

doc. dr hab. inż. Michał Podowski  
mgr inż. Wojciech Fijałkowski

Instytut Techniki Ciepłej  
Politechniki Warszawskiej

## PRZYBLIŻONE METODY OKREŚLENIA NIEUSTALONEGO POLA TEMPERATUR W ELEMENCIE PALIOWYM REAKTORA WODNEGO

Przedstawiono 3 przybliżone metody rozwiązania zagadnienia jednowymiarowego nieustalonego przewodzenia ciepła dla geometrii walcowej. Rozpatrzono przypadek pręta paliwowego reaktora ciśnieniowego lekkowodnego z uwzględnieniem zmiany parametrów fizycznych paliwa z temperaturą.

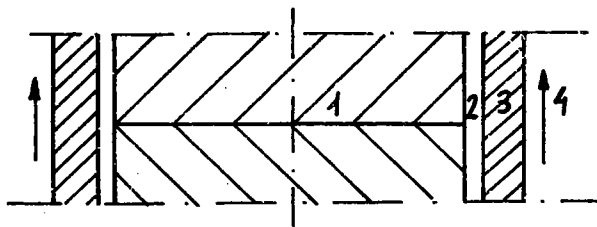
Przyjęto warunki brzegowe 3 rodzaju.

Otrzymano promieniowy rozkład temperatur dla skokowej zmiany współczynnika przejmowania ciepła.

### 1. WSTĘP

Zagadnienie przewodnictwa ciepła w elementach paliwowych stanowi jeden z podstawowych elementów analizy dynamiki jądrowych reaktorów energetycznych. Ponieważ metody dokładne rozwiązywania równania przewodnictwa w warunkach nieustalonych, jak również niektóre metody przybliżone (np. metoda wariacyjna), znajdują zastosowanie wyłącznie w pewnych, bardzo uproszczonych, przypadkach, do badania całego szeregu zagadnień praktycznych stosowane są bądź metody numeryczne, bądź też kombinacje tych metod z uproszczonymi, przybliżonymi metodami analitycznymi. Jednym z przypadków, w którym rozwiązanie równania przewodnictwa napotyka na szczególne trudności, jest

awaryjny stan nieustalony reaktora wodnego, wywołany ucieczką chłodziwa z obiegu pierwotnego w wyniku zerwania głównego rurociągu. Trudności te spowodowane są koniecznością uwzględnienia zmienności parametrów fizycznych paliwa, gęstości wewnętrznych źródeł ciepła, warunków odbioru ciepła przez chłodziwo (zmiana współczynnika przejmowania ciepła, reakcja materiału koszulki z wodą - stanowiąca dodatkowe źródło ciepła, promieniowanie cieplne itp.) a potęgowane - zakresem i szybkością zmian. Tematem niniejszej pracy jest analiza porównawcza trzech przybliżonych metod rozwiązywania równania przewodnictwa na przykładzie elementu paliwowego reaktora typu wodno-ciąsnieniowego (rys.1). Metody te zostały opracowane dla potrzeb analizy stanów awaryjnych reaktorów WWR.



Rys.1. Przekrój elementu paliwowego reaktora typu PWR: (1) paliwo (w formie pastylek z  $UO_2$ ), (2) szczelina gazowa, (3) koszulka (stop cyrkonu), (4) kanał chłodzący

We wszystkich trzech przypadkach pomija się wymianę ciepła wzdłuż długości elementu, tzn. rozpatruje się równanie przewodnictwa w postaci

$$\rho c_p \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial \tau} = q_v + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial r} \right), \quad (1)$$

uwzględnia się natomiast zależność parametrów fizycznych  $UO_2$  od temperatury.

## 2. PRZYBLIŻONA METODA ANALITYCZNA

Metoda ta oparta jest na następujących założeniach:

1. Pomija się pojemność cieplną szczeliny gazowej i koszulki. W rezultacie zadanie sprowadza się do rozwiązania równania (1) dla paliwa z następującymi warunkami brzegowymi:

$$\left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (2)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=r_1} = k(\tau) [t(r_1, \tau) - t_c(\tau)], \quad (3)$$

gdzie:

$r_1$  - zewnętrzny promień pastylki paliwowej,

$t_c$  - temperatura chłodziwa,

$k(\tau)$  - współczynnik przenikania ciepła pomiędzy pastylką i chłodziwem, określony wzorem

$$k(\tau) = \left[ \frac{1}{\alpha(\tau)} \frac{r_1}{r_{k2}} + \frac{r_1}{\lambda_g} \ln \frac{r_{k2}}{r_1} + \frac{r_1}{\lambda_k} \ln \frac{r_{k1}}{r_{k2}} \right]^{-1}, \quad (4)$$

gdzie z kolei:

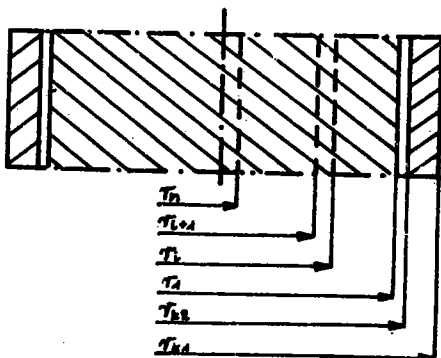
$\alpha$  - współczynnik przejmowania ciepła pomiędzy koszulką i chłodziwem,

$r_{k1}, r_{k2}$  - zewnętrzny i wewnętrzny promień koszulki,

$\lambda_g, \lambda_k$  - współczynnik przewodności cieplnej gazu i materiału koszulki.

Przyjmuje się ponadto, że w chwili  $\tau = 0$  rozkład promieniowy temperatury paliwa jest znany ( $t(r, 0) = t^*(r)$ ).

2. Zakłada się podział promieniowy paliwa na strefy (rys. 2), w każdej z których przyjmuje się, że parametry cieplne paliwa są jedynie funkcją średniej temperatury w strefie



Rys.2. Schemat promieniowego podziału elementu paliwowego

$$\lambda_i = \lambda(\bar{t}_i), (\rho c_p)_i = (\rho c_p)(\bar{t}_i), \quad (5)$$

gdzie:

$$\bar{t}_i = \frac{\int_{r_{i+1}}^{r_i} t(r, \tau) 2\pi r dr}{\pi(r_{i+1}^2 - r_i^2)}. \quad (6)$$

Oznaczając przez  $t_i(r, \tau)$  temperatury w  $i$ -tej strefie (ograniczonej promieniami  $r_i$  i  $r_{i+1}$ ), można rozważany problem sprowadzić do następującego układu równań

$$(\rho c_p)_i \frac{\partial t_i}{\partial \tau} = q_{v,i} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_i \frac{\partial t_i}{\partial r} \right) \quad (i=1, 2, \dots, n), \quad (7)$$

gdzie:

$q_{vi}$  - średnia gęstość mocy w  $i$ -tej strefie, z warunkami brzegowymi:

$$-\lambda_1 \left. \frac{\partial t_1}{\partial r} \right|_{r=r_1} = k(\tau) [t_1(r_1, \tau) - t_c(\tau)], \quad (8)$$

$$-\lambda_i \left. \frac{\partial t_i}{\partial r} \right|_{r=r_{i+1}} = -\lambda_{i+1} \left. \frac{\partial t_{i+1}}{\partial r} \right|_{r=r_{i+1}} \quad i=1, 2, \dots, n-1, \quad (9)$$

$$t_i(r_{i+1}, \tau) = t_{i+1}(r_{i+1}, \tau) \quad i=1, 2, \dots, n-1, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial t_n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (11)$$

Rozwijając temperatury w każdej ze stref paliwowych w szereg Taylora ze względu na współrzędną  $r$  otrzymuje się:

$$t_i(r, \tau) = t_{i,0}(\tau) + (r - r_{i+1}) t_{i,1}(\tau) + \frac{1}{2} (r - r_{i+1})^2 t_{i,2}(\tau) + \dots \quad (12)$$

dla

$$r \in \langle r_{i+1}, r_i \rangle \quad (r_{n+1} = 0),$$

gdzie

$$t_{i,0} = t_i(r_{i+1}, \tau).$$

Różniczkując rozwinięcie (12) i podstawiając do równania (7) oraz porównując wyrazy przy tych samych potęgach  $(r-r_{i+1})$  można określić współczynniki szeregu (12) (dla  $i=1, \dots, n-1$ ):

$$t_{i2} = \frac{(\rho c_p)_i}{\lambda_i} \frac{dt_{i,0}}{d\tau} - \frac{q_{v,i}}{\lambda_i} - \frac{1}{r_{i+1}} t_{i,1}, \quad (13)$$

$$t_{i3} = \frac{(\rho c_p)_i}{\lambda_i} \frac{dt_{i1}}{d\tau} - \frac{(\rho c_p)_i}{\lambda_i r_{i+1}} + \frac{2t_{i-1}}{r_{i+1}^2}, \quad (14)$$

itp., przy czym dalsze wyrazy rozwinięcia ( $t_{ij}$  dla  $j=4, 5, \dots$ ) można wyrazić w funkcji  $t_{i0}$  oraz  $t_{i1}$ .

Dla strefy centralnej ( $i=n$ ), odpowiednie zależności przybierają postać:

$$t_{n2} = \frac{(\rho c_p)_n}{\lambda_n} \frac{dt_{n,0}}{d\tau} - \frac{q_{vn}}{\lambda_n}, \quad (15)$$

$$t_{n \ 2j+1} = 0 \quad \text{dla } j=0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

Uwzględniając warunki brzegowe (8) ÷ (11) i pomijając wyrazy rozwinięcia dla  $j \geq 3$  otrzymuje się układ  $(2n-1)$  równań różniczkowych ze względu na  $t_{i0}$ ,  $t_{i1}$ :

$$\frac{dt_{n,0}}{d\tau} = a_{n-1,1}^{(0)} t_{n-1,1} + b_{n,0}^{(1)} q_v, \quad (17)$$

$$\frac{dt_{i,0}}{d\tau} = a_{i-1,1}^{(0)} t_{i-1,1} + a_{i,1}^{(1)} t_{i,1} + b_{i,0}^{(1)} q_v \quad \text{dla } i=2, 3, \dots, n-1, \quad (18)$$

$$\frac{dt_{i,1}}{d\tau} = a_{i-1,1}^{(1)} t_{i-1,1} + a_{i,1}^{(1)} t_{i,1} + b_{i,1}^{(1)} q_v, \quad (19)$$

$$\frac{dt_{1,0}}{d\tau} = a_{1,0}^{(0)} t_{1,0} + a_{1,1}^{(0)} t_{1,1} + a_{2,1}^{(0)} t_{2,1} + b_{1,0}^{(1)} q_v + b_{1,0}^{(2)} t_c, \quad (20)$$

$$\frac{dt_{1,1}}{d\tau} = a_{1,0}^{(1)} t_{1,0} + a_{1,1}^{(1)} t_{1,1} + a_{2,1}^{(1)} t_{2,1} + b_{1,1}^{(1)} q_v + b_{1,1}^{(2)} t_c, \quad (21)$$

gdzie współczynniki:

$a_{i,j}^{(k)}$ ,  $b_{i,j}^{(k)}$  są funkcją wymiaru stref oraz własności fizycznych paliwa w poszczególnych strefach.

Rozwiązując powyższy układ równań różniczkowych otrzymuje się dwa pierwsze współczynniki szeregu Taylora ( $t_{i,0}, t_{i,1}$  dla  $i=1,2,\dots,n$ ). Pozostałe współczynniki obliczyć można z zależności (13) ÷ (16). Określony w ten sposób rozkład temperatur stanowi przybliżone rozwiązanie równania przewodnictwa.

### 3. METODA PARAMETRÓW SKUPIONYCH

Druga z omawianych metod [1] zakłada, podobnie jak i poprzednia, podział promieniowy pastylki paliwowej na strefy (rys.2) i uśrednienie w każdej z nich parametrów cieplnych (5) ÷ (6). Dodatkowo przyjmuje się, że oprócz  $n$  stref paliwowych istnieje także strefa oznaczona indeksem  $k$ , w skład której wchodzi szczelina gazowa i koszulka. Metoda ta zakłada sprowadzenie równań (7) do układu równań różniczkowych ze względu na średnie temperatury paliwa w poszczególnych strefach (uśrednienie temperatur odbywa się na podstawie zależności (6)), przy następujących warunkach brzegowych:

$$\left. \frac{\partial t_n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (22)$$

$$\lambda_i \left. \frac{\partial t_i}{\partial r} \right|_{r=r_i} = \lambda_{i-1} \left. \frac{\partial t_{i-1}}{\partial r} \right|_{r=r_i} = -k_{i,i-1} (\bar{t}_i - \bar{t}_{i-1}) \quad (i=2,3,\dots,n-1), \quad (23)$$

$$\lambda_1 \left. \frac{\partial t_1}{\partial r} \right|_{r=r_1} = \lambda_k \left. \frac{\partial t_k}{\partial r} \right|_{r=r_1} = -k_{1,k} (\bar{t}_1 - \bar{t}_k), \quad (24)$$

$$\lambda_k \left. \frac{\partial t_k}{\partial r} \right|_{r=r_{k2}} = -k_{sk} (\bar{t}_k - \bar{t}_c). \quad (25)$$

Całkując równanie przewodnictwa dla paliwa w granicach  $r_i$  do  $r_{i+1}$ , a dla koszulki od  $r_1$  do  $r_{k1}$  można otrzymać po przekształceniach układ równań różniczkowych zwyczajnych:

$$\frac{d\bar{t}_n}{d\tau} = \frac{q_{v,n}}{(\rho c_p)_n} - \frac{k_{n,n-1} U_{n,n-1}}{(\rho c_p)_n}, \quad (26)$$

$$\frac{dt_i}{d\tau} = \frac{q_{v,i}}{(\rho c_p)_i} - \frac{k_{i,i-1}}{(\rho c_p)_i} (\bar{t}_i - \bar{t}_{i-1}) + \frac{k_{i+1,i} U_{i+1,i}}{(\rho c_p)_i} (\bar{t}_{i+1} - \bar{t}_i), \quad (27)$$

$$\frac{d\bar{t}_1}{d\tau} = \frac{q_{v,1}}{(\rho c_p)_1} - \frac{k_{1,k} U_{1,k}}{(\rho c_p)_1} (\bar{t}_1 - \bar{t}_k) + \frac{k_{2,1} U_{2,1}}{(\rho c_p)_1} (\bar{t}_2 - \bar{t}_1), \quad (28)$$

$$\frac{d\bar{t}_k}{d\tau} = \frac{k_{1,k} U_{1,k}}{(\rho c_p)_k} (\bar{t}_1 - \bar{t}_k) - \frac{k_{s,k} U_{s,k}}{(\rho c_p)_k} (\bar{t}_k - \bar{t}_c), \quad (29)$$

gdzie:

$$U_{i+1,i} - \text{obwód powierzchni wymiany ciepła między strefami } i+1, i, \quad (30)$$

$$U_{i,i-1} = 2\pi r_i, \quad (i=2,3,\dots,n) \quad (30)$$

$$U_{1,k} = 2\pi r_1, \quad (31)$$

$$U_{s,k} = 2\pi r_{k1}. \quad (32)$$

Korzystając z rozkładu temperatur w pręcie paliwowym w stanie ustalonym, można określić wartość współczynnika w poszczególnych strefach:

$$k_{n,n-1} = \frac{1}{r_n \left( \frac{1}{4\lambda_n} + \frac{1}{4\lambda_{n-1}} \frac{r_{n-1}^2 - r_n^2}{r_n^2} \right)}, \quad (33)$$

$$k_{i,i-1} = \frac{1}{r_i \left( \frac{1}{4\lambda_i} \frac{r_i^2 - r_{i+1}^2}{r_i^2} + \frac{1}{4\lambda_{i-1}} \frac{r_{i-1}^2 - r_i^2}{r_i^2} \right)} \quad (i=2,3,\dots,n-1), \quad (34)$$

$$k_{1,k} = \frac{1}{r_1 \left( \frac{1}{4\lambda_1} \frac{r_1^2 - r_2^2}{r_1^2} + \frac{1}{2\lambda_g} \ln \frac{r_{k2}}{r_1} + \frac{1}{\lambda_k} \frac{r_{k1}^2}{r_{k1}^2 - r_1^2} \ln \frac{r_{k1}}{r_1} - \frac{1}{2\lambda_k} \right)}, \quad (35)$$

$$k_{sk} = \frac{1}{r_{k1} \left( \frac{1}{\alpha r_{k1}} - \frac{1}{\lambda_k} \ln \frac{r_{k1}}{r_{k2}} \frac{r_{k2}^2}{r_{k1}^2 - r_{k2}^2} + \frac{1}{2\lambda_k} \right)}. \quad (36)$$

Indeks  $g$  odnosi się do szczeliny gazowej.

Rozwiązując układ równań różniczkowych (26) ÷ (29), otrzymuje się jako rozwiązanie średnie temperatury paliwa dla  $n$  stref oraz temperaturę koszulki.

#### 4. METODA PRZEGANIANIA

Trzeci z omawianych modeli [2] oparty jest na takich samych jak i poprzednie założeniach. Problem sprowadzony został tutaj do rozwiązania układu równań (7) z warunkami brzegowymi (9), (11) oraz warunkiem

$$-\lambda_k \left. \frac{\partial t_k}{\partial r} \right|_{r=r_{k1}} = \alpha [t_k(r_{k1}, \tau) - t_c(\tau)]. \quad (37)$$

Wspomniany układ równań rozwiązany jest metodą różnic skończonych przy użyciu metody przegania, która omówiona została poniżej.

Ponieważ współczynniki równania przewodnictwa są nieciągłymi funkcjami promienia (ze względu na zmianę ośrodka wzdłuż promienia elementu paliwowego: pastylka, szczelina gazowa, koszulka cyrkonowa), wyrażenia występujące w równaniach różnicowych, zastępujących w metodzie różnic skończonych równania różniczkowe, różniłyby się między sobą w zależności od położenia danego węzła siatki.

Dla uniknięcia tego, stosuje się aproksymację warunku "zszycia".

Wyrażenie  $\lambda r \frac{\partial t}{\partial r}$  rozkłada się w szereg Taylora w punkcie zszycia  $r=r_i$  (zakładając istnienie i ciągłość odpowiednich jednostronnych pochodnych), dla czasu  $\tau + \Delta\tau$

$$\lambda_i^{r+\Delta r} \left. r \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=r_i - \frac{\Delta r_i}{2}}^{\tau+\Delta\tau} = \lambda_i^{r+\Delta r} \left. r \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=r_i}^{\tau+\Delta\tau} - \frac{\Delta r_i}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r \frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_i}^{\tau+\Delta\tau} + o(\Delta r^2), \quad (38)$$

gdzie

$\Delta r_i$  jest szerokością  $i$ -tej strefy liczoną wzdłuż promienia.



Podobnie, rozkładając w szereg Taylora funkcję  $t$  w punkcie  $r=r_i + \frac{\Delta r_{i+1}}{2}$  dla czasu  $\tau + \Delta\tau$  można określić pochodną  $\frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=r_i + \frac{\Delta r_{i+1}}{2}}$

$$\frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=r_i + \frac{\Delta r_{i+1}}{2}} = \frac{t_{i+1}^{\tau+\Delta\tau} - t_i^{\tau+\Delta\tau}}{\Delta r_{i+1}} + O(\Delta r^2), \quad (39)$$

gdzie

$$t_i^{\tau} = t(r_i, \tau). \quad (40)$$

Biorąc pod uwagę powyższe rozwinięcia oraz warunek (9), można przedstawić równanie przewodnictwa w postaci równania różnicowego

$$\begin{aligned} & \lambda_{i+1}^{\tau} \left( r_i + \frac{\Delta r_{i+1}}{2} \right) \frac{t_{i+1}^{\tau+\Delta\tau} - t_i^{\tau+\Delta\tau}}{\Delta r_{i+1}} - \lambda_i^{\tau} \left( r_i - \frac{\Delta r_i}{2} \right) \frac{t_i^{\tau+\Delta\tau} - t_{i-1}^{\tau+\Delta\tau}}{r_i} = \\ & = \frac{(\rho c_p)_{i+1} \Delta r_{i+1} + (\rho c_p)_i \Delta r_i}{2} \frac{t_i^{\tau+\Delta\tau} - t_i^{\tau}}{\Delta\tau} r_i - \frac{q_{v,i+1}^{\tau+\Delta\tau} + q_{v,i}^{\tau+\Delta\tau}}{2} \frac{\Delta r_i}{r_i} + \\ & + O(\Delta\tau + \Delta r^2), \end{aligned} \quad (41)$$

gdzie

$$\lambda_i^{\tau, \tau} = \lambda_i^{\tau+\Delta\tau} + O(\Delta\tau^2).$$

Podobny schemat postępowania stosuje się do warstw granicznych ( $i=1$  oraz  $i=n$ ), wykorzystując warunki brzegowe (11) i (37).

Równanie przewodnictwa dla zewnętrznej warstwy elementu paliwowego (koszulki) przyjmuje postać

$$\begin{aligned} & \lambda_k^{\tau} \left( r_{k1} - \frac{\Delta r_k}{2} \right) \frac{t_k^{\tau+\Delta\tau} - t_{k-1}^{\tau+\Delta\tau}}{\Delta r_k} = r_{k1} \left[ \alpha^{\tau+\Delta\tau} \left( t_c^{\tau+\Delta\tau} - t_{r_{k1}}^{\tau+\Delta\tau} \right) \right] + \\ & - r_{k1} \frac{\Delta r_k}{2} \left[ (\rho c_p)_k \frac{t_k^{\tau+\Delta\tau} - t_k^{\tau}}{\Delta\tau} \right] + O(\Delta\tau + \Delta r_k^2). \end{aligned} \quad (42)$$

Układ równań algebraicznych (41) stanowi "uwikłany" schemat obliczeniowy metody różnicowej. Na brzegu rozpatrywanego obszaru (koszulka) układ (41) zastępuje się równaniem (42). Układ równań (41) przedstawić można w postaci

$$t_{i+1}^{\tau+\Delta\tau} - B_i t_i^{\tau+\Delta\tau} + C_i t_{i-1}^{\tau+\Delta\tau} = -F_i. \quad (43)$$

Ponieważ powyższy układ równań charakteryzuje trójdzielna macierz współczynników, więc jego rozwiązanie można przedstawić w postaci

$$t_i^{\tau+\Delta\tau} = \alpha_i t_{i+1}^{\tau+\Delta\tau} + \beta_i, \quad (i=1, \dots, n) \quad (44)$$

oraz

$$t_{i-1}^{\tau+\Delta\tau} = \alpha_{i-1} t_i^{\tau+\Delta\tau} + \beta_{i-1}, \quad (45)$$

gdzie:

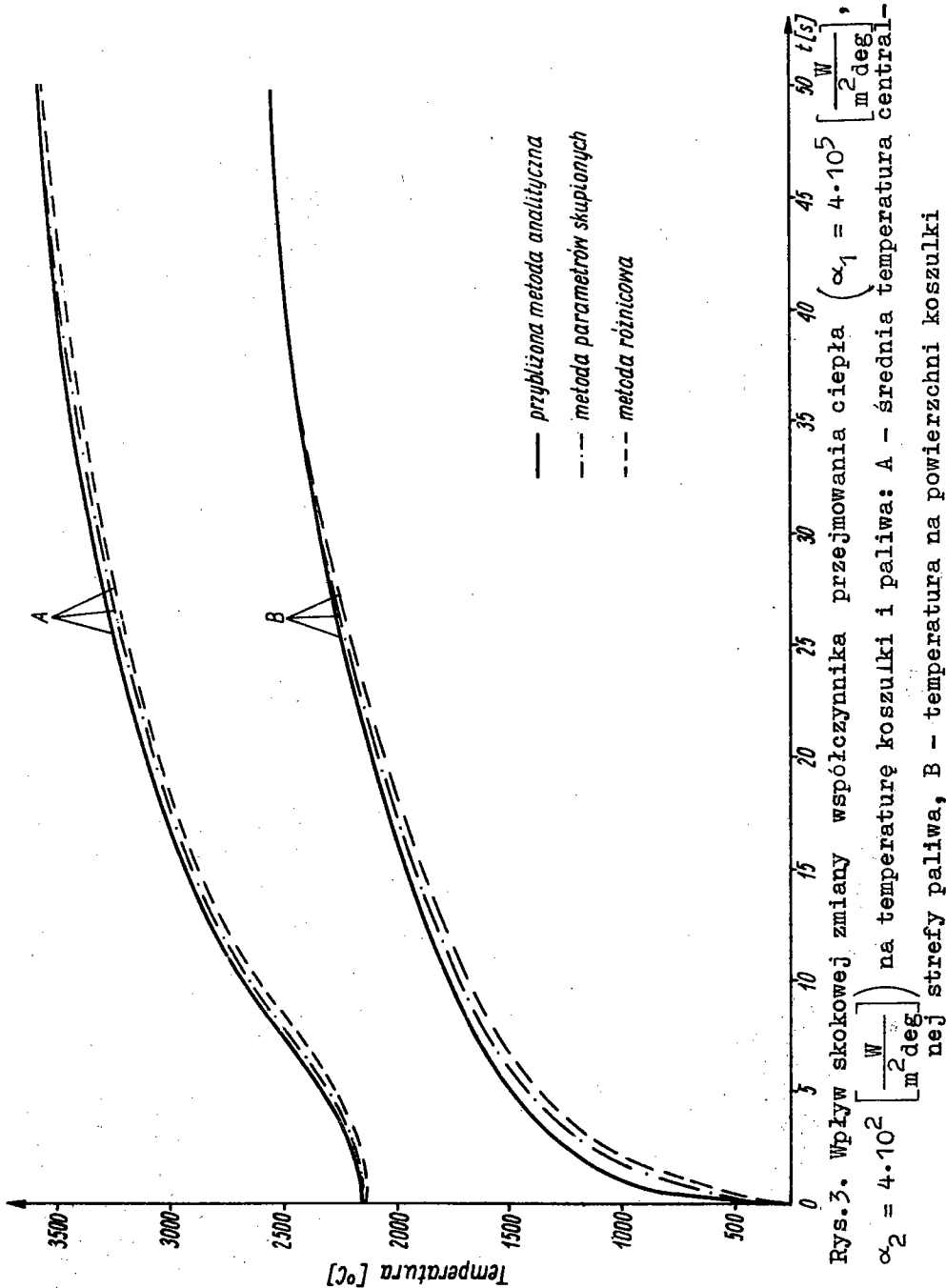
$$\alpha_i = \frac{1}{B_i - C_i \alpha_{i-1}}, \quad (46)$$

$$\beta_i = \alpha_i (\beta_{i-1} C_i + F_i). \quad (47)$$

Podstawiając (44) do (42) otrzymuje się wyrażenie określające wartość  $t_k^{\tau+\Delta\tau}$ , w którym występują wielkości będące funkcjami temperatury. Muszą być one określone w tym samym punkcie czasowym  $\tau + \Delta\tau$ , w związku z czym równanie takie rozwiązuje się przy pomocy iteracji.

Algorytm obliczeń przy pomocy tej metody jest następujący: Z równań (46) i (47) oblicza się  $(n-1)$  współczynników faktoryzacji (dla warstwy środkowej  $\alpha_n=1, \beta_n=0$ ), a następnie określa się temperaturę  $t_k^{\tau+\Delta\tau}$  i dalej z równania (44) temperaturę w pozostałych punktach  $t_i^{\tau+\Delta\tau}$  ( $i=n, n-1, \dots, 1$ ).

Jak wykazały obliczenia testujące, podzielenie elementu na 40 warstw promieniowych daje rozwiązanie, które można przyjąć za dokładne (różnica temperatur przy podziale pręta paliwowego na 20 i 40 warstw promieniowych nie przewyższa 0,16% [2]). Wystarczająco małym krokiem czasowym jest  $\Delta\tau=0,1$  [s], podczas gdy krok stosowany do dwóch pierwszych opisanych metod jest co najmniej 10-krotnie mniejszy.



Rys.3. Wpływ skokowej zmiany współczynnika przewodzenia ciepła ( $\alpha_1 = 4 \cdot 10^5$   $\left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{deg}} \right]$ ) na temperaturę koszulki i paliwa: A - średnia temperatura centralnej strefy paliwa, B - temperatura na powierzchni koszulki

Niewątpliwą zaletą metody, która opisana została jako pierwsza, jest możliwość określenia temperatury paliwa w dowolnym punkcie wzdłuż promienia. Druga z opisanych metod będąc dwukrotnie szybsza nie posiada jednak takich możliwości (określa ona jedynie średnie temperatury w poszczególnych warstwach). Model opisany jako ostatni jest z nią porównywalny pod względem czasochłonności obliczeń a jednocześnie pozwala określić punktowo rozkład promieniowy temperatur pręta paliwowego. Przy obliczeniach opartych na dwóch pierwszych modelach oparto się na procedurze RKINIT wykorzystującej schemat Rungego-Kutty rozwiązujący układ równań różniczkowych. Dla obu tych modeli założono podział pastylki na trzy strefy ( $r_1=3,8 \cdot 10^{-3}$  [m],  $r_2=2,85 \cdot 10^{-3}$  [m],  $r_3=0,95 \cdot 10^{-3}$  [m]).

Dla trzeciego z modeli założono podział pastylki paliwowej na 40 stref promieniowych (dalsze dwie warstwy stanowi szczelina gazowa i koszulka). Dla wszystkich warstw przyjęto, że gęstość mocy w przekroju elementu nie zależy od promienia i pozostaje stała w czasie ( $q_v=4 \cdot 10^8$  [W/m<sup>3</sup>]) oraz, że pojemność cieplna paliwa jest stała dla wszystkich warstw paliwa ( $\rho c_p=22 \cdot 10^5$  [kJ/m<sup>3</sup> deg<sup>-1</sup>]). Przewodność cieplna paliwa obliczana była z zależności Koljadina [3]. Przeprowadzone obliczenia wykazały dużą zbieżność. Różnica temperatur w przypadku paliwa nie przekracza 2%, a w przypadku koszulki 4%. Na rys.3 przedstawiono wyniki, które wykonano przy założeniu stałej wartości temperatury chłodziwa  $t_c$  i skokowej zmiany współczynnika przejmowania ciepła. Wartości tych parametrów podano na rysunku. Przyjęto, że współczynnik przyjmuje wartość  $\alpha_1$  dla  $\tau = 0$  oraz wartość  $\alpha_2$  dla  $\tau > 0$ .

## BIBLIOGRAFIA

- [1] P o d s i b j a k i n A.K. i in.: Rasčetnaja model' opredelenija temperaturnogo polja teplovydeljajuščich elementov VVER v nestacionarnych režimach. Materiały seminaru SEV. Pl'zen', Praga, Czechoslovakija, nojabr' 1974.
- [2] P o d š i b j a k i n A.K. i in.: Rasčetnaja model' dlja issledovanija teplogidrodinamičeskoj obstanovki v ot-

del'nych kanalach aktivnoj zony vodo-vodjanogo reaktora v nestacionarnych režimach. Materialy seminaru SEV, Pl'zen', Praga, Cechoslovakija. Nojabr' 1974.

- [3] K o l j a d i n V.I. i in.: Teploprovodnost' dvoukisi urana. T.36, vyp.1. Janvar' 1974.

## ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕМ ЭЛЕМЕНТЕ ВОДО-ВОДЯНОГО РЕАКТОРА

### К р а т к о е   с о д е р ж а н и е

Описываются три приближенные методы решения задачи одномерной нестационарной теплопроводности для цилиндрической геометрии. Вычисления проводятся для тепло выделяющего элемента водояводяного реактора с учетом зависимости физических параметров топлива от температуры. Принимаются граничные условия 3-го рода. Определяется радиальное температурное поле для скачкообразного изменения коэффициента теплопередачи.

## APPROXIMATED CALCULATION METHODS OF UNSTEADY TEMPERATURE FIELD IN A LIGHT WATER REACTOR FUEL ROD

### S u m m a r y

Three approximated methods of solving a problem of one-dimensional unsteady heat conduction for cylindrical coordinates are presented. A fuel rod of a pressurized light water reactor is taken into account with regard to the change of fuel properties with temperature. Boundary conditions of the third kind are assumed. A radial distribution of temperature for a step change of heat transfer coefficient is obtained.