Nr 58

### Energetyka z.9

1962

#### EDWARD KOSTOWSKI

#### Katedra Energetyki Cieplnej

### NIEREGULOWANY WZROST MOCY REAKTORA NIEJEDNORODNEGO PO SKOKOWEJ ZMIANIE REAKTYWNOŚCI

<u>Streszczenie</u>. Ważnym zagadnieniem w eksploatacji reaktora jest wpływ skokowej reaktywności dodatniej na wzrost jego mocy. Wiadomo bowiem, że wzrost mocy spowodowany skokową zmianą reaktywności powoduje podwyższenie się temperatury w reaktorze. Z wyjątkiem niektórych reaktorów plutonowych, których w niniejszym artykule nie rozważa się, wzrost temperatury działa na reaktywność ujemnie. Wynika stąd, że mamy do czynienia z samoregulacją, która spowoduje ustabilizowanie się reaktora na jakimś nowym, wyższym od początkowego, poziomie mocy. Poniższe rozważania są próbą ujęcia tego zagadnienia.

Ważniejsze oznaczenia

2	
B	· parametr reaktora,
с	ciepło właściwe,
k 👓	współczynnik mnożenia neutronów w układzie nieskończenie rozległym,
k ef	· efektywny współczynnik mnożenia neutronów,
L	długość dyfuzji,
1	· czas życia neutronów,
m <sup>2</sup>	powierzchnia migracji,
P	jednostkowa moc cieplna,
יר	udział obietościowa

(RJ) <sub>ef</sub>	- efektywna całka rezonansowa,
т	- okres reaktora,
t	- CZAS,
v	- objętość,
œ	- współczynnik wnikania ciepła,
β	<ul> <li>współczynnik rozszerzalności objętościo- wej,</li> </ul>
J	- gęstość,
24	- temperatura,
Я	- współczynnik przewodzenia ciepła,
E	- średni logarytmiczny dekrement energii,
Σ,σ	- przekrój czynny (makroskopowy i mikrosko- powy),
Т	- wiek Fermiego,
${\it \Phi}$	- skalarny strumień neutronów termicznych,
kaźniki: o - p w - w	paliwo, m - moderator, k - koszulka, woda, p - para;

Oznaczenia przekrojów czynnych: a - pochłanianie, s - rozproszenie, t - transport.

# 1. Bezpieczna reaktywność (bezpieczny okres reaktora)

Nie każda skokowa zmiana reaktywności musi doprowadzić do awarii reaktora. Jeżeli zmiana ta jest nieznaczna, to moc reaktora rośnie bardzo wolno i niemal bez żadnego opóźnienia w stosunku do wzrostu mocy wzrasta temperatura moderatora, która poprzez temperaturowy współczynnik reaktywności zanuluje początkową reaktywność, przy równoczesnym kilkakrotnym wzroście mocy reaktora w stosunku do mocy początkowej. Taki wzrost mocy nie powinien być groźny, o ile w odpowiednio krótkim czasie obsługa reaktora spowoduje jego zatrzymanie. BONILLA [1] nazywa bezpieczną taką reaktywność, dla której okres jest większy niż czas potrzebny do przekazania od paliwa do chłodziwa ilości ciepła równej pojemności cieplnej paliwa, przy różnicy temperatur pomiędzy środkiem paliwa a chłodziwem równej 1 grd i jeśli mechanizm zatrzymujący

Ws

reaktor (wrzeni lub wsunięcie prętów regulacyjnych) działa odpowiednio szybko. Czas ten dla elementarnej komórki paliwo-koszulka-czynnik chłodzący, przy założeniu równomiernego rozkładu źródeł ciepła w paliwie, wynosi:

dla paliwa płaskiego

$$T = r_{o} \gamma_{o} c_{o} \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta_{k}}{\lambda_{k}} + \frac{r_{o}}{8\lambda_{o}} \right)$$
(1)

lub dla paliwa w kształcie prętów cylindrycznych

$$T = r_{o}^{2} \gamma_{o} c_{o} \left[ \frac{1}{4 \lambda_{o}} + \frac{\ln \frac{r_{o} + \delta_{k}}{r_{o}}}{2 \lambda_{k}} + \frac{1}{2(r_{o} + \delta_{k}) \alpha} \right] (1a)$$

r – połowa grubości paliwa płaskiego lub promień pręta.  $\delta_{1}$  – grubość koszulki.

Ponieważ paliwe i koszulka są bardzo cienkie, a ich współczynniki przewodzenia ciepła duże, bezpieczna reaktywność zależy głównie od współczynnika wnikania ciepła między prętem paliwowym a chłodziwem. Dla dużych wartości  $\alpha$  czas ten może być nały, a bezpieczna reaktywność stosunkowo duża.

### 1.1. Zwiazek miedzy reaktywnością g a okresem T.

Im większa jest reaktywność, tym okres reaktora jest krótszy. W równaniach kinetyki powszechnie stosuje się odwrotność okresu  $\omega$ , dzięki czemu otrzymuje się zależność:

$$g = \frac{1\omega}{k_{ef}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i}$$
(2)

 $\beta_{i}$  = udział względny i-tej grupy neutronów opóźnionych,  $\lambda_{i}$  = średni czas życia i-tej grupy neutronów opóźnionych,

n - ilość grup neutronów opóźnionych.

Dla jednej uśrednionej grupy neutronów opóźnionych, po uwzględnieniu, że k = 1, otrzymuje się

$$\varrho \cong 1 \omega + \frac{\omega \beta}{\omega + \lambda}$$
(2a)

Zależność 2 przedstawiono na rys.1. dla różnych czasów życia neutronu 1. Czas ten waha się od około 10<sup>-5</sup> sec w reak-

torach z paliwem silnie wzbogaconym i moderatorem H<sub>2</sub>O do ok. 10<sup>-3</sup> sec w reaktorach na uran naturalny z moderatorem D<sub>2</sub>O. Wpływ czasu życia neutronu uwidacznia się szczególnie dla reaktywnośści przekraczających O,0075, a więc wtedy, gdy reaktor bezpośrednio po zadziałaniu reaktywności staje się nadkrytyczny.

Dla celów obliczeń wygodnie jest posługiwać się wykresem  $\varrho$ , lg  $\omega$  gdyż pozwala on na dość dokładne od-

czytywanie poszczególnych wartości.

Rys.1. Zależność reaktywności od

odwrotności stałego okresu reak-

neutronów

tora dla różnych czasów życia

# 2. Temperaturowy współczynnik reaktywności

Wzrost temperatury powoduje zmianę właściwości fizycznych materiałów, z których zbudowany jest reaktor. Wpływ temperatury przejawia się głównie przez:

- a) zmianę przekrojów czynnych z temperaturą (prawo 1/v),
- b) zmianę gęstości,
- c) zmianę wymiarów reaktora (zmiana B<sup>2</sup>),
- d) efekt Dopplera (rozszerzenie się obszaru rezonansu) w U<sup>238</sup>



Ponieważ reaktywnością nazywamy stosunek  $\frac{k_{ef} - 1}{k}$ , przeto w zależności od przyjętego równania krytycznego otrzymuje się różne wzory. Dla metody dwugrupowej:

$$c_{\text{ef}} = \frac{k_{\infty}}{1 + B^2 M^2}$$
 (3)

w związku z czym otrzymuje się: a) człon spowodowany zmianą przekrojów czynnych

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial v}\right) \gamma_{,B}^{2} = -\frac{B^{2}}{k_{\infty} \cdot T_{o}} \left[ -\left(\frac{1}{3 \ell_{s} \Sigma_{s} \Sigma_{t}}\right) + \left(x + \frac{1}{2}\right) L_{o}^{2} \right]$$
(4)

w którym

x = 0,1; T<sub>o</sub> - temperatura neutronów w <sup>O</sup>K, b) człon powstały na skutek zmiany gęstości i wymiarów

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t^{5}}\right)_{0} = -\frac{4 \left(k_{\infty} - 1\right)}{k_{\infty}} \beta \qquad (5)$$

Jeżeli przyjmie się równanie krytyczne dla moderatora wodorowego:

$$k_{ef} = \frac{k_{\infty} \operatorname{arctg} (B \sqrt{3\tau_o})}{B \sqrt{3\tau_o} (1 + B^2 L^2)}$$
(6)

wzory są znacznie bardziej skomplikowane i mają postać:

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial T^{h}}\right)_{T,B}^{2} = -\frac{1}{T_{o}} \left(\frac{\frac{1}{2}L_{o}^{2}B^{2}\sqrt{3T_{o}} - \frac{B}{2}\left(\frac{1}{E\sum_{s}\sum_{t}}\right)(1+L_{o}^{2}B^{2})(3T_{o})^{-\frac{1}{2}}}{k_{\infty} \cdot \operatorname{arctg}(B\sqrt{3T_{o}})} + \right)$$

$$+\frac{k_{\omega}\frac{B^{2}}{2}\left(\frac{1}{E_{\Sigma}\Sigma_{s}\Sigma_{t}}\right)\left(1+L_{o}^{2}B^{2}\right)}{\left[k_{\omega}\operatorname{arctg}(B\sqrt{3T_{o}})\right]^{2}\left(1+3T_{o}\cdot B^{2}\right)}\right\}$$
(7)

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial v^{5}}\right)_{\sigma} = \frac{2\beta}{3} \left(\frac{-B\sqrt{3T}}{k_{\infty}} \left(1+3B^{2}L_{0}^{2}\right) + \frac{2\beta}{k_{\infty}} \left(1+3B^{2}L_{0}^{2}\right)\right) + \frac{2\beta}{k_{\infty}} \left(1+3B^{2}L_{0}^{2}\right) + \frac{\beta}{3} \left(1+3B^{2}L_{0}^{2}\right) + \frac$$

$$+\frac{k_{\infty} B^{2} 3 \tau_{0} (1 + B^{2} L_{0}^{2})}{[k_{\infty} \operatorname{arctg} (B \sqrt{3 \tau_{0}})]^{2} (1 + B^{2} 3 \tau_{0})} \right\}$$
(8)

We wzorach (5) i (8) przyjęto zmianę parametru  $B^2$  tak jak dla kuli.

Całkowity temperaturowy współczynnik reaktywności jest sumą tych dwóch składowych. Efekt Dopplera uwzględnia się przez zmianę współczynnika A w całce rezonansowej

$$(RI)_{ef} = A(1 + b \frac{S}{M})$$
 (9)

która w zależności od paliwa wynosi:

$$\frac{1}{\Lambda} \left( \frac{\partial}{\partial v} \right) \cong (1 \div 1, 3) \cdot 10^{-4} \text{ grd}^{-1}$$

Efekt ten należy uwzględniać tylko wtedy, gdy wzrost temperatury paliwa i moderatora nie jest równomierny. Przypadek taki zachodzi właśnie przy niekontrolowanym wzroście mocy.

## 3. <u>Rozkład temperatur w komórce</u> przy wykładniczym wzroście strumienia

Wzrost strumienia neutronów i związany z nim wzrost mocy cieplnej pociąga za sobą wzrost temperatury w reaktorze. W zależności od okresu T wzrost ten w poszczególnych miejscach jest bardziej lub mniej równomierny. Dla okresów dużych (T > 15 sec) wzrost temperatury paliwa, koszulki i moderatora jest dość równomierny, natomiast dla okresów krótszych gwałtownie wzrasta temperatura metalu (paliwa i koszulki), podczas gdy średnia temperatura moderatora (wody) niemal się nie zmienia. W pierwszym przypadku temperaturowy współczynnik reaktywności powoduje stały spadek szybkości wzrostu mocy, natomiast w drugim dopiero wrzenie na powierzchni pręta paliwowego w sposób istotny zmienia początkową reaktywność.

Równania wyjściowe dla elementów paliwowych składających się z paliwa, kosziki i moderatora, przy założeniu, że czynnik chłodzący jest nieruchomy, a wymiana ciepła odbywa się tylko przez przewodzenie, mają postać:

$$\lambda_{0} \nabla^{2} v^{n} + \frac{\partial}{\partial t} a = \gamma_{0} c_{0} \frac{\partial v^{n}}{\partial t} \quad \text{obszar 1 - paliwo}$$

$$\lambda_{0} \nabla^{2} v^{n} = \gamma c \frac{\partial v^{n}}{\partial t} \quad \text{obszar 2 i 3-koszulka i moderato}$$

Rozwiązanie tego układu równań podaje [2] dla następujących warunków brzegowych i początkowych:

$$\frac{\partial l^{4} l}{\partial x}(0,t) = 0 \qquad \frac{\partial l^{3} l}{\partial x}(c,t) = 0, \quad q = q_{0}e^{\omega t}$$

$$l^{4}(x,0) = 0^{\circ}C$$

$$\frac{\partial l^{4} l}{\partial x}$$

 $v^{n}(\mathbf{x},t)$  oraz  $-\lambda \frac{\partial v^{n}}{\partial \mathbf{x}}(\mathbf{x},t)$  ciągłe na granicach powierzchni.

Cytowane rozwiązanie ma postać następującą:

$$\Delta v_{i}(\mathbf{x},t) = A_{i}(\omega,\mathbf{x}) e^{\omega t} + B_{i}(\omega,\mathbf{x}) +$$

+ 
$$\sum_{j=1}^{\infty} c_{j}(\omega, x, \lambda_{j}) \cdot e^{2j^{t}}$$
 (10)

A. = wartości własne wynikłe z warunków brzegowych.

Wyraz trzeci szybko zanika, a drugi jest stały dla danego  $\omega$ , w związku z czym można oba te wyrazy po kilku okrasach pominąć, Otrzymuje się wtedy rozwiązanie asymptotyczne, które przedstawiono na rys.2. Z wykresu widać wy-



Rys.2. Asymptotyczny rozkład temperatur w komórce dla różnych reaktywności

raźnie, że temperatura paliwa i koszulki rośnie znacznie szybciej niż średnia temperatura czynnika chłodzącego (moderatora). Szczególnie wyraźnie wystepuje to przy dużych reaktywa ściach. Może sie więc zdarzyć, że w czasie rozbiegania się reaktora, temperatura na powierzchni płytki paliwowej przekroczy temperature nasycenia i wystąpi na niej wrzenie, które poprzez efekt parowy może zahamować reaktor. Zjawisko to jest o tyle skomplikowane, że chłodziwo poza reaktorem wrzącym, ma temperaturę niższą od temperatury nasycenia. Wrzenie zatem wystepuje tylko w cienkiej warstwie przyściennej. a pęcherzyki pary po oderwaniu się od koszulki i przejściu do

cieczy szybko nikną. Proces ten nie jest dotychczas jeszcze dokładnie zbadany i dlatego wiadomości o nim są bardzo skąpe. BONILLA [1] podaje, że np. jeżeli średnia temperatura wody, przepływającej przez kanał z prędkością 3 m/sec, jest niższa od temperatury nasycenia o 86 grd, to maksymalna średnica pęcherzyka pary wynosiła 0,025 mm, a jego czas istnienia 2 . 10<sup>-4</sup> sec. Ogólne zależności pomiędzy tymi wielkościami nie są dotychczas znane i wymagają gruntownych badań.

#### 4. Wpływ pary na reaktywność

Parę, w porównaniu z wodą, można uważać za próżnię, a jej wpływ przejawia się następująco:

a) wyparcie moderatora (wody), zwiększa  $L^2$  i T, a tym samym powiększa ucieczkę neutronów z reaktora,

b) przez zmniejszenie pochłaniania w moderatorze rośnie wykorzystanie termiczne,

c) z powodu wyparcia moderatora maleje prawdopodobieństwo uniknięcia wychwytu rezonansowego.

Współczynnik mnożenia k $_{\infty}$  można w przybliżeniu uważać za stały. Jeżeli skorzysta się z przybliżenia dwugrupowego (równanie 3) to otrzymuje się:

$$\Delta \varrho = \frac{\Delta \eta}{\eta} + \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta p}{p} - \frac{B^2 \Delta M^2}{k_{\infty}}$$
(11)

Pod wpływem pary pierwszy wyraz nie zmienia się, a drugi zmienia się nieznacznie, tak że równanie to upraszcza się do postaci:

$$\Delta \varrho = \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta p}{p} - \frac{B^2 \Delta M^2}{k_{\infty}}$$
(11a)

W rozpatrywanej komórce 3-warstwowej, moderatorem w istocie są koszulka i czynnik chłodzący (woda), a z powstaniem pęcherzyków pary zmienia się tylko objętość wody podług relacji:

 $v'_{w} = v_{w} (1 - r_{p})$  (12)

gdzie V stanowi zmienioną objętość wody, natomiast V<sub>w</sub> r jest objętością pary, którą można traktować jak próżnię. <sup>P</sup>onieważ jednak woda w decydującym stopniu wpływa na moderację, to niewielka ilość pary znacznie zmienia właściwości moderatora, a tym samym powoduje duże zmiany reaktywności.

### 4.1. Zmiana wykorzystania ter icznego f

Wykorzystanie termiczne f przedstawia się dla komórki niejednorodnej zależnością:

$$\frac{1}{f} = E + \frac{V_m \Sigma_{am}}{V_o \Sigma_{ao}} F$$
(13)

Równanie to wygodnie jest rozpisać w postaci

$$\frac{1}{f} = E + \frac{V_{AL,m} \Sigma_{a,AL}}{V_{o} \Sigma_{a,o}} F + \frac{V_{w} \Sigma_{a,w}}{V_{o} \Sigma_{a,o}} F$$
(13a)

Kładąc E +  $\frac{V_{AL,m} \Sigma_{a,AL}}{V_0 \Sigma_{a,0}}$  F = A oraz  $\frac{V_w \Sigma_{a,w}}{V_0 \Sigma_{a,0}}$  F = C,

po uwzględnieniu równania (12) otrzymuje się

$$\frac{1}{f} = A + C(1 - r_p)$$
 (13b)

Ponieważ  $4r_p = r_p$ , to interesujący nas przyrost względny wynosi w przybliżeniu

$$\frac{\Delta f}{f} \cong \frac{C}{A+C} r_p$$
(14)

# 4.2. Zmiana prawdopodobieństwa unikniecia wychwytu rezonansowego p

Prawdopodobieństwo to wyraża się zależnością

$$p = \exp\left[-\frac{N_{U8}V_{o}\phi_{o}(RJ)_{ef}}{\xi\Sigma_{s,m}\cdot V_{m}\cdot \phi_{m}}\right]$$
(15)

jeżeli podstawi się:

$$K = N_{US}(RJ)_{ef} \frac{V_o \phi_o}{V_m \phi_m}$$

 $(N_{U8} - ilość atomów U^{238}$  zawartych w 1 cm<sup>3</sup> paliwa)

oraz

$$\mathbf{x} = \xi_{w} \Sigma_{s,w} \mathbf{r}_{w} (1 - \mathbf{r}_{p}) + \xi_{AL} \Sigma_{s,AL} \mathbf{r}_{AL}$$

(podług ostatniej zależności  $\exists x = - \mathcal{E}_w \Sigma_{s,w} r_w r_p$ ), to równa= nie (15)upraszcza się do postaci

$$p = \exp\left(-\frac{K}{x}\right) \tag{15a}$$

natomiast względna zmiana p wyniesie

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{K}{x_0^2} \Delta x \qquad (16)$$

 $x_{o}$  - wartość x dla  $r_{p} = 0$ 

## 4.3. Zmiana powierzchni migracji

Zmiana ta jest bardzo skomplikowana i trudno wyprowadzić ogólny związek. Należy więc wyliczać ją z zależności podstawowej:

$$\Delta M^2 = M^2 (r_p) - M^2$$
 (17)

Wielkości składowe powierzchni migracji (L<sup>2</sup> i  $\tau$ ) należy wy-liczać następująco:

kwadrat długości dyfuzji

$$L^{2}(r_{p}) = f(r_{p})L_{0}^{2} + \left[1 - f(r_{p})\right]L_{m}^{2}(r_{p})$$
(18)

gdzie:

$$\mathbf{L}_{\mathrm{m}}^{2}(\mathbf{r}_{\mathrm{p}}) = \left\{ 3 \left[ \Sigma_{\mathrm{a},\mathrm{w}} \mathbf{r}_{\mathrm{w}} (1 - \mathbf{r}_{\mathrm{p}}) + \Sigma_{\mathrm{a},\mathrm{Al}} \mathbf{r}_{\mathrm{Al}} \right] \cdot \left[ \Sigma_{\mathrm{tr},\mathrm{w}} \mathbf{r}_{\mathrm{w}} (1 - \mathbf{r}_{\mathrm{p}}) + \Sigma_{\mathrm{tr},\mathrm{Al}} \mathbf{r}_{\mathrm{Al}} \right] \right\}^{-1} (19)$$

natomiast wiek Fermiego

$$\tau(\mathbf{r}_{p}) = \frac{\tau_{w}}{r_{w}(1-r_{p})} \left\{ \left[ 1 + \alpha \frac{r_{Al}}{r_{w}(1-r_{p})} \right] \left[ 1 + \beta \frac{r_{Al}}{r_{w}(1-r_{p})} \right] \right\}^{-1}$$
(20)

We wzorze Deutscha (20) oznaczono:

$$\alpha = \frac{\xi_{Al} \Sigma_{sAl}}{\xi_{w} \Sigma_{s,w}}, \qquad \beta = \frac{\Sigma_{tr.Al}}{\Sigma_{tr,w}}$$

Nieregulowany wzrost mocy reaktora ...

# 4.4. Obliczenie współczynnika parowego reaktywności dla komórki przedstawionej na rys.2

Jest to komórka pręta paliwowego typu MTR. Do obliczeń przyjęto wymiary jak na rysunku, odstęp między płytkami 10 mm, a udziały wagowe Al i U<sub>3</sub>0<sub>8</sub> w paliwie wynosiły po 50%.

	We	zniejs	sze dane jądrowe	tej komórki	są następujące:	
в2	32	9,2 .	$10^{-3}$ cm <sup>-2</sup>	$k_{\infty} =$	1,514	
r5	-	11,05	cm <sup>2</sup>	$\mathbf{p} = 0$	9778	
T	ctara main	45,36	cm <sup>2</sup>	f = 0	,733	
$M^2$		1 <sup>2</sup> +	$T = 56,41 \text{ cm}^2$	l = 7	4 . 10 <sup>-5</sup> sec.	

Dla komorki tej obliczono parowy współczynnik reaktywności podług wzoru (11a), korzystając z zależności (14) i (16 \* \* 20).

Aby uwidocznić wpływ poszczególnych członów na reaktywność podano zmianę każdego z nich osobno. Wyniki obliczeń zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1

ľ*p	$\frac{4p}{p_0} \cdot 10^3$	$\frac{\Delta f}{f_0} \cdot 10^3$	$\frac{\mathbf{B}^2 \mathbf{\Delta} \mathbf{M}^2}{\mathbf{k}_{\infty}} \cdot 10^3$	∆ ų • 10 <sup>3</sup>
0	0	0	0	0
0,01	-0,2	2,0	3,4	-1,6
0,02	-0,5	4,1	6,8	-3,2
0,03	-0,7	6,1	10,2	-4,8
0,04	-0,9	8,2	13,8	-6,5
0,05	-1,1	10,2	17,5	-8,4
0,06	-1,3	12,2	21,2	-10,3
0,07	-1,6	14,3	25,0	-12,3
0,08	-1,8	16,3	28,9	-14,4
0,09	-2,0	18,4	32,9	-16,5
0,10	-2,3	20,4	36,8	-18,7
0,15	-3,4	30,6	58,1	-30,9

Parowy współczynnik reaktywności dla komórki

Obliczenia wykazują, że największe znaczenie ma zwiększenie się ucieczki neutronów z układu. Wynika z nich też, że 5,8% objętości pary niweluje działanie reaktywności  $\psi = 0,01$ . Wyniki obliczeń wykazują dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi podawanymi przez [1].

## 5. Zmiana mocy reaktora po zadziałaniu skokowej reaktywności.

Po zadziałaniu skokowej reaktywności strumień neutronów i moc reaktora zaczną rosnąć wykładniczo z okresem T. Pociągnie to za sobą wzrost temperatury w reaktorze, w związku z tym pojawią się efekty ujemne omówione poprzednio. W zależności od tego jak duża była początkowa reaktywność, będzie sie kształtował przyrost temperatury w metalu i w wodzie: dla dużej reaktywności rastąpi gwałtowny wzrost temperatury metalu (paliwa i koszulki ) przy niemal nie zmiennej temperaturze wody. natomiast dla mniejszych reaktywności wzrost ten bedzie bardziej równomierny. W pierwszym przypadku temperaturowy współczynnik reaktywności nie ujawni się od razu, ponieważ temperatura moderatora i od niej zależna temperatura neutronów nie rosną natychmiast, a pierwszym ważnym efektem hamującym wzrost mocy będzie przekroczenie przez metal temperatury nasycenia wody i pojawienie się na powierzchni koszulki pecherzyków pary.

W drugim przypadku. przy równomiernym wzroście temperatury, moc reaktora rośnie znacznie wolniej, ponieważ wzrost temperatury obniża stale w sposób wyraźny reaktywność.

Taką niekontrolowaną zmianę mocy przeanalizowano dla reaktora doświadczalenego Helena<sup>#</sup>, o mocy cieplnej 100 k średnim strumieniu neutronów termicznych i komórce elementarnej podanej poprzednio. Temperaturowy współczynnik reaktywności przyjęto podług wzorów (7) i 8)

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} = -19,1 \cdot 10^{-5} \text{ grd}^{-1}$$

(metoda dwugrupowa dawała wynik ok. 50% wyższy). Podług wzoru (1) otrzymano okres krytyczny T = 4,71 sec, któremu odpowiada reaktywność  $\ell = 0,0055$ . Do analizy przyjęto  $\ell = 0,01$  oraz  $\ell = 0,005$ . Obliczenia przeprowadzono

"Projekt dyplomowy.

metodą przybliżoną; przyjmowano reaktywność początkowa i okres czasu tak mały, aby jej zmiana była nieznaczna (w granicach kilku %). Wyniki końcowe reaktywności, mocy cieplnej i temperatury przyjmowano jako początkowe dla następnego odcinka czasu. Przyrosty temperatur nakładano na siebie. Dla reaktywności Q = 0,01 przyjęto dodatkowo, że jest ona niezmienna do chwili, w której zaczyna się wrzenie wody na powierzchni metalu, ponieważ wpływ wzrostu temperatury moderatora na reaktywność do tego momentu był znikomy. Założenia takie są pesymizujące, ponieważ w rzeczywistości następuje stały spadek reaktywności. Przyjęto także, że zmiana strumienia neutronów i mocy cieplnej zachodzi według zależności q = q  $e^{\omega t}$ , gdzie  $\omega$  jest odwrotnością stałego okresu reaktora. Założenie to obniża rzeczywisty wzrost mecy i strumienia.

Zahamowanie wzrostu strumienia neutronów i mocy cieplnej nastąpi oczywiście wówczas, gdy ujemne efekty reaktywności (temperaturowy, parowy) zanulują początkową reaktywność. Dalszy wzrost temperatury, spowodowany opóźnieniem w stosunku do wzrostu strumienia neutronów, spowoduje zmianę znaku reaktywności na ujemny i w efekcie spadek strumienia neutronów i mocy cieplnej. Wynika stąd, że poziom osiągnięty przez strumień neutronów i moc cieplną bezpośrednio po zadziałaniu skokowej reaktywności będzie najwyższym osiągniętym w reaktorze.

Obliczenia wykonane przy tych założeniach dały następujące wyniki:

- Dla . = 0,01 już po 0,23 sec moc cieplna wzrośnie ok. 3000 razy w stosunku do mocy początkowej i dopiero na tym poziomie mocy reaktor sam się zatrzyma. Przy tej mocy gwałtownie wyparuje moderator, oo pociągnie za sobą zniszczenie reaktora.
- 2. Dla θ = 0,005 wzrost mocy jest znacznie łagodniejszy. Po ok. 25 sec wzrośnie ona ok. 15 razy, a następnie zacznie maleć. Taki wzrost mocy, o ile będzie krótkotrwały, nie powinien pociągnąć za sobą poważniejszych awarii.

Z obliczeń wynika, że można w przybliżeniu przyjmować za reaktywność bezpięczną wartość wyliczoną podług wzorów (1) i (2). Uwzględniając efekty wymienione w artykule można dla danej reaktywności oszacować rząd mocy, jaką osiągnie reaktor, po zahamowaniu się i określić czy jest ona bezpieczna czy też nie. Dane te są więc pomocne do przyjmowania nadwyżki reaktywności dopuszczalnej dla danego reaktora i do ustalenia działania urządzeń zabezpieczających.

Na zakończenie autor pragnie wyrazić podziękowanie dr inż. C.Dąbrowskiemu za cenne uwagi przy opracowywaniu tematu.

Praca wpłynęła do redakcji 12.II.1962 r.

#### LITERATURA

- 1 Ch. Bonilla Nuclear Engineering Mc Graw Hill, New York, 1957.
- 2 Reactor Handbook Engineering United States of America, Geneva, 1955.

# НЕРЕГУЛИРОВАННЫЙ ВОЗРАСТ МОЩНОСТИ ЯДЕРНОГО ГЕТЕРОГЕННОГО РЕАКТОРА ПОСЛЕ ВНЕЗАПНОГО ИЗМЕНЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ

## Резюме

В работе было проанализировано изменение тепловой мощности и потока нейтронов после внезапного изменения реактивности, с учетом неравномерного возраста температуры горючего и замедлителя (теплоносителя). Приведены уравнения для расчета парового фактора реактивности. Пользуясь этими данными можно определить безопасную реактивность и уровень мощности, на котором ядерный реактор остановится после внезапного возраста реактивности.

### NON-REGULATED HETEROGENEOUS REACTOR RUNAWAY AFTER THE STROKE CHANGE OF REACTIVITY

#### Summary

The paper contains the analysis of the change of heat power and neutron flux after the stroke change of reactivity, with consideration of unequal growth of the temperature of fuel and the moderator (coolant). The formulas for calculation of vapour factor of reactivity are given. These data can be used for determination of the safety reactivity and for the estimation of the rank of power, that the reactor attains while stoping after the stroke growth of reactivity.