АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

Атомная энергия

МАРТ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 3

2. В. М. Боришанский. Второе совещание по теоретической и прикладной магнитной гидродинамике. Рига, Изд-во АН ЛатвССР, 1962.
3. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. Изд. 2. М., Физматгиз, 1959.
4. Л. Г. Лойцянский. «Прикл. матем. и механ.» 22, вып. 5 (1958); 24, вып. 4 (1960).
5. А. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Б. П. Устименко. «Изв. АН КазССР. Сер. энерг.», 16, вып. 2 (1960).
6. R. Lyon. Chem. Engng Progr., 47, № 2, 75 (1951).
7. Гребер, Эрк, Григулль. Основы учения о теплообмене. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
8. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М., Машгиз, 1957.
9. Reichardt. Z. angew. Math. und Mech., N 7, (1951).
10. О. П. Астахов, В. И. Петров, О. С. Федынский. «Атомная энергия» 11, вып. 3, 255 (1961).

Термические напряжения и деформации в длинном брусе с неравномерным внутренним тепловыделением

В. А. Цыканов

В конструктивных элементах ядерных реакторов, работающих с высокой удельной мощностью, возникают значительные тепловыделения, которые приводят к установлению в них неравномерного температурного поля и возникновению термических напряжений и деформаций.

В элементах конструкции, расположенных вблизи активной зоны, при поглощении γ-квантов появляются неравномерные источники тепловыделения, распределение которых в таком элементе часто можно описать с помощью одномерной функции, изменяющейся вдоль нормали к боковой поверхности активной зоны реактора. Эту функцию можно представить в виде экспоненты:

$$q(x) = q_0 e^{-\varkappa x}, \tag{1}$$

или в виде линейной зависимости:

$$q(x) = q_0 + kx, \tag{2}$$

где $q(x)$ — плотность тепловыделения, *ккал/м³·ч*; q_0 — постоянная часть плотности тепловыделения при линейном законе изменения и плотность тепловыделения в точке ($x=0$) при экспоненциальном законе изменения, *ккал/м³·ч*; $\varkappa$ — показатель экспоненты при экспоненциальном законе изменения тепловыделения, $м^{-1}$; k — градиент изменения плотности тепловыделения, *ккал/м⁴·ч*.

Иногда вблизи активной зоны реактора располагаются детали, имеющие прямоугольное сечение (блоки отражателя, поглощающие стержни и т. д.). Ниже рассматривается задача определения температурного поля, термических напряжений и деформаций в длинном однородном брусе прямоугольного сечения размером (в метрах) по оси x, равном $2a$, по оси y, равном $2b$, с внутренними источниками тепловыделения, распределенными по закону (1) или (2). Задача ограничивается рассмотрением стационарного состояния и случая термоупругих напряжений и деформаций. При решении предполагалось, что источники тепловыделения не изменяются по высоте, коэффициент теплоотдачи постоянен по периметру, а коэффициент теплопроводности материала бруса не зависит от температуры.

При определении термических напряжений и деформаций использовались следующие известные формулы:

а) для деформации равномерного удлинения

$$\varepsilon_0 = \frac{\beta}{S}\int\limits_S T(x, y)\, dS = \beta \overline{T(x, y)}, \tag{3}$$

где ε_0 — относительная деформация равномерного удлинения; β — коэффициент линейного расширения материала бруса, *град⁻¹*; S — площадь сечения бруса, $м^2$; $T(x, y)$ — температура в точке (x, y) сечения бруса, отсчитываемая от температуры окружающей среды, °C;

б) для составляющих кривизны при продольном изгибе ($м^{-1}$)

$$\left.\begin{aligned} C_x &= \frac{1}{R_x} = \frac{\beta \int\limits_S xT(x, y)\, dS}{J_y}; \\ C_y &= \frac{1}{R_y} = \frac{\beta \int\limits_S yT(x, y)\, dS}{J_x}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где R_x и R_y — составляющие радиуса кривизны при продольном изгибе, *м*; $J_x = \frac{4ab^3}{3}$ и $J_y = \frac{4a^3b}{3}$ — моменты инерции плоского сечения бруса относительно осей x и y соответственно, $м^4$;

в) для максимальной стрелы прогиба бруса при продольном изгибе (*м*)

$$h = R\left[1 - \cos\left(\frac{H}{2R}\right)\right] \qquad \left(h \simeq \frac{H^2}{8R} \text{ при } \frac{H}{2R} \ll 1\right), \tag{5}$$

где H — высота бруса, *м*;

г) для нормальных термических напряжений в плоскости x, y (*кг/см²*)

$$\sigma_z = \frac{E\varepsilon_z}{1-\nu}, \tag{6}$$

где E — модуль Юнга материала бруса, *кг/см²*; ν — коэффициент Пуассона; ε_z — относительная деформация по оси z, определяемая в общем случае по формуле

$$\varepsilon_z(x, y) = \varepsilon_0 - \beta T(x, y) + xC_x + yC_y \qquad (7)$$

или по формулам

$$\varepsilon_z(x, y) = \varepsilon_0 - \beta T(x, y), \qquad (7')$$

если крепление бруса исключает возможность продольного изгиба, и

$$\varepsilon_z(x, y) = -\beta T(x, y), \qquad (7'')$$

если, кроме того, исключена возможность равномерного удлинения бруса.

Температурное поле в поперечном сечении бруса (в плоскости x, y) при указанных выше предположениях описывается уравнением

$$\Delta T(x, y) + \frac{q(x)}{\lambda} = 0, \qquad (8)$$

если выполняются следующие граничные условия:

$$\left.\begin{aligned} -\lambda \left.\frac{\partial T(x, y)}{\partial x}\right|_{\pm a} &= \pm \alpha T(x, y)\Big|_{\pm a}; \\ -\lambda \left.\frac{\partial T(x, y)}{\partial y}\right|_{\pm b} &= \pm \alpha T(x, y)\Big|_{\pm b} \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

где λ — коэффициент теплопроводности материала бруса, *ккал/м·ч·град*; α — коэффициент теплоотдачи от бруса к окружающей среде, *ккал/м²·ч·град*.

Решение уравнения (8) искалось в виде*

$$T(x, y) = T_1(x) + T_2(x, y), \qquad (10)$$

где $T_1(x)$ — часть решения, обусловленная асимметрией источников тепловыделения, а $T_2(x, y)$ — симметричная часть решения. Легко показать, что решение (10) удовлетворяет уравнению (8) и граничным условиям (9), если $T_1(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2T(x)}{dx^2} + \frac{q(x)}{\lambda} = 0 \qquad (11)$$

и граничным условиям

$$-\lambda \left.\frac{dT_1(x)}{dx}\right|_{\pm a} = \pm \alpha T_1(x)\Big|_{\pm a}, \qquad (12)$$

а $T_2(x, y)$ — уравнению

$$\Delta T_2(x, y) = 0 \qquad (13)$$

и граничным условиям

$$\left.\begin{aligned} -\lambda \left.\frac{\partial T_2(x, y)}{\partial x}\right|_{\pm a} &= \pm \alpha T_2(x, y)\Big|_{\pm a}; \\ -\lambda \left.\frac{\partial T_2(x, y)}{\partial y}\right|_{\pm b} &= \pm \alpha [T_2(x, y) + T_1(x)]\Big|_{\pm b} \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Уравнения (11) и (13) с граничными условиями решались обычными приемами математической физики.

* Очевидно, что источники могут быть заданы как $q(y)$; тогда решение будет иметь вид $T(x, y) = T_1(y) + T_2(x, y)$.

Получены следующие результаты:

1. Для линейных источников тепловыделения

$$T(x, y) = \frac{q_0 a}{2\alpha}(2 + \mathrm{Bi}) - \frac{ka^2(3 + \mathrm{Bi})}{6\lambda(1 + \mathrm{Bi})}x - \frac{q_0 x^2}{2\lambda} + \frac{kx^3}{6\lambda} - \frac{4q_0 a \mathrm{Bi}}{\alpha}\sum_n \frac{C_n}{\mu_n}\cos\left(\mu_n\frac{x}{a}\right)\mathrm{ch}\left(\mu_n\frac{y}{a}\right) - \frac{4ka^2}{\alpha}\sum_m C_m\left[\frac{\mathrm{Bi} - 1}{3(\mathrm{Bi} + 1)} + \frac{\mathrm{Bi} + 1}{\mu_m^2}\right] \times \sin\left(\mu_m\frac{x}{a}\right)\mathrm{ch}\left(\mu_m\frac{y}{a}\right), \qquad (15)$$

где Bi — критерий Био;

$$C_n = \frac{\sin\mu_n}{\left[\frac{\mu_n}{\mathrm{Bi}}\mathrm{sh}\left(\mu_n\frac{b}{a}\right) + \mathrm{ch}\left(\mu_n\frac{b}{a}\right)\right][2\mu_n + \sin(2\mu_n)]}; \qquad (16)$$

$$C_m = \frac{\cos\mu_m}{\left[\frac{\mu_m}{\mathrm{Bi}}\mathrm{sh}\left(\mu_m\frac{b}{a}\right) + \mathrm{ch}\left(\mu_m\frac{b}{a}\right)\right][2\mu_m + \sin(2\mu_m)]} \qquad (17)$$

Собственные значения μ_n и μ_m определяются из характеристических уравнений

$$\mathrm{ctg}\,\mu_n = \frac{\mu_n}{\mathrm{Bi}}; \qquad (18)$$

$$\mathrm{ctg}\,\mu_m = -\frac{\mathrm{Bi}}{\mu_m}. \qquad (19)$$

Уравнение (18) хорошо известно в теории теплопроводности*, и его корни табулированы. Корни уравнения (19) определены при решении настоящей задачи.

Подставляя (15) в (3) и (4), получим

$$\varepsilon_0 = \frac{q_0 a\beta}{2\alpha}\left(2 + \frac{2}{3}\mathrm{Bi} - \frac{8a}{b}\mathrm{Bi}\sum_n \frac{C_n^*}{\mu_n}\right); \qquad (20)$$

$$C_x = \frac{1}{R_x} = \frac{12ka^2\beta}{ab}\sum_m C_m^*\left(\frac{\mathrm{Bi} - 1}{3(\mathrm{Bi} + 1)} + \frac{\mathrm{Bi} + 1}{\mu_m^2}\right) - \frac{ka^2\beta(6 + \mathrm{Bi})}{15\lambda(1 + \mathrm{Bi})}, \qquad (21)$$

где

$$C_n^* = \frac{C_n}{\mu_n^2}\sin\mu_n\,\mathrm{sh}\left(\mu_n\frac{b}{a}\right); \qquad (22)$$

$$C_m^* = \frac{C_m}{\mu_m^2}\mathrm{sh}\left(\mu_m\frac{b}{a}\right)\left(\cos\mu_m - \frac{\sin\mu_m}{\mu_m}\right). \qquad (23)$$

* А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., Гостехтеориздат, 1952.

2. Для экспоненциальных источников тепловыделения

$$T(x,\ y)=\frac{q_0}{\varkappa^2\lambda}\left[\frac{\operatorname{sh}(\varkappa a)}{\mathrm{Bi}_\varkappa}+\operatorname{ch}(\varkappa a)-\exp(-\varkappa x)\right]-$$
$$-\frac{q_0}{\varkappa\lambda}\frac{\mathrm{Bi}_\varkappa \operatorname{sh}(\varkappa a)+\operatorname{ch}(\varkappa a)}{1+\mathrm{Bi}}x-\frac{4q_0a^2\varkappa}{a}\times$$
$$\times\left\{[\operatorname{sh}(\varkappa a)+\mathrm{Bi}_\varkappa \operatorname{ch}(\varkappa a)]\times\right.$$
$$\times\sum_n\frac{C_n\cos\left(\mu_n\frac{x}{a}\right)\operatorname{ch}\left(\mu_n\frac{y}{a}\right)}{\mu_n^2+\varkappa^2a^2}+$$
$$+[\operatorname{ch}(\varkappa a)+\mathrm{Bi}_\varkappa \operatorname{sh}(\varkappa a)]\times$$
$$\left.\times\sum_m\frac{C_m\sin\left(\mu_m\frac{x}{a}\right)\operatorname{ch}\left(\mu_m\frac{y}{a}\right)}{\mu_m^2+\varkappa^2a^2}\right\}, \qquad (24)$$

где $\mathrm{Bi}_\varkappa$ — критерий Био, в котором линейным размером является величина $1/\varkappa$; величины C_n, C_m, μ_n и μ_m определяются, как и в предыдущем случае, уравнениями (16), (17), (18) и (19) соответственно;

$$\varepsilon_0=\frac{q_0\beta}{\varkappa\alpha}\left\{[\operatorname{sh}(\varkappa a)+\mathrm{Bi}_\varkappa \operatorname{ch}(\varkappa a)]\times\right.$$
$$\left.\times\left[1-\frac{4a^3\varkappa^2}{b}\sum_n\frac{C_n^*}{\varkappa^2a^2+\mu_n^2}\right]-\frac{\mathrm{Bi}_\varkappa}{a\varkappa}\operatorname{sh}(\varkappa a)\right\}; \qquad (25)$$

$$C_x=\frac{1}{R_x}=\frac{q_0\beta}{\varkappa\lambda}\left\{\frac{3}{\varkappa^2a^3}\left[a\operatorname{ch}(\varkappa a)-\frac{\operatorname{sh}(\varkappa a)}{\varkappa}\right]-\right.$$
$$-[\operatorname{ch}(\varkappa a)+\mathrm{Bi}_\varkappa \operatorname{sh}(\varkappa a)]\times$$
$$\left.\times\left[\frac{1}{1+\mathrm{Bi}}-\frac{12\varkappa^2a^2\lambda}{b\alpha}\sum_m\frac{C_m^*}{\varkappa^2a^2+\mu_m^2}\right]\right\}. \qquad (26)$$

Величины C_n^* и C_m^* определяются выражениями (22) и (23) соответственно. Сходимость рядов в формулах (15) и (24) определяется значениями C_n и C_m и улучшается с уменьшением критерия Bi и увеличением отношения b/a. Для практических вычислений вполне достаточно использовать один-два члена ряда.

С ростом индексов величины C_n^* и C_m^* убывают еще быстрее, что обеспечивает лучшую сходимость рядов в формулах (20), (21), (25) и (26).

Обычно достаточно принимать в расчет только первый член ряда.

Поступило в Редакцию 15/II 1962 г.

Активационный метод количественного определения примесей органически связанной серы в полифенилах

Ю. Г. Севастьянов, Л. А. Вуланов, Е. П. Каплан, О. М. Нефедов, А. П. Смирнов-Аверин

Известно [1], что полифенилы (дифенил, терфенил) и их производные используются в качестве органических теплоносителей-замедлителей в ядерных энергетических реакторах. Исходным сырьем для получения полифенилов служит, как правило, каменноугольный бензол со значительным содержанием (до 2—3%) органически связанной серы, которая при пиролизе бензола частично переходит в полифенилы (содержание серы ~ 0,5—1%). Однако наличие даже столь малых количеств примесей, содержащих серу, в органическом теплоносителе весьма нежелательно вследствие реакции на быстрых нейтронах

$$\mathrm{S}_{16}^{32}(n,\ p)\,\mathrm{P}_{15}^{32}\ (T_{1/2}=14{,}3 \text{ дня},\ E_\beta\ 1{,}7\ \textit{Мэв}\ [2]).$$

Здесь $E_{\text{порог}}=1{,}0$ *Мэв*; $E_{\text{эфф}}=3{,}5$ *Мэв*, эффективное сечение $30\cdot10^{-3}$ *барн* [3]. Образующийся изотоп P^{32} является весьма жестким β-излучателем, который в определенной степени может затруднить очистку и регенерацию отработавшего теплоносителя. Кроме того, в условиях работы ядерного реактора (температура теплоносителя до 450° С) сернистые примеси могут вызвать образование сульфидов металлов, что приведет к коррозии конструкционных материалов [4].

В связи с этим необходимо точное определение сернистых примесей в исходном органическом теплоносителе. С этой целью нами разработан довольно простой активационный метод определения малых количеств органически связанной серы в полифенилах, основанный на реакции $\mathrm{S}^{32}(n,\ p)\,\mathrm{P}^{32}$.

Сущность методики заключается в сравнении идентифицируемой по P^{32} активности, наведенной при облучении образца органического теплоносителя (навески 0,3—0,5 *г*), с активностью эталонного образца, в качестве которого использовался химически чистый сульфат натрия (навески 0,5—1 *г*), дополнительно очищенный путем тройной перекристаллизации из воды, перегнанной в кварцевой посуде.

Образцы облучались в запаянных кварцевых ампулах. Ампулы помещались в алюминиевый контейнер, который затем опускался в охлаждаемый канал реактора атомной электростанции. Продолжительность облучения составляла 26—28 *ч* (интегральный поток до 10^{18} *нейтр/см²*). После облучения ампулы выдерживались 7—10 дней для практически полного распада Na^{24} ($T_{1/2}=14{,}5$ *ч*).

Вследствие того, что в анализируемых образцах практически отсутствует газообразная активность P^{32}, по данным специальных опытов не превышающая 0,1% от общей активности P^{32}, ампулы после облучения вскрывались в обычном контейнере. Наведенная активность образцов (пробы по 10—20 *мг*) измерялась на торцовом счетчике с алюминиевым филь-