ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Nr 26 Energetyka z.5 1961

TADEUSZ ŚWIERZAWSKI

Katedra Teorii Maszyn Cieplnych

PROFILOWANIE NATĘŻENIA PRZEPŁYWU CZYNNIKA CHŁODZĄCEGO W NIEJEDNORODNYCH REAKTORACH JĄDROWYCH

W pracy przeanalizowano nierównomierność wydzielania się ciepła na promieniu cylindrycznej strefy aktywnej reaktora jądrowego oraz podano równania opisujące pożądaną zmienność natężenia przepływu czynnika chłodzącego wzdłuż promienia strefy aktywnej, która ma na celu uzyskanie jednakowej temperatury czynnika opuszczającego kanały robocze.

Ważniejsze oznaczenia

$c_p\Big|_{t_1}^{t_2}$ - średnie ciepło właściwe w zakresie temperatur od t_1 do t_2

G^* - natężenie przepływu czynnika chłodzącego,

H - wysokość strefy aktywnej,

n - ilość kanałów roboczych w strefie aktywnej,

Q^* - ilość ciepła odniesiona do jednostki czasu,

R - promień strefy aktywnej,

t - temperatura,

Δt - przyrost temperatury czynnika chłodzącego wewnątrz kanału roboczego,

$\Delta\vartheta$ - różnica temperatur pomiędzy średnią temperaturą w bloku paliwowym i średnią temperaturą czynnika chłodzącego,

Φ - skalarowy strumień neutronów.

1. Wstęp

Ogólnie biorąc, moc reaktora jądrowego jest ograniczona ilością ciepła, które możemy w sposób ciągły odprowadzać za pośrednictwem czynnika chłodzącego. Z punktu widzenia ekonomiki, najbardziej racjonalnym byłoby otrzymywać i wykorzystywać energię każdego z elementów paliwowych przy wysokich temperaturach. Odpowiadałyby im wysokie temperatury czynnika chłodzącego a tym samym wysokie sprawności silników. Ponieważ jednak właściwości metalurgiczne ograniczają temperaturę elementów paliwowych, więc oba te wymagania przeczą sobie.

Obciążenie cieplne jednostki objętości paliwa w każdym punkcie strefy aktywnej reaktora jest proporcjonalne do strumienia neutronów w tym punkcie, przy założeniu, że paliwo jest jednorodne. Na granicach układu gęstość neutronów jest mniejsza niż w centralnej części strefy aktywnej.

2. Nierównomierność wydzielania się ciepła na promieniu strefy aktywnej

Rozkład intensywności wydzielania się ciepła w reaktorze jest analogiczny do rozkładu skalarowego strumienia neutronów w strefie aktywnej. Rozpatrzmy cylindryczny reaktor niejednorodny z reflektorem. Zaniedbując zakłócenia w rozkładzie strumienia neutronów powodowane przez pręty paliwowe, rozkład strumienia neutronów termicznych w reaktorze krytycznym wyraża się wzorem

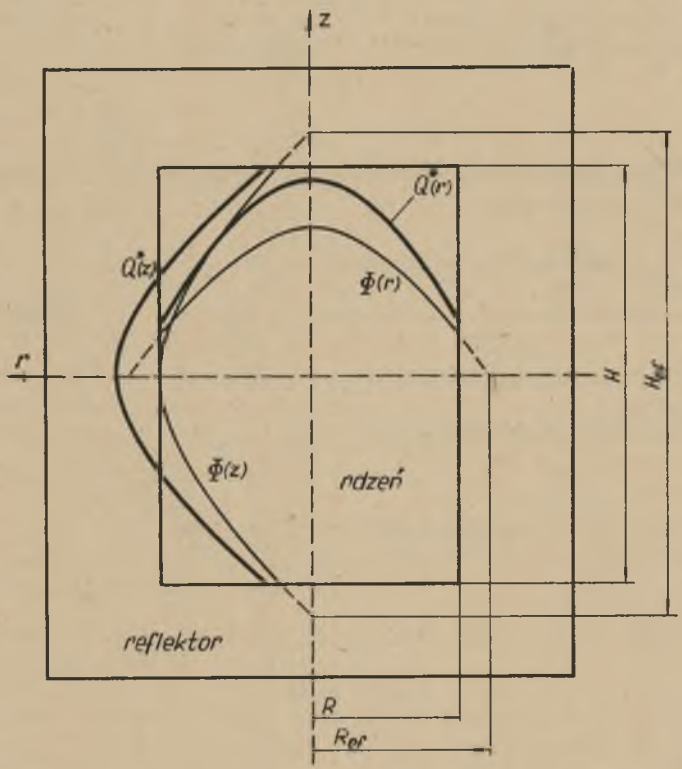
$$\Phi(r,z) = A \cdot J_o\left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) \cdot \cos\frac{\pi \cdot z}{H_{ef}} \qquad (1)$$

gdzie:

$J_o(x)$ jest funkcją Bessela o wskaźniku zero, pierwszego rodzaju (której pierwszym pierwiastkiem dodatnim jest 2,405).

Jak widać z rys.1 maksymalna ilość ciepła wydziela się w centralnym kanale strefy aktywnej. Ciepło to określa się równaniem:

$$Q_o^* = G_o^* \cdot c_p \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1) \frac{kcal}{h} \qquad (2)$$



Rys.1. Rozkład strumienia neutronów i generacji ciepła w strefie aktywnej reaktora

gdzie temperatury t_1 i t_2 odnoszą się do chłodzącego czynnika termodynamicznego na dolocie i wylocie z centralnego kanału strefy aktywnej reaktora.

Całkowitą moc cieplną reaktora obliczymy więc z zależności

$$Q^* \approx Q_o^* \cdot n \cdot \frac{\overline{\Phi(r)}}{\Phi_o} \qquad (3)$$

gdzie oznaczają:

- n - ilość kanałów w strefie aktywnej,
- Φ_o - strumień neutronów w kanale centralnym,
- $\overline{\Phi(r)}$ - średni strumień neutronów przedstawiony wzorem (4).

Jak wynika z twierdzenia o wartości średniej

$$\overline{\Phi(r)} = \frac{\int_o^R \Phi(r).2\pi\, r.dr}{\pi \,.\, R^2} \qquad (4)$$

Podstawiając składową zależną od promienia z równania (1) do (4) otrzymamy

$$\frac{\overline{\Phi(r)}}{\Phi_0} = \frac{\int_o^R J_o(\frac{2.405.r}{R_{ef}}).\ 2.\pi.r\ dr}{\pi R^2} = \frac{2}{R^2} \int_o^R J_o\ (\frac{2.405\ r}{R_{ef}}).r\ dr$$

korzystając z zależności

$$\int_o^{x_1} x\ J_o(x)\ dx = \Big[x\ J_1(x)\Big]_o^{x_1} \qquad (a)$$

oraz

$$J_1(o) = 0 \qquad (b)$$

napiszemy

$$\frac{\overline{\Phi(r)}}{\Phi_o} = \frac{R_{ef}^2}{2,405^2} \cdot \frac{2}{R^2} \int_o^R \frac{2,405\ r}{R_{ef}} \cdot J_o(\frac{2.405\ r}{R_{ef}}) \cdot d(\frac{2.405\ r}{R_{ef}}) =$$

$$= \frac{2}{\varrho} J_1\ (\varrho) \qquad (c)$$

gdzie: $\varrho = \frac{2.405.R}{R_{ef}}$

Ponieważ funkcję Bessela pierwszego rodzaju, o wskaźniku n, można przedstawić w formie szeregu

$$J_n(\varrho) = \frac{\varrho^n}{2^n \cdot \Gamma(n+1)} \left[1 - \frac{(\frac{\varrho}{2})^2}{1!\ (n+1)} + \frac{(\frac{\varrho}{2})^4}{2!\ (n+1)(n+2)} \cdots \right] \tag{5}$$

wobec tego podstawiając zależność (5) przy uwzględnieniu n=1 do równania (c) otrzymamy formułę, którą można posługiwać się w przypadku braku tablic funkcji Bessela

$$\frac{\overline{\Phi(r)}}{\Phi_o} = 1 - \frac{(\frac{\varrho}{2})^2}{2!} + \frac{(\frac{\varrho}{2})^4}{2!\ 3!} \cdots \tag{6}$$

Stosunek

$$K_r = \frac{\Phi_o}{\overline{\Phi(r)}} > 1 \tag{7}$$

nazywa się współczynnikiem nierównomierności pola neutronów na promieniu. Współczynnik K_r przyjmuje swą maksymalną wartość dla reaktora bez reflektora. Wówczas $R_{ef} = R$ i $(K_r)_{max} = 2{,}32$.

Celem zmniejszenia wpływu K_r buduje się nierównomierną strefę aktywną wzdłuż promienia. Można to zrealizować następującymi sposobami:

a) przez wprowadzenie pochłaniaczy neutronów do centralnej części strefy aktywnej,

b) przez zastosowanie podziału na strefy o różnym wzbogaceniu paliwa w uran U^{235}. Strefę centralną wykonuje się z paliwa o mniejszym wzbogaceniu niż paliwo strefy zewnętrznej. W tym przypadku trudno jest utrzymać w strefie centralnej współczynnik rozmnażania równy jedności,

c) metodą wyrównania strumienia przez podział rdzenia reaktora na strefy o zróżnicowanym natężeniu przepływu czynnika chłodzącego.

3. Wyrównanie temperatur czynnika chłodzącego przez podział rdzenia na strefy o zróżnicowanym natężeniu przepływu

Metoda ta jest najbardziej odpowiednią dla wymienników Fielda, gdyż cała regulacja rozpływu wody do poszczególnych elementów znajduje się poza reaktorem.

Moc cieplną dowolnego kanału na promieniu r określa się z zależności

$$Q^*(r) = Q_o^* \cdot J_o \left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) \tag{8}$$

Dla zachowania jednakowego przyrostu temperatur czynnika chłodzącego we wszystkich kanałach, natężenie przepływu musi wyrażać się zależnością

$$G^*(r) = G_o^* \cdot J_o \left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) \tag{9}$$

Sumaryczne natężenie przepływu czynnika chłodzącego przez strefę aktywną wynosi

$$G^* = \sum_i G_i^* \cdot n(r_i) = \sum_i n(r_i) \cdot G_o^* \cdot J_o \left(\frac{2{,}405 \cdot r_i}{R_{ef}}\right) \tag{10}$$

W równaniu tym $n(r_i)$ oznacza ilość kanałów na danym promieniu strefy aktywnej.

Jeżeli zastosujemy gęste profilowanie, równanie (10) można napisać w postaci

$$G^* \approx \int_0^R \frac{n}{\pi \cdot R^2} \cdot G_o^* \cdot J_o \left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) 2 \cdot \pi \cdot r \, dr =$$

$$= \frac{2n\, G_o^*}{R^2 \cdot 2{,}405} \cdot R_{ef} \cdot R \cdot J_1 \left(\frac{2{,}405 \cdot R}{R_{ef}}\right) = \frac{2n\, G_o^*\, R_{ef}}{2{,}405 \cdot R} \cdot J_1 \left(\frac{2{,}405 \cdot R}{R_{ef}}\right) \tag{10a}$$

gdzie $\frac{n}{\pi R^2}$ oznacza ilość kanałów przypadających na jednostkę powierzchni.
Wprowadzając do równania (10a) zależność

$$K_r = \frac{2{,}405 \cdot R}{2\, R_{ef} \cdot J_1 \left(\frac{2{,}405 \cdot R}{R_{ef}}\right)} \tag{11}$$

otrzymamy

$$G^* = \frac{G_o^* \cdot n}{K_r} \tag{12}$$

Przyrost temperatury czynnika chłodzącego wyznacza się z zależności

$$\Delta t = \frac{C_p \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot Q^*}{G^*} \tag{13}$$

Ponieważ relację między współczynnikiem wnikania ciepła i szybkością przepływu można napisać w postaci

$$\alpha \sim W^{0,8} \sim (G^*)^{0,8} \tag{14}$$

więc różnicę temperatur między ścianką pręta paliwowego i czynnikiem chłodzącym wyraża zależność

$$\Delta t \sim \frac{Q^*}{(G^*)^{0,8}} \tag{15}$$

Biorąc pod uwagę rozkład gęstości strumienia ciepła według funkcji Bessela (równ.8) możemy napisać zależność (ważną dla założonych równych przyrostów temperatur czynnika chłodzącego w każdym kanale)

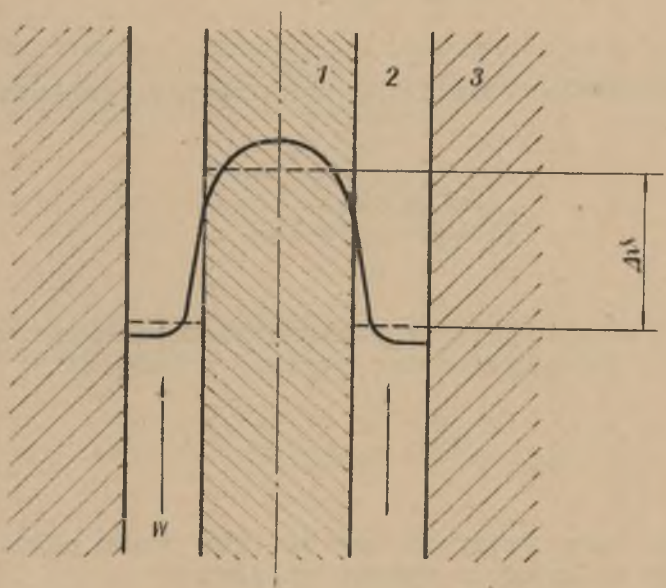
$$\frac{\Delta t_o}{\Delta t(r)} = \frac{Q_o^*}{G_o^*} \cdot \frac{G^*(r)}{Q^*(r)} = \frac{G_o^* \cdot J_o\left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) \cdot Q_o^*}{Q_o^* \cdot J_o\left(\frac{2{,}405 \cdot r}{R_{ef}}\right) \cdot G_o^*} = 1 \tag{16}$$

oraz na podstawie równań (8), (9), (15)

$$\frac{\Delta \vartheta_o}{\Delta \vartheta(r)} = \frac{Q_o^*}{(G_o^*)^{0,8}} \cdot \frac{(G_o^*)^{0,8} \cdot \left[J_o\left(\frac{2,405 \cdot r}{R_{ef}}\right)\right]^{0,8}}{Q_o^* \cdot J_o\left(\frac{2,405 \cdot r}{R_{ef}}\right)} = \left[J_o\left(\frac{2,405 \cdot r}{R_{ef}}\right)\right]^{-0,2} > 1 \qquad (17)$$

Wobec tego

$$\Delta \vartheta_o > \Delta \vartheta(r) \qquad (18)$$



Rys.2. Promieniowy rozkład temperatur w komórce
1 - pręt paliwowy, 2 - czynnik chłodzący, 3 - moderator

Wynika stąd, że ścianki centralnego elementu paliwowego mają wyższą temperaturę pomimo, że przyrost temperatur czynnika chłodzącego jest taki sam we wszystkich kanałach.

Kanały można też tak profilować, by przez odpowiednią zmianę natężenia przepływu czynnika chłodzącego utrzymać stałą temperaturę ścianek elementów paliwowych we wszystkich kanałach.

W przypadku, gdy pole neutronów jest określone funkcją Bessela, zakładając profil natężenia przepływu w postaci

$$G^*(r) = G_o^* \cdot \left[J_o\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_{ef}}\right)\right]^{\varkappa} \qquad (19)$$

otrzymamy odpowiednie wzory na stosunki przyrostów i różnic temperatur

$$\frac{\Delta t_o}{\Delta t(r)} = \frac{Q_o^* \cdot G^*(r)}{G_o^* \cdot Q^*(r)} = \left[J_o\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_{ef}}\right)\right]^{\varkappa-1} \qquad (20)$$

oraz

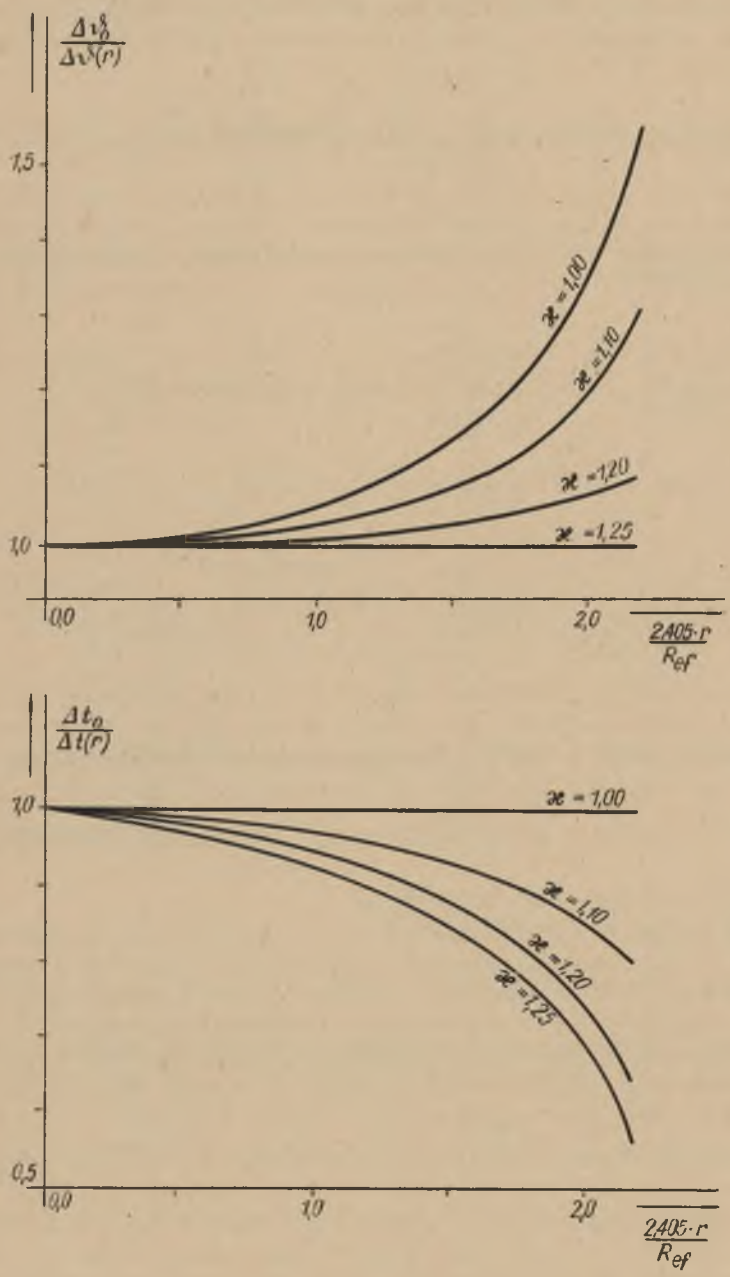
$$\frac{\Delta \vartheta_o}{\Delta \vartheta(r)} = \frac{Q_o^*}{\left[G_o^*\right]^{0,8}} \cdot \frac{\left[G^*(r)\right]^{0,8}}{Q^*(r)} = \left[J_o\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_{ef}}\right)\right]^{0,8\varkappa-1} \qquad (21)$$

Zależności (20) i (21) jako funkcje $\frac{2.405 \cdot r}{R_{ef}}$ (przy czym $\frac{2.405 \cdot R}{R_{ef}} < 2,40$, a $\varkappa$ spełnia rolę parametru) przedstawiono w formie wykresów na rys.3.

Zmieniając w równaniach (20) oraz (21) $\varkappa$ w zakresie od 1 ÷ 1,25, uzyskuje się wszystkie pośrednie przypadki większej lub mniejszej równomierności przyrostów temperatur $\Delta t(r)$, czy też różnic temperatur $\Delta\vartheta(r)$.

Jak wynika z wykresu przedstawionego na rys.3 dla $\varkappa = 1,25$ uzyskać można jednakowe wartości różnic temperatur $\Delta\vartheta$ w każdym kanale, natomiast przyrost temperatur czynnika chłodzącego będzie większy w kanałach zewnętrznych niż w kanale centralnym.

Podczas pracy pole neutronowe ulega ciągłym deformacjom na skutek działania układu regulacji oraz na skutek wypalania się paliwa. Należy więc stale regulować natężenie przepływu czynnika chłodzącego przez poszczególne kanały strefy aktywnej.



Rys.3. Stosunki różnic temperatur $\frac{\Delta\vartheta_0}{\Delta\vartheta(r)}$ i przyrostów temperatur $\frac{\Delta t_0}{\Delta t(r)}$ w zależności od promienia reaktora

LITERATURA

[1] ST.OCHĘDUSZKO - "Teoria Maszyn Cieplnych", cz.3, PWT, 1955.

[2] S.GLASSTONE - "Podstawy techniki reaktorów jądrowych" PWN, 1958.

Профилирование силы протока охлаждающего фактора в неоднородных ядерных реакторах

РЕЗЮМЕ

В работе была проанализирована неравномерность выделения тепла на радиусе цилиндрической активной зоны ядерного реактора, а также приведены уравнения, описывающие требуемую переменность силы протока охлаждающего фактора вдоль радиуса активной заны, которая имеет в виду получение одинаковой температуры фактора, опускающего рабочие каналы.

The Continuous Coolant Flow Rate Profile through the Cylindrical Core of the Heterogeneous Nuclear Reactor

SUMMARY

The paper contains the analysis of the non uniform heat generation along the radius of the heterogeneous reactor core. Included are the equations describing the necessary coolant flow rate, as a function of the radius of the reactor core, making the uniform destribution of the temperature at the outlet of the channels.