

## ANALIZA WYMIANY CIEPŁA W PŁYTKACH URANOWYCH NAPROMIENIANYCH W REAKTORZE JĄDROWYM

ADAM FIC, MAREK ROJCZYK, JAN SKŁADZIEN

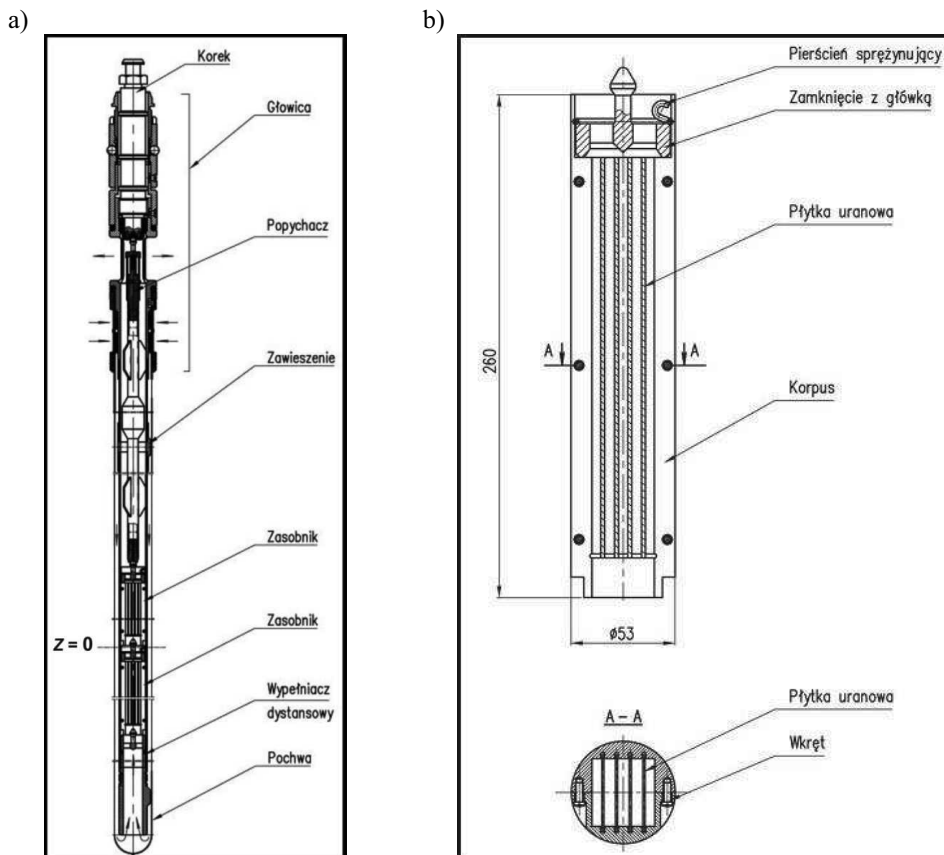
*Institut Techniki Ciepłej, Politechnika Śląska  
e-mail: adam.fic@polsl.pl*

Streszczenie. Praca dotyczy analizy numerycznej wymiany ciepła w kanale reaktora Maria, który zawiera specjalne pojemniki z płytkami uranowymi zamiast typowego dla tego reaktora paliwa. W płytkach tych powstaje w wyniku rozszczepień molibden-99 rozpadający się na technet-99m, który jest powszechnie stosowany w diagnostyce medycznej. Obliczenia numeryczne zrealizowano za pomocą pakietu FLUENT - Ansys dla przypadku napromieniania płytek w reaktorze, kiedy generowane jest w nich ciepło w wyniku reakcji rozszczepienia.

### 1. WPROWADZENIE I CEL PRACY

Jednym z najczęściej stosowanych izotopów w diagnostyce medycznej jest technet-99m (Tc-99m). Jest on dogodny w tych zastosowaniach z uwagi na to, że ma krótki okres półrozpadu (6 h) oraz emituje promieniowanie gamma o niskiej energii (140.5 keV). Te jego cechy sprawiają, że ponad 20 mln diagnostycznych procedur medycznych na świecie (około 80 % procedur wymagających stosowania promieniowania niskoenergetycznego) jest wykonywanych z wykorzystaniem tego izotopu [1]. Metastabilny technet-99m nie występuje naturalnie w przyrodzie, lecz jest produkowany sztucznie. W skali przemysłowej czyni się to w reaktorach jądrowych. Stosowana wówczas metoda jego produkcji polega na napromienianiu w reaktorach jądrowych płytek zawierających uran najczęściej wysoko wzbogacony (około 95 % wagowo) w rozszczepialny za pomocą neutronów termicznych uran-235 (U-235). Płytki te są umieszczane w rdzeniach reaktorów i następuje w nich reakcja rozszczepienia uranu-235. Uran znajdujący się w środku płytek pokryty jest warstewką aluminium stanowiącego koszulkę zabezpieczającą chłodziwo przed przedostawaniem się doń produktów rozszczepienia. W wyniku głównie rozpadów  $\beta^-$  szeregu krótkożyciowych produktów rozszczepienia, a w mniejszym stopniu także bezpośrednio w wyniku rozszczepień, powstaje molibden-99 (Mo-99). Sumaryczna wydajność tej produkcji wynosi około 0.061 (średnia liczba powstających nuklidów Mo-99 na jedno rozszczepienie U-235). Izotop ten ma stosunkowo długi okres półrozpadu (66h), a w wyniku jego rozpadu  $\beta^-$  powstaje metastabilny Tc-99m. Technet ten odzyskiwany jest z napromienionych w reaktorze płytek uranowych bezpośrednio przed procedurą medyczną, w której jest wykorzystywany. Emituje on wspomniane fotony gamma o niskiej energii, w wyniku czego powstaje technet-99m w stanie podstawowym, o znikomej w praktyce aktywności (jego okres półrozpadu  $\beta^-$

wynosi  $2.11 \cdot 10^5$  lat), a także obojętny chemicznie. Jego pozostawanie w organizmie nie stanowi więc żadnego praktycznie zagrożenia.



Rys. 1. Kanał paliwowy w reaktorze Maria z dwoma zasobnikami z płytkami uranowymi (a) i zasobnik z czterema płytkami uranowymi (b) [1]

Ostatnio wspomniana wyżej technologia produkcji molibdenu wdrożona została w reaktorze Maria w Świerku. W nieco zmodyfikowanym przecie paliwowym, zamiast typowego paliwa stosowanego w reaktorze Maria, umieszczane są w rdzeniu dwa pojemniki z czterema płytkami uranowymi każdy, jak pokazano na rys.1 [1]. Po kilkudniowym okresie napromieniania płytek reaktor jest wyłączany, kilkadziesiąt minut później również są wyłączane pompy cyrkulacyjne, a po około 10 godzinach pojemniki z płytkami są wyjmowane z pręta paliwowego (nazywanego w tym przypadku molibdenowym) i przewożone w specjalnych pojemnikach transportowych do ich odbiorcy.

Podstawowym celem pracy jest określenie maksymalnych temperatur płytek uranowych i sprawdzenie, czy mieszczą się one w dopuszczalnych granicach. Wykonano w tym celu obliczenia numeryczne wymiany ciepła w kanale molibdenowym reaktora Maria zawierającym dwa zasobniki z płytkami uranowymi. Analiza obejmuje stan normalnej pracy reaktora, kiedy następuje napromienianie płytek uranowych. Stosowne obliczenia wymiany ciepła pomiędzy płytkami, zasobnikiem, kanałem paliwowym i wodą chłodzącą, sprzężone z transportem tej wody, wykonano za pomocą pakietu FLUENT – Ansys [2].

## 2. CHARAKTERYSTYKA MODELU NUMERYCZNEGO

Dla potrzeb analizy założono, że w obszarze zasobników z płytkami uranowymi w przecie molibdenowym występuje przepływ burzliwy wody – lepkiego płynu newtonowskiego. Założono standardowy model  $k-\omega$  turbulencji. Przepływ ten jest opisany stosownymi dla takiego przypadku równaniami [2], [3] rozwiązywanymi za pomocą pakietu FLUENT:

- ciągłości,
- momentów Reynoldsa,
- transportu energii kinetycznej turbulencji  $k$  i dyssypacji właściwej  $\omega$ ,
- bilansu energii w obszarze płynu i obszarach stałych (zasobniki z płytkami uranowymi i inne stałe elementy kanału molibdenowego za wyjątkiem jego ścianek zewnętrznych, w których założono jednowymiarowe przenikanie ciepła).

Kanał z płytkami uranowymi stanowi układ podkrytyczny. Założono więc zgodnie z [1], że rozkład gęstości mocy w płytkach wzdłuż wysokości odpowiada rozkładowi gęstości strumienia neutronów i gęstości mocy w rdzeniu reaktora [1]. Rozkład gęstości mocy  $\dot{Q}_v(z)$  w uranie płytek w funkcji wysokości przyjęto więc w postaci:

$$\dot{Q}_v(z) = \dot{Q}_{v,0} \cos(\pi z / H_{ex}) \quad (1)$$

gdzie  $z$  jest współrzędną pionową mierzoną od środka rdzenia reaktora (pokazana na rys 1a płaszczyzna  $z=0$  znajduje się w środku obszaru pomiędzy zasobnikami zawierającymi płytki uranowe),  $H_{ex} = 1.15\text{ m}$  jest wysokością ekstrapolowaną rdzenia reaktora, zaś  $\dot{Q}_{v,0}$  jest wydajnością wewnętrznych źródeł ciepła, jaka występowałaby w uranie płytek w środku rdzenia ( $z=0$ ) podczas normalnej pracy reaktora w okresie naświetlania płytek (w rzeczywistości żadna z płytek nie znajduje się w tym miejscu). Rozkład gęstości mocy w płytkach w pozostałych kierunkach założono stały. Przy przyjętych założeniach wydajność  $\dot{Q}_{v,0}$  jest równa

$$\dot{Q}_{v,0} = \overline{\dot{Q}_v} / r \quad (2)$$

gdzie  $\overline{\dot{Q}_v} = N_1 / V$  jest średnią wydajnością wewnętrznych źródeł ciepła w płytce o mocy cieplnej  $N_1$  i objętości uranu  $V$ , zaś  $r$  współczynnikiem nierównomierności rozkładu gęstości mocy w płytce wzdłuż wysokości. Z definicji (2) i wzoru (1) wynika, że współczynnik ten jest równy:

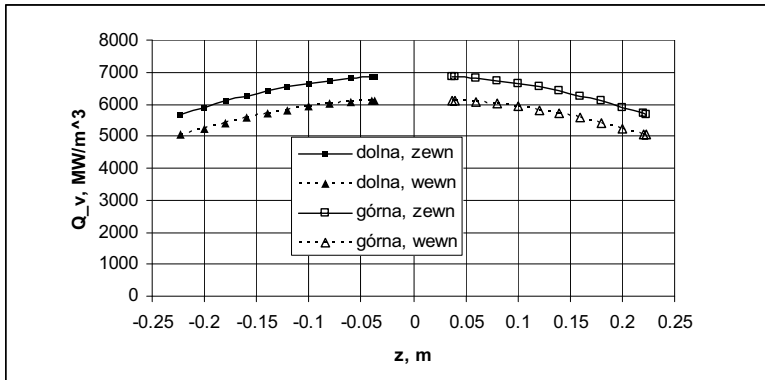
$$r = \frac{H_{ex}}{\pi(z_2 - z_1)} \left\{ \sin\left(\frac{\pi z_2}{H_{ex}}\right) - \sin\left(\frac{\pi z_1}{H_{ex}}\right) \right\} \quad (3)$$

gdzie  $z_1$  i  $z_2$  są granicznymi współrzędnymi uranu w płytce uranowej umieszczonej w rdzeniu reaktora. Przy założonym rozkładzie gęstości strumienia neutronów (1) i lokalizacji płytek uranowych w rdzeniu reaktora współczynnik  $r$  jest równy dla reaktora MARIA 0.928. Zakładając, na podstawie dokumentacji technicznej [1], że obliczeniowa moc cieplna  $N$  ośmiu płytek umieszczonych w kanale molibdenowym podczas ich naświetlania wynosi 226 kW, a także wymiary, położenie i zróżnicowanie mocy płytek, wydajności gęstości mocy  $\overline{\dot{Q}_v}$  i  $\dot{Q}_{v,0}$  odpowiednio wynoszą:

- płytki wewnętrzne: 5705 i 6147 MW/m<sup>3</sup>,
- płytki zewnętrzne: 6410 i 6907 MW/m<sup>3</sup>.

Gęstość strumienia neutronów i zarazem gęstość mocy jest w płytkach wewnętrznych o 11% mniejsza niż w płytkach zewnętrznych na skutek efektu przesłaniania. Ma to związek ze wspomnianą podkrytycznością prętów molibdenowych. Znaczna część neutronów powodujących rozszczepienia uranu w płytkach pochodzi dlatego z sąsiednich prętów paliwowych, a płytki zewnętrzne osłabiają ich strumień docierający do płytek wewnętrznych.

Wyznaczone na podstawie wzoru (1) i ww. danych wykresy rozkładów gęstości mocy  $Q_v(z)$  w funkcji współrzędnej pionowej w dolnych i górnych, wewnętrznych i zewnętrznych płytkach uranowych pokazano na rys. 2. Gęstość mocy w płytkach była definiowana w kodzie FLUENT za pomocą funkcji użytkownika UDF (User Defined Function). Obliczenia za pomocą kodu FLUENT realizowane są iteracyjnie. Jednym z podstawowych zastosowanych kryteriów oceny zbieżności była kontrola niezgodności globalnego bilansu energii, którą przyjęto na poziomie 1 %. Model obliczeniowy obejmuje połowę kanału molibdenowego. W kontrolnym bilansie energii przyjmowano więc moc generowaną w płytkach równą połowie mocy kanału (113 kW). Nieznaczna niezgodność bilansu energii stanowiła też dowód poprawności definiowania źródeł ciepła na platformie kodu FLUENT.

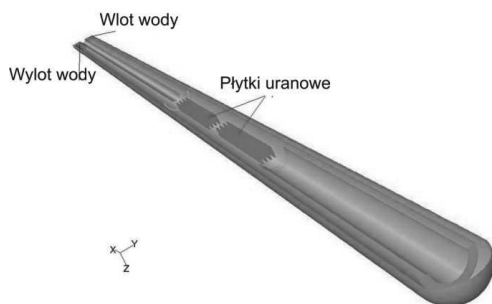


Rys. 2. Rozkład gęstości mocy  $Q_v(z)$  w dolnych i górnych, wewnętrznych i zewnętrznych płytkach uranowych

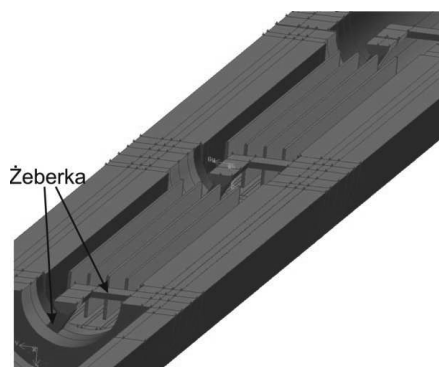
Na rys.3 pokazano model geometrii kanału molibdenowego, który obejmuje część kanału z zasobnikami zawierającymi płytki uranowe i ich otoczenie poniżej zasobników oraz powyżej do wysokości 1.321 m ponad środek rdzenia. Ze względu na symetrię model obejmuje, jak już wspomniano, połowę kanału, w tym zasobniki, rurę wewnętrzną i wodę chłodzącą. Na rys. 4. przedstawiono zbliżenie fragmentu modelu kanału w otoczeniu płytek uranowych. Na rysunku tym usunięto uwzględnione w modelu walcowe zamknięcia zasobników (rys.1b). Pokazano natomiast żeberka, do których przymocowana jest główka. Każda główka umocowana jest do 3 takich żeberk rozstawionych pod kątem  $120^\circ$  względem siebie.

Na rys. 5 przedstawiono siatkę w płytkach uranowych i rurze wewnętrznej, zaś na rys. 6 w przekroju poprzecznym zasobnika. Cały obszar zawiera ponad 6 mln elementów. Są to jak widać elementy sześciokątne i czterościenne.

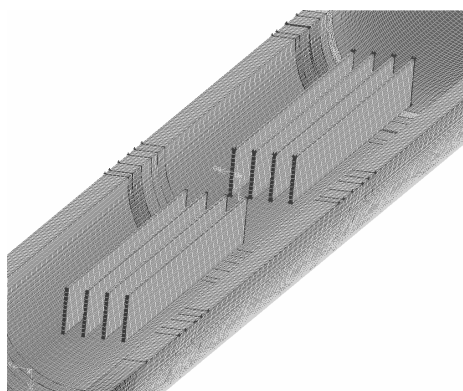
Przyjęto typowe warunki brzegowe: strumień chłodziwa na wlocie do kanału opadowego równy 25 t/h, jego temperaturę  $51^\circ\text{C}$ , swobodny wypływ chłodziwa z pręta paliwowego, temperaturę wody w basenie  $51^\circ\text{C}$ , a współczynnik przenikania ciepła pomiędzy wodą w basenie i wewnętrzną ścianką rury zewnętrznej kanału równy  $200\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ .



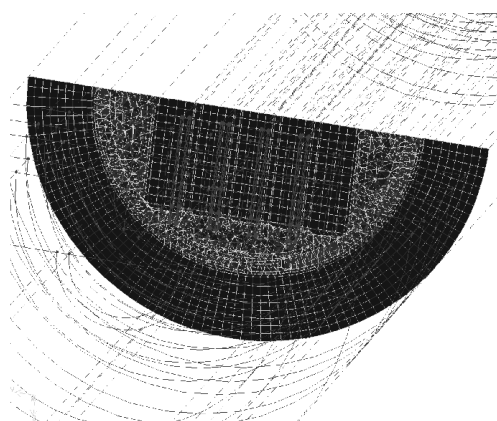
Rys. 3. Model geometrii kanału molibdenowego



Rys. 4. Zbliżenie fragmentu modelu geometrii w otoczeniu zasobników



Rys. 5. Siatka w płytkach uranowych i rurze wewnętrznej



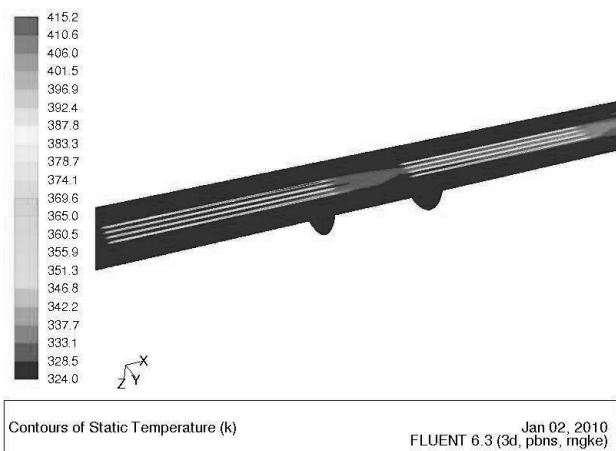
Rys. 6. Siatka w przekroju poprzecznym zasobnika

Współczynniki przewodzenia ciepła dla płytek uranowych założono  $137 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ , zaś dla aluminium (zasobnik, koszulki płytek oraz rura wewnętrzna)  $202 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  [1]. Przyjęte do obliczeń parametry termofizyczne wody wyznaczono za pomocą kodu EES [4].

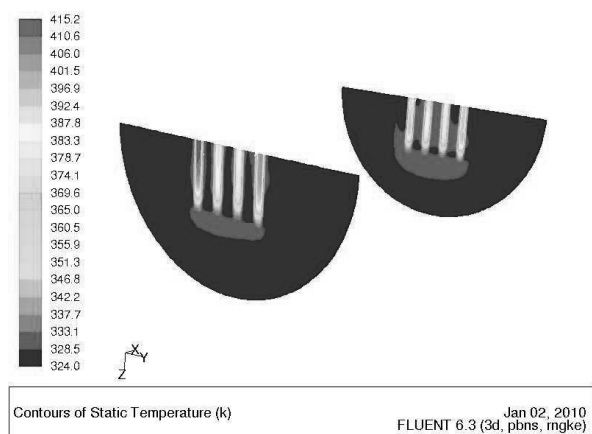
### 3. WYNIKI OBLICZEŃ

Wybrane wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 7÷12. Na rys. 7 pokazano pole temperatury w płaszczyźnie symetrii pręta, zaś na rys. 8 w dwóch płaszczyznach prostopadłych do osi pręta zaznaczonych na rys. 7. Legenda na tych rysunkach wskazuje maksymalną temperaturę w modelu równą  $415.2 \text{ K}$  ( $141.9^\circ\text{C}$ ). Jak widać, temperatury w płytkach zasobnika dolnego są wyższe niż w górnym, mimo tego, że woda chłodząca płytki w zasobniku górnym ma temperaturę nieco wyższą. Wy tłumaczyć to można m.in. wyższymi wartościami współczynnika wnikania ciepła woda – płytki w szczelinach zasobnika w pobliżu wlotu do tych szczelin (efekt odcinka rozbiegowego) oraz rozkładami wydajności źródeł ciepła generowanego w płytkach (rys. 2). Ponadto wylot wody ze szczelin zasobnika jest blokowany częściowo przez powierzchnię czołową zamknięcia (rys.1b) oraz żeberka. To

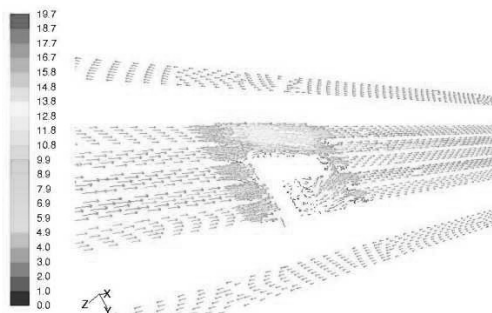
z kolei powoduje pogorszenie w tym rejonie wymiany ciepła. Pole prędkości w płaszczyźnie symetrii w obszarze obejmującym wylot z zasobnika dolnego i wlot do zasobnika górnego pokazano na rys.9. Nie oddaje ono w pełni zjawisk związanych z blokowaniem przepływu na wylocie ze szczelin zasobnika, w szczególności blokowania przepływu przez żeberko ulokowane pod płaszczyzną symetrii (rys. 4.). Powoduje to wyraźne zwiększenie temperatur w lewych zewnętrznych płytkach (rys. 8.) w górnej części zasobników, szczególnie widoczne w zasobniku dolnym oraz brak symetrii rozkładu temperatury w zasobnikach. Powyższe hipotezy dotyczące wpływu zaburzeń przepływu wody u wylotów ze szczelin na rozkłady temperatury w płytkach potwierdzają wyniki obliczeń wykonanych dla modelu uproszczonego pręta molibdenowego, po usunięciu z modelu główki i żeberek zakłócających przepływ. Uzyskane w tym przypadku rozkłady temperatury w płaszczyznach prostopadłych do zasobników pokazano na rys. 10 i, jak widać, wykazują one symetrię. Temperatura maksymalna w modelu uproszczonym uległa obniżeniu z 415.2 K do 406.7 K.



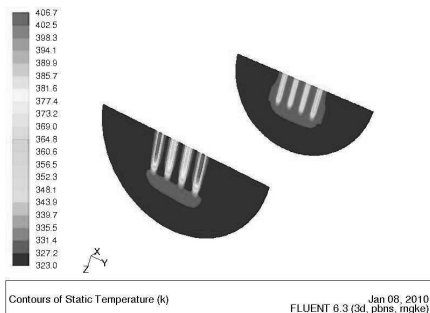
Rys. 7. Rozkład temperatury w płaszczyźnie symetrii w obszarze zasobników oraz zaznaczone płaszczyzny  $x=-0.05$  oraz  $x=0.05$ m



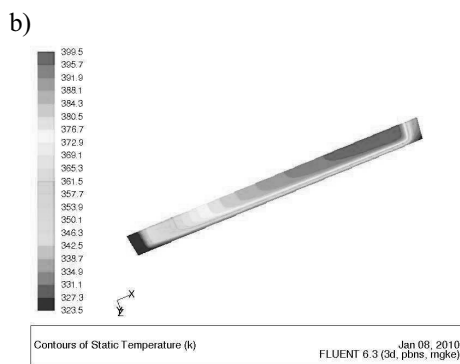
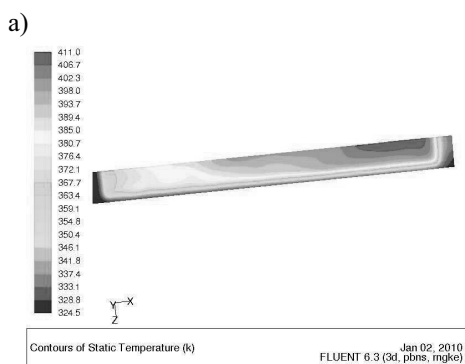
Rys. 8. Rozkład temperatury w płaszczyznach  $x=-0.05$  oraz  $x=0.05$ m



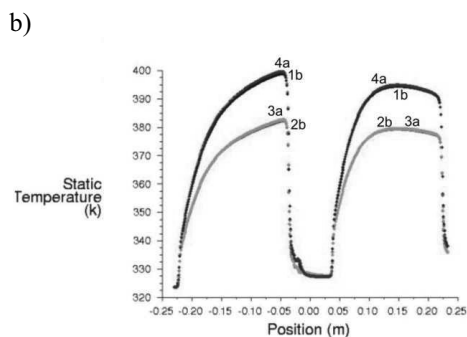
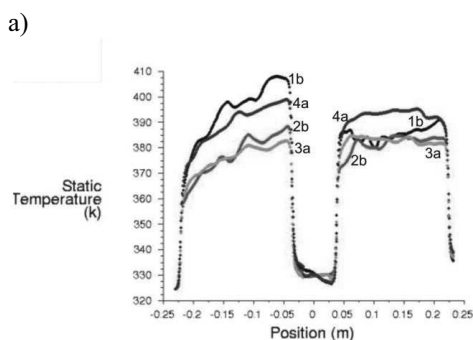
Rys. 9. Prędkości w płaszczyźnie symetrii  
- pełny model



Rys. 10. Rozkłady temperatury w  
płaszczyznach  $x=-0.05$  oraz  $x=0.05m$   
- model bez „żeberek” i główki



Rys. 11. Rozkłady temperatury na powierzchniach koszulki z temperaturami maksymalnymi;  
a) model właściwy, b) model bez „żeberek” i główki



Rys. 12. Przebiegi temperatury wzdłuż krawędzi powierzchni przecięcia wewnętrznych  
koszulek płytek paliwowych w zasobniku dolnym i górnym z płaszczyzną symetrii;  
płytki są numerowane od lewej do prawej (rys. 8);  
a) model właściwy, b) model bez „żeberek” i główki

Na rys. 11. przedstawiono rozkłady temperatury na powierzchniach zewnętrznych koszulek płytek o najwyższych temperaturach otrzymane dla przypadku stosowania pełnego modelu i modelu uproszczonego – bez główki i żeberek. Maksymalne wartości temperatury na skalach dotyczą tych powierzchni. Temperatura maksymalna koszulek jest w obu

przypadkach jedynie o kilka K mniejsza niż maksymalna temperatura w całym modelu występująca w środku paliwa i wynosi ona w przypadku modelu pełnego 411 K (137.7 °C). Płytki uranowe są bowiem bardzo dobrym przewodnikiem ciepła, a ponadto są one bardzo cienkie (1.5 mm). Na rys. 12 zamieszczono wykresy temperatury wzdłuż krawędzi przecięcia płaszczyzny symetrii i zewnętrznej powierzchni koszulek dla obu ww. przypadków. Płytki numerowane są od lewej do prawej (rys. 10), literką „a” oznaczono lewą stronę płytek, zaś „b” ich stronę prawą. W przypadku modelu pełnego zarówno rozkłady pokazane na rys. 11a, jak i 12a są nieregularne w przeciwieństwie do modelu uproszczonego – rys. 11b i 12b. Odmienność przebiegów temperatury w płytkach zasobnika dolnego i górnego (rys. 12) można wytłumaczyć różnymi w nich rozkładami gęstości mocy (rys.2) oraz wpływem odcinka rozbiegowego w szczelinach zasobnika na intensywność wymiany w nich ciepła.

#### 4. WNIOSKI

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń rozkładów temperatury w tzw. kanale molibdenowym, służącym w reaktorze MARIA do napromieniania płytek z wysoko wzbogaconego uranu w celu produkcji promieniotwórczego technetu (Tc-99m), który jest powszechnie wykorzystywany w procedurach medycznych. Maksymalna temperatura obliczeniowa powierzchni koszulek płytek uranowych podczas ich napromieniania w reaktorze wynosi 137.7 °C, zaś maksymalna temperatura uranu 141.9 °C. Są to temperatury znacznie niższe od dopuszczalnych, które wynoszą: około 180 °C dla koszulki (temperatura nasylenia wody) oraz 400 °C dla uranu.

#### LITERATURA

1. Pytel K. i in.: Testowe napromienianie płytek uranowych do produkcji <sup>99</sup>Mo w reaktorze MARIA. Konstrukcje. Technologia. Analizy bezpieczeństwa Reaktor – konstrukcja i charakterystyki. Świerk, czerwiec 2004.
2. FLUENT - dokumentacja techniczna.
3. Chung T.J.: Computational Fluid Dynamics, Cambridge University Press, 2002.
4. <http://www.fchart.com/>.

### NUMERICAL ANALYSIS OF THE HEAT TRANSFER IN THE URANIUM PLATES IRRADIATED IN THE NUCLEAR REACTOR

Summary. The paper deals with numerical analysis of the heat transfer in the Reactor MARIA channel which contains special containers with uranium plates instead of a typical reactor fuel. Molybdenium-99 decayed next on technetium-99m is produced in these plates as a result of uranium fission. Radioactive technetium is commonly used over the world in a medical diagnostic. FLUENT-Ansys code was used to calculate the problem in the case when uranium plates are irradiated in the reactor and heat is in these plates generated due to fission.