

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. Константинова

ИИ9104685

Е. А. Гарусов
С. Д. Грачев

препринт № 1570
февраль 1990

ИЯФ -- 1570

**ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА НЕРАВНОМЕРНОСТЬ
ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ОТ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ
ТВЭЛОВ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Ленинград

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Б. П. КОНСТАНТИНОВА**

Е. А. Гарусов, С. Д. Грачев

**ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА НЕРАВНОМЕРНОСТЬ
ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ОТ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ
ТВЭЛОВ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

**Ленинград
1990**

**INFLUENCE OF THE HEAT SOURCES DISTRIBUTION
ON THE HEAT FLUX NON-UNIFORMITY FROM THE
FUEL ELEMENTS WITH EXTENDED HEAT
TRANSFER SURFACE**

E. A. Garusov, S. D. Grachev

Abstract

Results of the calculations of the non-uniformity coefficient of heat flux along a cruciform cross section rod surface with linear heat sources distribution are presented. The values of this coefficients as function of Bi criterion and gradient heat sources are obtained.

Аннотация

В работе приведены результаты расчетов коэффициентов неравномерности теплового потока по периметру цилиндрических тел (твэлов) крестообразного поперечного сечения в случае линейного распределения внутренних источников тепла. Получены зависимости этих коэффициентов от критерия Био, а также от величины и ориентации градиента источников тепла.

1. В современных исследовательских ядерных реакторах [1 — 3] для проведения фундаментальных физических экспериментов, изучения свойств материалов, получения изотопов и т. д. стремятся достичь высоких нейтронных потоков в местах расположения экспериментальных устройств и образцов. При этом величина максимального нейтронного потока пропорциональна среднему удельному энерговыделению в активной зоне реактора $q_v \equiv \equiv N/V_{az}$ [2] (где N — мощность реактора, V_{az} — объем его активной зоны). В высокопоточных реакторах (HFIR, CM-2, ПИК) значение q_v составляет около 2 МВт/л [2]. Однако благодаря большим объемным коэффициентам неравномерности энерговыделения $K_v \approx 2.5 \div 3.0$ максимальная величина удельного энерговыделения q_v^{max} возрастает до $5 \div 6$ МВт/л [2]. Это приводит к значительным, близким к критическим, тепловым потокам на теплоотдающих поверхностях твэлов ($q_s^{max} \geq 10$ МВт/м²).

Величина среднего теплового потока на поверхности твэла, q_s , будет определяться как значением q_v , так и величиной удельной теплопередающей поверхности (компактности) активной зоны $\xi \equiv S/V_{az}$ (S — полная теплопередающая поверхность) — $q_s \equiv \equiv N/S = q_v/\xi$ [2].

Достигнутые на действующих реакторах максимальные тепловые нагрузки $q_s^{max} = q_s \cdot K_v$ (близкие к критическим) сдерживают рост их мощности и, следовательно, увеличение нейтронных потоков.

Снижение q_s^{max} в «горячих» точках теплоотдающих поверхностей достигается как уменьшением величины K_v (путем профилированного расположения топлива или постановки поглотителей), так и благодаря развитию теплоотдающей поверхности, т. е. увеличением значения ξ [4 ÷ 6]. Однако, в случае цилиндрических твэлов, когда развитие теплоотдающей поверхности связано с деформацией их поперечного сечения, наряду с увеличением ξ возникает неравномерность теплового потока по поверхности твэла (даже при равномерном внутреннем энерговыделении). Это приводит к понижению значения компактности на величину макси-

мального коэффициента неравномерности теплового потока с развитой поверхности твэла — $K_{max} = q_{тв}^{max}/q_{тв}$, т. е. реальной замене ξ на $\xi_{ef} = \xi/K_{max}$ ($q_{тв}^{max}$; $q_{тв}$ — максимальное и среднее значения теплового потока с поверхности твэла, соответственно).

Влияние геометрических размеров и критерия Био ($Bi = \alpha R_0/\lambda$) на величину K_{max} для цилиндрических твэлов крестообразного поперечного сечения в случае равномерного по сечению энерговыделения было подробно рассмотрено в работе [7].

В работе [8] в рамках тех же предположений было исследовано влияние форм поперечных сечений твэлов (эллиптического, треугольного, крестообразного, звездообразного) на величину коэффициента неравномерности теплового потока. В работах [7, 9] было проведено расчетное сравнение теплотехнических параметров идентичных по составу твэлов крестообразного поперечного сечения и твэлов ВВР-МЗ при работе в активных зонах водо-водяных исследовательских реакторов [3]. Распределение энерговыделения по сечению в таких твэлах могло быть достаточно точно принято равномерным, поскольку внутренний блок-эффект нейтронного потока в них будет незначительным, а его градиентом на поперечных размерах твэла, l , можно пренебречь из-за большой длины диффузии тепловых нейтронов $L \gg l$.

В активных зонах, сильно насыщенных топливом, длины диффузии будут малы, $L \approx l$, и изменение величины нейтронных потоков может оказаться заметным даже на малых расстояниях $\approx l$. Большие градиенты нейтронных потоков возникают, как правило, на границах топлива со слабо поглощающими материалами отражателей, ловушек и т. д. Это приводит к появлению неравномерности энерговыделения по сечению твэла.

2. В настоящей работе рассматривается влияние условий теплоотвода на коэффициент неравномерности теплового потока для твэла крестообразного поперечного сечения в случае линейного изменения энерговыделения (см. рис. 1):

$$Q(X, Y) = Q_0 + Q_x X + Q_y Y. \quad (1)$$

Решение данной задачи проводится методом, аналогичным использованному в случае постоянного по сечению энерговыделения (см. [8]). Область поперечного сечения посредством конформного отображения обращается в круг единичного радиуса. Дифференциальное уравнение теплопроводности переводится в

интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода, решение которого строится в виде резольвенты (см. Приложение). Точность оценивалась путем сравнения результатов, полученных данным методом с аналитическим решением для квадрата.

3. На рисунках 2 и 3 представлено изменение относительного перепада температуры поверхности по периметру твэла. По своему определению величина $\tau(\psi) \equiv t(1, \psi)/t(1)$ представляет собой отношение теплового потока в точке $r_s(1, \psi)$ поверхности твэла к его средней величине: $\tau(\psi) = q(r_s)/\bar{q}$ (ψ — координаты на плоскости отображения W ; r, φ — на плоскости оригинала Z). Помимо формы поперечного сечения, критерия Био и угла ψ , значение $\tau(\psi)$ будет зависеть от величины и направления относительного градиента внутреннего энерговыделения i . При этом максимальное значение (равное коэффициенту неравномерности теплового потока — K_{max}) достигается в различных точках поверхности.

На рисунке 2 приведена зависимость $\tau_0(\psi)$ для разных Bi в случае равномерного энерговыделения для твэла, граница поперечного сечения которого описывается выражением

$$R(\varphi)/R_0 = (1 + 0.4378 \cos 4\varphi + 0.0945 \cos 8\varphi) \quad (\text{см. [8]}).$$

(Зависимость $K_{max}(Bi)$ при этом соответствует кривой $M = 4$ рисунка 4 работы [8]).

На рисунке 3 приведены зависимости $\Theta(\psi)$ при разных Bi для двух перпендикулярных направлений градиентов энерговыделения, которые совпадают с осями X, Y ($\varphi^* = 0, \pi/2$).

На рисунке 4 приведены зависимости от критерия Био максимальных значений $\tau_{max} \equiv K_{max}$ при различных значениях температурного градиента энерговыделения

$$\beta = \frac{\sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}}{Q_0}.$$

Направление градиента выбиралось таким, которое соответствовало максимальному значению коэффициента неравномерности. Следует отметить, что направление градиента, а также максимальное значение теплового потока будут реализовываться в разных точках поверхности твэла, однако отклонение от центра впадины (при $\varphi = \pi/4$) незначительно ($\Delta\varphi \approx 5^\circ$). При произвольном направлении градиента величина K_{max} уменьшается незначительно ($\sim 2 - 3\%$).

На рисунке 5 приведена величина относительного увеличения максимального коэффициента неравномерности теплового потока

$(K_{\max} - K_{\max}^0)/K_{\max}^0$ при разных Bi в зависимости от значений градиента энерговыделения β . Эта величина пропорциональна градиенту энерговыделения и достигает максимальных значений при $Bi \rightarrow \infty$, когда растечка тепла внутри твэла не существенна. При относительной величине градиента, равной 0,5, значение K_{\max} возрастает при $Bi > 1$ на (12÷17) %.

Из приведенных результатов видно, что наличие значительных ($\beta \approx 0,5$) градиентов энерговыделения на расстояниях, сравнимых с диаметром твэлов, не приводит к значительному увеличению коэффициентов неравномерности теплового потока даже в условиях хорошего теплосъема ($Bi > 1$). Однако, поскольку твэлы современных исследовательских реакторов работают при тепловых нагрузках, близких к критическим, это увеличение ($\sim 12 \div 17\%$) следует учитывать при оценке их безопасной работы.

Авторы выражают благодарность А. Н. Ерыкалову и Ю. В. Петрову за постановку задачи и обсуждение результатов.

Приложение

Следуя работе [8], запишем интегральное уравнение для относительного перепада температуры $\tau(\psi) = t(1, \psi)/\bar{t}$ на поверхности твэла r , в виде:

$$\tau(\psi) = \langle (1 - g(\theta)) K(1, \theta, \psi) \tau(\theta) \rangle_{\theta} + 1 + \frac{\langle \rho \langle |F'_W|^2 Q(\rho, \theta) \bar{K}(\rho, \theta, \psi) \rangle_{\theta} \rangle_{\rho}}{\langle \rho \langle |F'_W|^2 Q(\rho, \theta) \rangle_{\theta} \rangle_{\rho}}, \quad (\text{П-1})$$

где ρ, θ, ψ — координаты точек на плоскости W . $F(W)$ — функция, однозначно отображающая круг единичного радиуса $\rho=1$ в плоскости W на область поперечного сечения твэла в плоскости $Z(x, y)$.

$$g(\psi) = |F'_W(1, \psi)| / \langle |F'_W(1, \theta)| \rangle_{\theta} = |F'_W(1, \psi)| / \bar{R}, \quad (\text{П-2})$$

где \bar{R} — средний радиус.

$$K(\rho, \theta, \psi) = K(\rho, \psi, \theta) = 1 + 2\Omega \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\rho^{iN}}{iN + \Omega} \text{Cos } iN\theta \text{ Cos } iN\psi = 1 + \bar{K}(\rho, \psi, \theta) \quad (\text{П-3})$$

\tilde{K} — симметричное ядро с логарифмической особенностью при $\theta \rightarrow \psi$ на границе $\rho=1$; $\Omega \equiv \alpha R/\lambda$ — величина, пропорциональная критерию Био.

Координата « x » в плоскости W может быть представлена в виде:

$$x = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \rho^{iM+1} \text{Cos}(iM+1)\theta, \quad (\text{П-4})$$

где M — степень симметрии формы поперечного сечения ($M=4$); a_i — коэффициенты разложения функции $z \equiv F(W)$ в ряде Тэйлора по степеням W в окрестности точки $W=0$ (см. [8]):

$$F(W) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i W^{iM+1}.$$

Тогда $F'(W) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i (iM+1) W^{iM}$, откуда для $|F'(W)|^2$ имеем:

$$|F'|^2 = \sum_{i=0}^{\infty} a_i^2 (iM+1)^2 \rho^{2iM} + 2 \sum_{j=1}^{\infty} \text{Cos} jM\theta \sum_{k=0}^{\infty} a_k a_{j+k} (kM+1)[(j+k)M+1] \rho^{(j+2k)M} = f_0(\rho) + 2 \sum_{j=1}^{\infty} f_j(\rho) \text{Cos} jM\theta. \quad (\text{П-5})$$

Рассмотрим величину $\langle |F'|^2 Q(\rho, \theta) \rangle_0$, где, согласно выражению (1), $Q(\rho, \theta) \equiv Q_0 + Q_x X$. Тогда, учитывая (П-4), получим результат:

$$\begin{aligned} \langle |F'|^2 Q(\rho, \theta) \rangle_0 &= \langle (f_0 + 2 \sum_{j=1}^{\infty} f_j \text{Cos} jM\theta) \cdot \\ &\cdot (Q_0 + Q_x \sum_{i=0}^{\infty} a_i \rho^{iM+1} \text{Cos}(iM+1)\theta) \rangle_0 = Q_0 f_0. \end{aligned} \quad (\text{П-6})$$

не зависящий от Q_x (аналогично и для Q_y). Этот результат справедлив для всех $M > 1$.

С учетом полученного результата (П-1) может быть переписано в виде:

$$\begin{aligned} \tau(\psi) &= \langle (1-g(\theta)) K(1, \theta, \psi) \tau(\theta) \rangle_0 + 1 + \\ &+ \frac{\langle \rho \langle |F'|^2 (1+\epsilon X(\rho, \theta)) K(\rho, \theta, \psi) \rangle_0 \rangle_\rho}{\langle \rho \langle |F'|^2 \rangle_0 \rangle_\rho}; \quad \epsilon \equiv \frac{Q_x}{Q_0}. \end{aligned} \quad (\text{П-7})$$

Выделяя посредством подстановки $\tau(\psi) = \tau_0(\psi) + \varepsilon \Theta(\psi)$ из уравнения (П-7) решение, отвечающее равномерному единичному источнику — $\tau_0(\psi)$, получим уравнение для определения Θ :

$$\begin{aligned} \Theta(\psi) = & \langle (1 - g(\Theta)) K(l, \Theta, \psi) \Theta(\Theta) \rangle_{\Theta} + \\ & + \frac{\langle \rho \langle |F'|^2 X(\rho, \Theta) K(\rho, \Theta, \psi) \rangle_{\Theta} \rangle_{\rho}}{\langle \rho \langle |F'|^2 \rangle_{\Theta} \rangle_{\rho}}. \end{aligned} \quad (\text{П-8})$$

Рассмотрим интеграл:

$$\begin{aligned} J = & \langle \rho \langle |F'|^2 X(\rho, \Theta) K(\rho, \Theta, \psi) \rangle_{\Theta} \rangle_{\rho} = \\ = & \langle \rho \langle \left[\sum_{l=0}^{\infty} a_l^2 (lM+1)^2 \rho^{2lM} + 2 \sum_{j=1}^{\infty} \text{Cos } jM\Theta \sum_{k=0}^{\infty} a_{l+k} \cdot \right. \\ & \cdot [a_k [(j+k)M+1] (kM+1) \rho^{(j+2k)M}] \sum_{l=0}^{\infty} a_l \rho^{lM+1} \text{Cos } (lM+1)\Theta \cdot \\ & \left. \cdot 2\Omega \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\rho^m}{m+\Omega} \text{Cos } m\Theta \text{Cos } \psi \rangle_{\Theta} \rangle_{\rho}. \end{aligned}$$

Отметим, что в выражении для K значение $N = 1$ (см. П-3), так как в данном случае симметрию задачи определяет симметрия источников тепла.

В результате интегрирования получим:

$$\begin{aligned} \langle \rho^{(2l+1)M+2+m} \rangle_{\rho} &= \frac{1}{(2l+l)M+3+m}; \\ \langle \rho^{(j+2k+1)M+m+2} \rangle_{\rho} &= \frac{1}{(j+2k+l)M+3+m}; \\ \langle \text{Cos } (lM+1)\Theta \text{Cos } m\Theta \rangle_{\Theta} &= \\ = \frac{1}{2} \langle \text{Cos } (lM+1+m)\Theta + \text{Cos } (lM+1-m)\Theta \rangle_{\Theta} &= \\ = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{для } l = \frac{M-1}{M} \\ 0 & \text{для } l \neq \frac{M-1}{M} \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \langle \text{Cos } j M \theta \text{ Cos } (l M + 1) \theta \text{ Cos } m \theta \rangle_{\psi} = \\
& = \frac{1}{4} \langle \text{Cos } [(l+j) M + 1 + m] \theta + \\
& + \text{Cos } [(l+j) M + 1 - m] \theta + \text{Cos } [(l-j) M + 1 + m] \theta + \\
& + \text{Cos } [(l-j) M + 1 - m] \theta \rangle_{\psi} = \\
& = \begin{cases} \frac{1}{4} & \text{для } l = \frac{M-1}{M} - j; \quad \frac{M-1}{M} + j; \quad j = \frac{M+1}{M}. \\ 0 & \text{во всех остальных случаях.} \end{cases}
\end{aligned}$$

Вводя в рассмотрение величину $l = l(m, j)$, окончательно имеем:

$$\begin{aligned}
J = \Omega \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\text{Cos } m \theta}{m + \Omega} \sum_{k=0}^{\infty} a_k (k M + 1) \sum_{j=0}^{\infty} a_{j+k} [j + k] M + 1 \\
\sum_{l(m, j)} \frac{a_l}{(j + 2k + 1) M + 3 + m}. \quad (\text{П-9})
\end{aligned}$$

Учитывая то, что интегральное уравнение линейно относительно τ и Q и отдельные составляющие входят адитивно, полное решение для τ можем записать в виде:

$$\tau(\psi) = \tau_0(\psi) + \frac{Q_x}{Q_0} \theta(\psi) + \frac{Q_y}{Q_0} \theta(\pi/2 - \psi). \quad (\text{П-10})$$

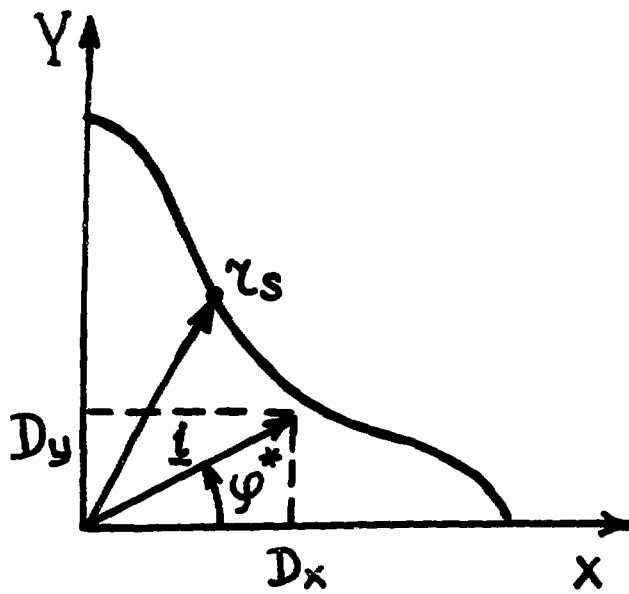


Рис. 1. Область поперечного сечения тзла.
 r_s — радиус-вектор точки поверхности; D_x , D_y — проекции
 градиента энерговыделения на оси x , y

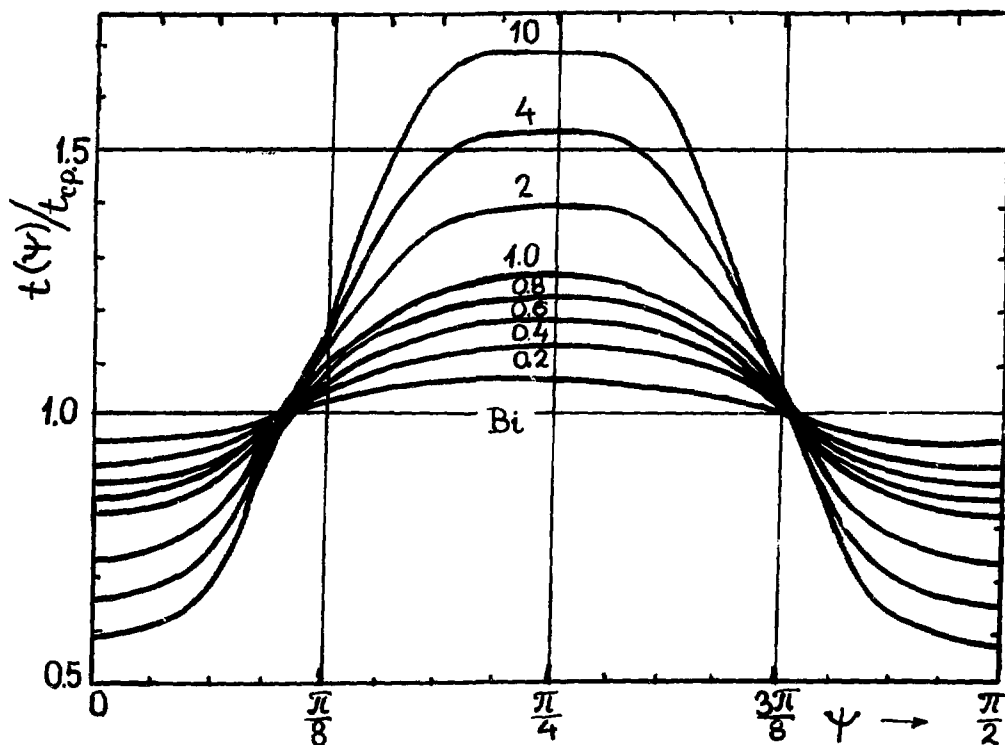


Рис. 2. Изменение относительной температуры по периметру твиза крестообразного поперечного сечения с равномерным энерговыделением в зависимости от критерия Био

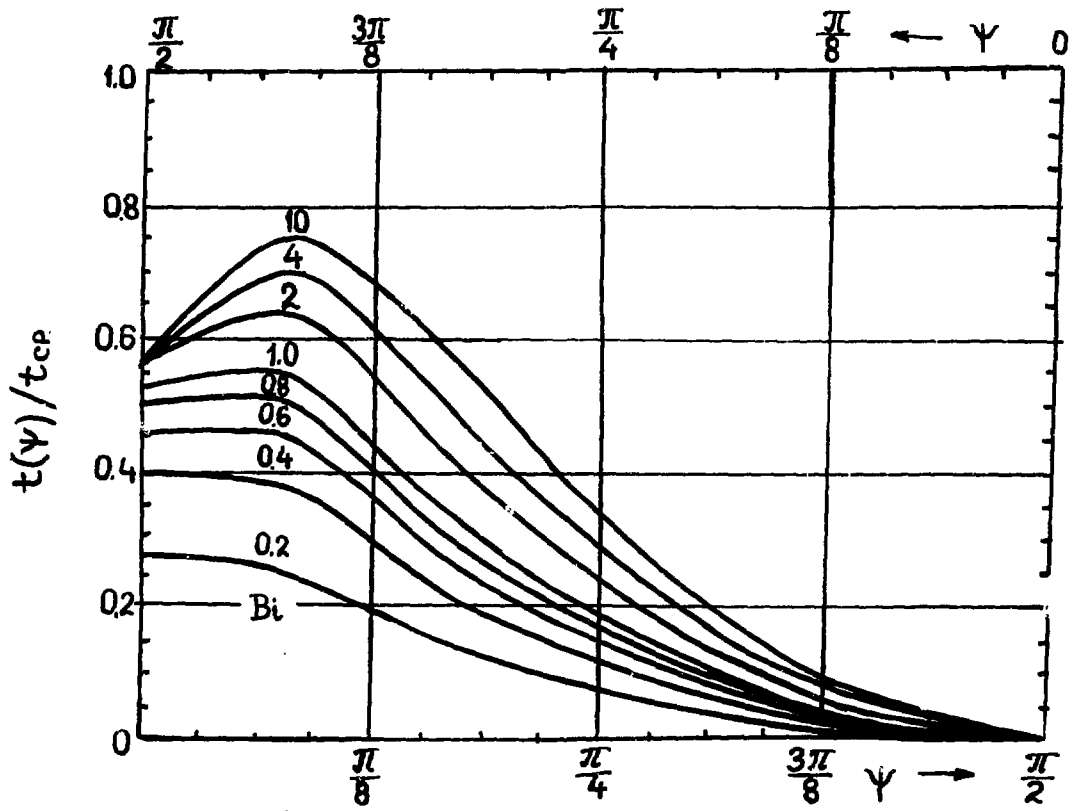


Рис. 3. Изменение относительной температуры по периметру твэла крестообразного поперечного сечения в зависимости от критерия Био в случае единичного значения градиента энерговыделения ($\epsilon = 1$), лежащего в плоскости (x, z) — нижняя ось или в плоскости (y, z) — верхняя ось

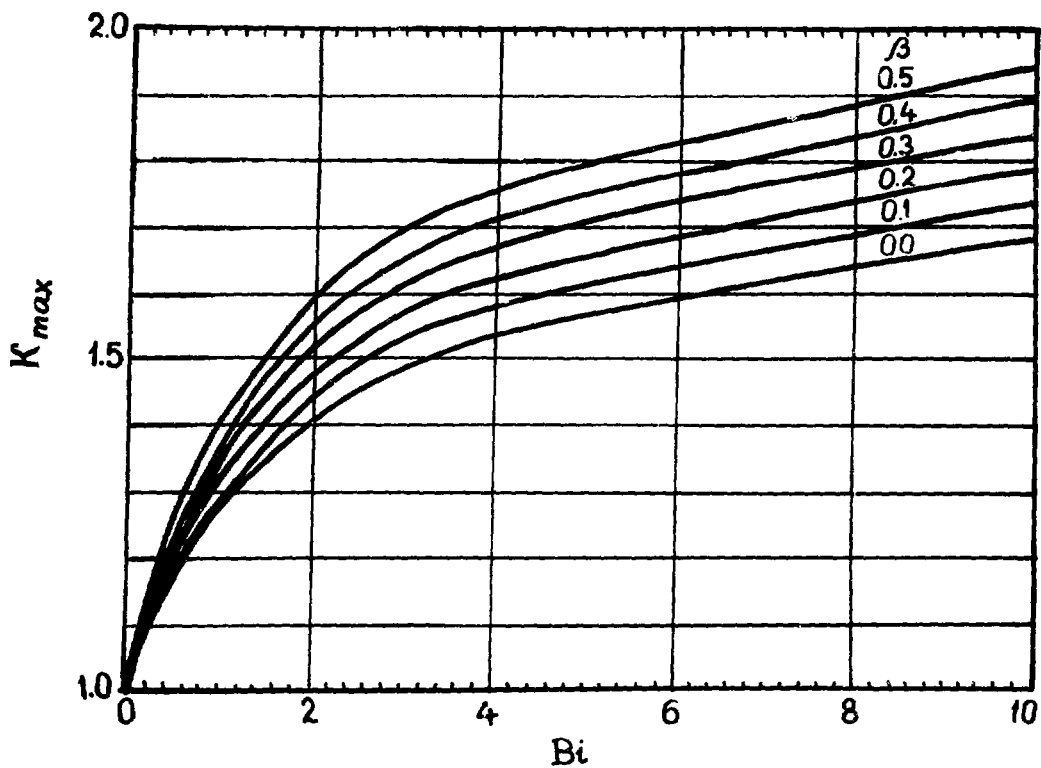


Рис. 4. Величина коэффициента неравномерности теплового потока для твэла крестообразного поперечного сечения в зависимости от критерия Био при разных значениях относительного градиента энерговыделения β

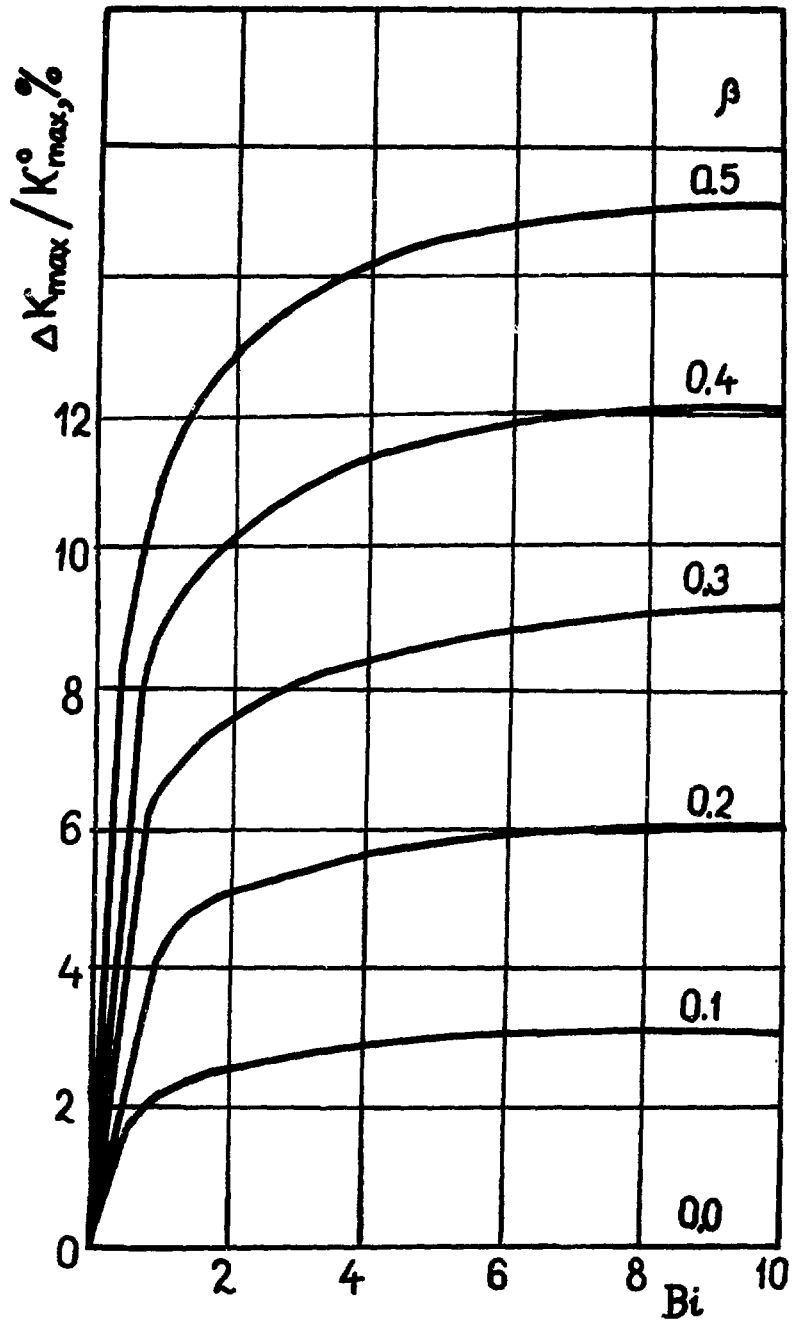


Рис. 5. Относительное увеличение (в %) коэффициента неравномерности теплового потока в зависимости от относительного градиента энерговыделения β при разных значениях Bi

Литература

1. Бать Г. А., Коченов А. О., Кабанов Л. П. Исследовательские ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1972, 272 с.
2. Петров Ю. В. Выбор параметров реакторов для физических исследований. Препринт ЛИЯФ — 802, Л., 1982, 63 с.
3. Гончаров В. В. Исследовательские реакторы, создание и развитие. М., «Наука», 1986, 38 с.
4. Керн Д., Краус А. Развитие поверхности теплообмена. М., «Энергия», 1977, 452 с.
5. Leslie D. C. The historical development of heat transfer surfaces for gas-cooled reactors analyzed with a simple criterion. Progress in Nuclear Energy, 1980, vol. 5, p. 237 — 253.
6. Ушаков Г. Н. Технологические каналы и тепловыделяющие элементы ядерных реакторов. М., Энергоиздат, 1981, 112 с.
7. Гарусов Е. А., Грачев С. Д. Теплоотвод от тел крестообразного поперечного сечения. Препринт ЛИЯФ — 660, Л., 1981, 37 с.
8. Гарусов Е. А., Грачев С. Д. Теплоотвод от цилиндрических твэлов с развинутой поверхностью. Препринт ЛИЯФ — 1285, Л., 1987, 25 с.
9. Гарусов Е. А., Грачев С. Д. Теплоотвод от тепловыделяющих элементов крестообразного поперечного сечения. // Физика и техника реакторов (Материалы школы ЛИЯФ), Л., ЛИЯФ, 1984, с. 80 — 101.

Работа поступила в издательский отдел 21/II — 1990 г.

РТП ЛИЯФ, зак. 503, тир. 220, уч.-изд. л. 0,9; 28/II — 1990 г., М — 18080

Редактор А. Н. Ерыкалов

Бесплатно