \quad (7)$$

-верхний конец оболочки жестко закреплен.

В этих выражениях c , a , E - скорость звука в стержне, коэффициент линейного расширения и модуль упругости материала стержня соответственно. Величины с индексом "s" относятся к оболочке.

Решение уравнений

Температурную функцию $T(x, t)$ представим в виде

$$T(x, t) = (\delta_0 \sin \frac{\pi x}{L} + \delta_a) T(t). \quad (8)$$

Если под $T(t)$ подразумевать средний по длине стержня подогрев, то

$$\delta_a + \delta_0 = k_x \quad (9)$$

— коэффициент неравномерности тепловыделения вдоль x ($1 < k_x < \frac{\pi}{2}$).

Коэффициенты δ_0 и δ_a можно найти, если выбранную пространственную зависимость в (8) аппроксимировать функцией $\sin \pi \frac{x + \Delta}{L + 2\Delta}$:

$$\delta_0 = \frac{4\pi}{\pi^2 - 8} \left[\frac{\pi}{2} \frac{(1-y)}{y(2-y)} \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} y - 1 \right], \quad (10)$$

$$\delta_a = 1 - \frac{2}{\pi} \delta_0. \quad (11)$$

Здесь $y = \frac{2\Delta}{L + 2\Delta}$, а Δ — эффективная добавка. При определенных таким образом δ_0 и δ_a средние по L значения функций (8) и $\sin \frac{\pi(x + \Delta)}{L + 2\Delta} \cdot T(t)$ совпадают. Выбранная зависимость температуры от x характерна для реакторов и, вместе с тем, существенно упрощает задачу, так как $\sin \frac{\pi x}{L}$ относится к классу ортогональных на $[0, L]$ собственных функций оператора $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$. В этом случае решение можно искать в виде

$$u(x, t) = f(ct - x) + g(ct + x) + \cos \frac{\pi x}{L} \xi(t); \quad (12)$$

$$u_s(x, t) = \Phi(c_s t - x) + \Psi(c_s t + x); \quad (13)$$

(без последнего члена функция $u(x, t)$ отличается от решения однородной задачи, полученного в работе /1/ лишь тем, что вместо условия (6) будет $u_s(0, t) = u(0, t) + \xi(t)$.

Условия однозначности запишутся следующим образом:

Начальные условия:

$$\xi(0) = \dot{\xi}(0) = 0 \quad (14)$$

$$f(z) = 0; \quad (-L < z < 0); \quad (15)$$

$$g(z) = 0; \quad (0 < z < L); \quad (16)$$

$$\Phi(z) = 0; \quad (-L_s < z < 0); \quad (17)$$

$$\Psi(z) = 0; \quad (0 < z < L_s), \quad (18)$$

Краевые условия:

$$g(z) = f(z - 2L) + a \delta_a \int_L^z T\left(\frac{z' - L}{c}\right) dz'; \quad (19)$$

$$f(z) = \frac{1}{1 + \gamma} \left\{ (1 - \gamma) g(z) - 2\gamma \Phi(\lambda z - 2L_s) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \gamma \xi\left(\frac{z}{c}\right) \right\}; \quad (20)$$

$$\Phi(z) = \frac{1}{1 + \gamma} \left\{ 2g(z) + (1 - \gamma) \Phi(\lambda z - 2L_s) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' + \xi\left(\frac{z}{c}\right) \right\}; \quad (21)$$

$$\Psi(\lambda z) = -\Phi(\lambda z - 2L_s), \quad (22)$$

Здесь $\lambda = \frac{c_s}{c}$, а $\gamma = \frac{S_s E_s c}{S E c_s}$ — жесткость оболочки. Функция $\xi(t)$ является решением уравнения

$$\frac{1}{c^2} \frac{\delta^2 \xi}{\partial t^2} + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \xi(t) = -a \delta_0 \frac{\pi}{L} T(t) \quad (23)$$

и имеет вид:

$$\xi(t) = -a \delta_0 c \int_0^t \sin \frac{\pi c}{L} t' \cdot T(t - t') dt' \quad (24)$$

Задача свелась к решению системы (19) - (22). Так как все четыре искомые функции определены в исходных интервалах изменения z через начальные условия (15) - (18), то не представляет труда шаг за шагом найти выражения для f , g , Φ и Ψ в любом последующем интервале. В частности, из уравнений (17), (18) и (22) следует, что

$$\Psi(\lambda z) = -\Phi(\lambda z - 2L_s) = 0 \quad (0 < \lambda z < 2L_s). \quad (25)$$

Значит, как легко видеть из (19) и (20), в точке x обратная волна в стержне $g(z)$ и прямая $f(z)$ получают информацию о длине оболочки только в моменты $t = \frac{2L_s}{c_s} + \frac{2L - x}{c}$; ($z = \frac{2L_s}{\lambda} + 2L$) и $t = \frac{2L_s}{c_s} + \frac{x}{c}$; ($z = \frac{2L_s}{\lambda}$) соответственно. Иными словами, наблюдатель, находящийся в точке x , сначала регистрирует прямой сигнал в момент $\frac{2L_s}{c_s} + \frac{x}{c}$, который вернется к нему спустя время $\frac{2(L - x)}{c}$, отразившись от верхнего конца стержня. Если $\frac{L_s}{c_s} > \frac{L}{c}$, то, как видно из предыдущего, волна $g(z)$ не менее чем в четырех ($4L$), а $f(z)$ не менее чем в двух ($2L$) интервалах изменения z не зависит от обратной волны Ψ в оболочке. Решив систему (19) - (22), получим выражения:

$$g(z) = \begin{cases} a \delta_a \int_L^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz'; & (L < z < 2L) \\ a \delta_a \int_L^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \frac{1}{1+\gamma} \left\{ a \delta_a \int_0^{z-2L} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' + \gamma \xi\left(\frac{z-2L}{c}\right) \right\}; & (2L < z < 3L) \\ a \delta_a \int_L^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \frac{1}{1+\gamma} \left\{ a \delta_a \int_0^{z-2L} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \right. \\ \left. - a \delta_a (1-\gamma) \int_L^{z-2L} T\left(\frac{z'-L}{c}\right) dz' + \gamma \xi\left(\frac{z-2L}{c}\right) \right\}; & (3L < z < 4L) \end{cases} \quad (26)$$

-обратная волна в стержне ($z = ct + x$).

$$f(z) = \frac{1}{1+\gamma} \begin{cases} -a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \gamma \xi\left(\frac{z}{c}\right); & (0 < z < L) \\ (1-\gamma)g(z) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \gamma \xi\left(\frac{z}{c}\right); & (L < z < 2L), (2L < z < \frac{2L_s}{\lambda}) \\ (1-\gamma)g(z) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \gamma \xi\left(\frac{z}{c}\right) + 2\gamma \Psi(\lambda z); & (\frac{2L_s}{\lambda} < z < 3L) \end{cases} \quad (27)$$

-прямая волна в стержне ($z = ct - x$).

$$\Phi(\lambda z) = \frac{1}{1+\gamma} \begin{cases} -a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' + \xi\left(\frac{z}{c}\right); & (0 < z < L) \\ 2g(z) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' + \xi\left(\frac{z}{c}\right); & (L < z < 2L), (2L < z < \frac{2L_s}{\lambda}) \\ 2g(z) - a \delta_a \int_0^z T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' + \xi\left(\frac{z}{c}\right) + \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \left\{ \xi\left(\frac{z-\frac{2L_s}{\lambda}}{c}\right) - \right. \\ \left. - a \delta_a \int_0^{z-2L_s/\lambda} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' \right\}; & (\frac{2L_s}{\lambda} < z < 3L) \end{cases} \quad (28)$$

-прямая волна в оболочке ($\lambda z = c_s t - x$).

$$\Psi(\lambda z) = \frac{1}{1+\gamma} \begin{cases} \alpha \delta_a \int_0^{z-2L_s/\lambda} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \xi\left(\frac{z-2L_s/\lambda}{c}\right); & \left(\frac{2L_s}{\lambda} < z < \frac{2L_s}{\lambda} + L\right) \\ \alpha \delta_a \int_0^{z-2L_s/\lambda} T\left(\frac{z'}{c}\right) dz' - \xi\left(\frac{z-2L_s/\lambda}{c}\right) - \\ - 2\alpha \delta_a \int_L^{z-2L_s/\lambda} T\left(\frac{z'-L}{c}\right) dz'; & \left(\frac{2L_s}{\lambda} + L < z < \frac{2L_s}{\lambda} + 2L\right) \end{cases} \quad (29)$$

-обратная волна в оболочке ($\lambda z = c_s t + x$).

В формулах (26) - (29) для конкретности положено $\frac{2L}{c} < \frac{2L_s}{c_s} < \frac{3L}{c}$.

Под функциями $g(z)$ и $\Psi(\lambda z)$ в (27) и (28) подразумеваются выражения для $g(z)$ и $\Psi(\lambda z)$ в соответствующих интервалах изменения z .

Зная функции смещений $u(x, t)$ и $u_s(x, t)$, нетрудно найти напряжения $\sigma(x, t)$, $\sigma_s(x, t)$ и импульсы J , J_s , получаемые стержнем и оболочкой. Напряжения имеют вид:

$$\sigma(x, t) \equiv E \left(\frac{\partial u}{\partial x} - aT \right) = E \left\{ g'(z) - f'(z) - \alpha \delta_a T(t) - \right. \quad (30)$$

$$\left. - \sin \frac{\pi x}{L} \left[\alpha \delta_0 T(t) + \frac{\pi}{L} \xi(t) \right] \right\}; \quad (31)$$

$$\sigma_s(x, t) \equiv E_s \frac{\partial u_s}{\partial x} = E_s \left\{ \Psi'(z) - \Phi'(z) \right\}.$$

Согласно условию (4), импульсы J и J_s связаны соотношением:

$$JS = -J_s S_s; \quad \text{причем} \quad (32)$$

$$J_s \equiv \int_0^{t_j} \sigma_s(0, t) dt = -\frac{E_s}{c_s} \Phi(c_s t_j); \quad \left(t_j < \frac{2L_s}{c_s} \right). \quad (33)$$

Ввиду того, что задача ограничена по времени моментом подскока стержня t_j , большого числа интервалов z не понадобится. При

($0 < z < 2L_s$) формула (31) дает следующее выражение для напряжений в оболочке (Ψ' -отсутствует):

$$\sigma_s(z) = \frac{E_s}{1+\gamma} \begin{cases} \frac{a\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right); & (0 < z = c_s t - x < \lambda L) \\ \frac{a\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right) - \frac{2a\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z-\lambda L}{c_s}\right); & (\lambda L < z < 2\lambda L) \\ \frac{a\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right) - \frac{2a\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z-\lambda L}{c_s}\right) + \\ + \frac{2a\delta_a}{\lambda(1+\gamma)} T\left(\frac{z-2\lambda L}{c_s}\right) + \frac{2\gamma}{1+\gamma} \xi'_z\left(\frac{z-2\lambda L}{c_s}\right); & (2\lambda L < z < 2L_s) \end{cases} \quad (34)$$

Отделение стержня от оболочки произойдет в момент перемены знака напряжений (34) при $x = 0$, т.е. t_j является наименьшим положительным корнем уравнения

$$\sigma_s(c_s t) = 0. \quad (35)$$

Формула (34) показывает, что в момент отрыва t_j не зависит от жесткости оболочки γ , если он не превышает величины $\frac{2L}{c}$. В

этом случае импульсы J и J_s являются линейными функциями аргументов $\frac{\gamma}{1+\gamma}$ и $\frac{1}{1+\gamma}$ соответственно. Вопрос о том, будет ли t_j больше или меньше $\frac{2L}{c}$, зависит от детального поведения температуры во времени и величины τ .

3. Наклонно-ступенчатая форма температурного импульса

3.1. Напряжения в оболочке

Если температура изменяется по закону

$$T(t) = T_0 \begin{cases} \frac{t}{\tau}; & (0 < t < \tau) \\ 1; & (t > \tau), \end{cases} \quad (36)$$

то функция $\xi(t)$ примет вид:

$$\xi(t) = -T_0 \frac{\alpha \delta_0 c}{\omega_0^2 \tau} \begin{cases} \omega_0 t - \sin \omega_0 t; & (0 < t < \tau) \\ \omega_0 \tau - \sin \omega_0 t + \sin \omega_0 (t - \tau); & (t > \tau), \end{cases} \quad (37)$$

$$\text{где } \omega_0 = \frac{\pi c}{L}.$$

Уравнение (35) в этом случае дает следующее выражение для t_j :

$$t_j = \begin{cases} \frac{L}{c} + \frac{\tau}{2}; & (0 < \tau < \frac{2L}{c}) \\ \frac{2L}{c}; & (\tau > \frac{2L}{c}). \end{cases} \quad (38)$$

Максимального значения $\sigma_s(0, t)$ достигнет в момент

$$t_m = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{L}{c} + \tau \right); & (0 < \tau < \frac{L}{c}) \\ \frac{L}{c}; & (\tau > \frac{L}{c}). \end{cases} \quad (39)$$

Подставив (39) в выражение для σ_s , в котором $T(t)$ и $\xi(t)$ даны формулами (36) и (37), получим:

$$\sigma_{s \max} = \frac{\alpha T_0 E_s}{\lambda(1 + \gamma)} \begin{cases} \delta_a + \delta_0 \frac{\sin \frac{\pi}{2} \theta}{\frac{\pi}{2} \theta}; & (\theta < 1) \\ \frac{1}{\theta}; & (\theta > 1) \end{cases} \quad (40)$$

Здесь и в дальнейшем $\theta = \frac{\tau c}{L}$ — отношение времени нарастания температуры до среднего по длине L значения T_0 к времени распространения звука вдоль стержня. Как и следовало ожидать, наибольшей величина напряжений оказывается при мгновенном нагреве ($\theta = 0$):

$$\sigma_{s \max} (\theta = 0) = k_z \frac{\alpha T_0 E_s}{\lambda(1 + \gamma)} \quad (41)$$

Следует отметить, что при равномерном тепловыделении по x ($\delta_0 = 0$, $\delta_a = 1$) напряжения $\sigma_{s \max}$ не отличаются от напряжений при мгновенном нагреве, если θ изменяется в пределах $[0, 1]$.

3.2. Импульсы, полученные стержнем и оболочкой

Используя выражение для момента отрыва (38) и формулы для $\xi(t)$ и $T(t)$, из (32) и (33) получим импульсы I и I_s ($\frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ сек), получаемые стержнем и оболочкой при выбранном законе нагревания.

Импульс стержня окажется равным

$$I = I_0 \begin{cases} I - \theta \left[\frac{\delta_a}{4} + \frac{\delta_0}{\pi\theta} \left(1 - \frac{\sin \frac{\pi}{2} \theta}{\frac{\pi}{2} \theta} \right) \right]; & (0 < \theta < 2) \\ \frac{I}{\theta} \end{cases} \quad (42)$$

$$\text{Здесь } I = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \alpha T_0 E \frac{L}{c} \quad (43)$$

импульс стержня при мгновенном нагреве.

Аналогичное выражение получится и для I_s , только перед скобкой будет стоять

$$I_{s0} = - \frac{I}{1 + \gamma} \alpha T_0 E_s \frac{L}{c_s} \quad (44)$$

импульс, полученный оболочкой при $\theta = 0$.

Средняя по длине скорость подскока стержня равна:

$$v_i = \frac{I}{\rho L} \quad (45)$$

(ρ - плотность материала сердечника).

Из формул (40) и (42) следует, что напряжения и импульсы зависят от коэффициента неравномерности k_z только в областях $\theta \in [0, 1)$ и $\theta \in (0, 2)$ соответственно.

4. Косинусоидально-ступенчатая форма импульса

4.1. Форма импульса мощности в ИБР хорошо описывается функцией Гаусса, т.е. температура (подогрев) ведет себя как $\text{erf}(t)$. Если такую зависимость аппроксимировать функцией

$$T(t) = T_0 \begin{cases} \frac{1}{2}(1 - \cos \omega t); & (0 < t < \tau \equiv \frac{\pi}{\omega}) \\ 1; & (t > \tau), \end{cases} \quad (46)$$

то время нарастания τ будет связано с полушириной импульса мощности $\theta_{1/2}$ соотношением

$$\tau \approx 1,79 \theta_{1/2}. \quad (47)$$

Интеграл (24) с учетом зависимости (46) запишется в виде

$$\xi(t) = -T_0 \frac{\alpha c \delta_0}{2\omega_0} \begin{cases} 1 + \frac{\omega^2 \cos \omega_0 t - \omega_0^2 \cos \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2}; & (0 < t < \tau) \\ 2 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} [\cos \omega_0 t + \cos \omega_0 (t - \tau)]; & (t > \tau). \end{cases} \quad (48)$$

4.2. Напряжения. Импульсы

Момент t_m останется прежним, если $\tau < \frac{L}{c}$ (см. (39)) и возрастает, асимптотически приближаясь к значению $\frac{2L}{c}$, при $\tau > \frac{L}{c}$.

Соответственно для $0 < r < \frac{L}{c}$ будем иметь

$$\sigma_{s \max} = \frac{\alpha T_0 E_s}{\lambda(1+\gamma)} \left(\delta_a + \delta_0 \frac{\cos \frac{\pi}{2} \theta}{1 - \theta^2} \right); \quad (0 < \theta < 1), \quad (49)$$

а для $r \gg \frac{L}{c}$ асимптотическое значение:

$$\sigma_{s \max}^{ass} = \frac{\alpha T_0 E_s}{\lambda(1+\gamma)} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{\theta} \right)^2; \quad (\theta \gg 1). \quad (50)$$

Из сравнения формул (49) и (50) с (40) ясно видно влияние детальной формы импульса: выражение (49) завышает напряжение, так как при малых θ крутизна температуры (46) больше, чем у линейной зависимости (36) и, наоборот, при больших θ напряжение спадает круче (ср. (50) и (40)), так как максимум σ_s достигается сравнительно рано ($\frac{2L}{c} \ll r$) и крутизна функции еще мала по сравнению с $\frac{T_0}{L}$.

При $0 < \theta < 2$ момент подскока t_j тоже дается прежним выражением (38), а импульс — формулой:

$$J = J_0 \left\{ 1 - \frac{\pi-2}{2\pi} \delta_a \theta - \frac{\delta_0}{\pi} \left[1 + \frac{\cos \frac{\pi}{2} \theta}{\theta^2 - 1} \right] \right\}; \quad (0 < \theta < 2). \quad (51)$$

При $\theta > 2$ значения t_j лежат выше $\frac{2L}{c}$, т.е. здесь момент подскока зависит от жесткости γ и J уже не будет линейной функцией

$\frac{\gamma}{1+\gamma}$. Отметим, что при мгновенном нагреве неравномерность

тепловыделения не влияет на величину импульса. В таблице (1) приве-

дены данные расчета $\sigma_{s \max}$, J и v_j в трех точках θ для случая

стальной оболочки и стержня из UO_2 с параметрами $L_s = 80$ см,
 $E_s = 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$, $S_s = 10,68 \text{ мм}^2$, $c_s = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ и $L = 40$ см,

$E = 0,945 \cdot 10^{10} \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$, $S = 43,00 \text{ мм}^2$, $c = 3 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, $a =$
 $= 1,4 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{град}}$ соответственно. Временная часть функции темпера-
 туры использовалась в виде (46), а $k_z = \delta_a + \delta_o = 0,519 + 0,754 = 1,273$.
 Случай $\theta = 1,2$ соответствует варианту ТВЭ ИБР-2 при полуширине
 импульса мощности $\theta_{\frac{1}{2}} = 90 \text{ мксек}$. Значение $\theta = 2,29$ будет соот-
 ветствовать этой же полуширине при длине стержня $L = 14 \text{ см}$.

Из формулы для σ_{max} и J ((40) и (42)) видно, что неравно-
 мерность тепловыделения по высоте активной зоны деформирует эти
 кривые только в областях ($0 < \theta < 1$) и ($0 < \theta < 2$) соответст-
 венно (см. рис. 2). При этом характер деформации таков, что вклад
 в величину σ_{max} за счет неравномерности тепловыделения убывает
 с ростом θ от максимального значения при $\theta = 0$ до нуля при
 $\theta = 1$, а вклад в величину импульса J возрастает от нуля при
 $\theta = 0$ до максимального значения вблизи $\theta = 1$ и спадает опять до
 нуля при $\theta = 2$.

Таким образом, можно утверждать, что при $\theta \approx 1$ неравномер-
 ность тепловыделения существенна при верхней подвеске (стержень в
 оболочке) и несущественна при нижнем закреплении ТВЭ, так как в
 первом случае важна величина напряжений в оболочке σ_{max} , а во вто-
 ром - величина суммарного импульса от всех стержней, который полу-
 чит опорная решетка. При очень быстром нагреве ($\theta \ll 1$) наобо-
 рот: неоднородность тепловыделения увеличивает возможность аварии
 оболочки (при верхней подвеске), но не будет влиять на величину на-
 грузок в опорной решетке при нижнем креплении ТВЭ.

Литература

1. J.Randles and R.Jaarsma (1967). Some Problems of Stress Wave Production Encountered in the Study of Pulsed Fast Reactor Dynamics. EVR 3654 e.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1972 года.

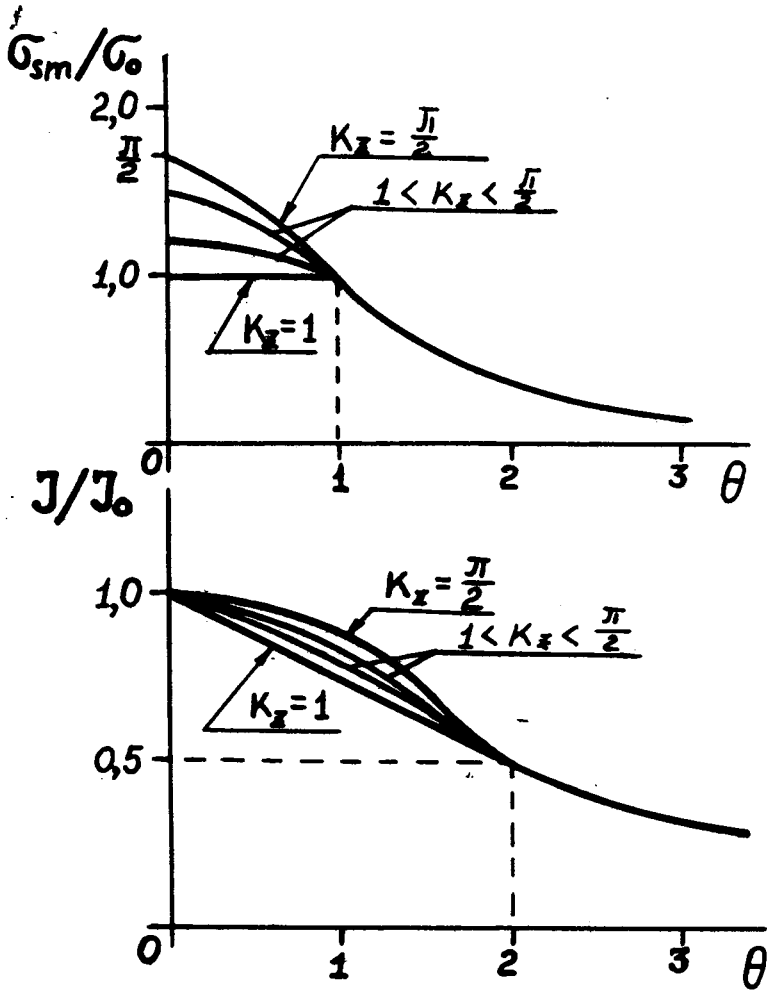


Рис. 2. Поведение кривых $\sigma_{sm}(\theta)$ (максимальные напряжения в оболочке) и $J(\theta)$ (импульс стержня) при различных значениях коэффициента неравномерности тепловыделения k_z в случае наклонно-ступенчатой формы температурного импульса.

$\theta = \frac{\tau c}{L}$ - отношение времени τ нарастания температуры к времени $\frac{L}{c}$ прохождения звука вдоль стержня длины L .

J_0 и $k_z^c \cdot \sigma_0$ - значения $J(\theta)$ и $\sigma_{sm}(\theta)$ при мгновенном нагреве ($\theta = 0$).