

NAPRĘŻENIA CIEPLNE POWODOWANE NIEJEDNORODNYM ROZKŁADEM TEMPERATURY NA POWIERZCHNI PŁASZCZA REAKTORA POWŁOKOWEGO

WIESŁAW KRZYŚ i ALEKSANDER MUC (KRAKÓW)

Przedstawiono analizę efektów lokalnego ogrzania sprężystej powłoki cylindrycznej na rozkłady naprężeń oraz uplastycznienie powłoki przy równoczesnym działaniu ciśnienia wewnętrznego. Zagadnienie to rozwiązano numerycznie stosując metodę elementów skończonych stowarzyszoną z rozwinięciem Fouriera poszukiwanych wielkości wzdłuż zmiennej obwodowej. W rozważaniach zastosowano pięcioparametrową teorię powłok (trzy przemieszczenia i dwa kąty obrotu normalnej do powierzchni środkowej), która zmniejsza rząd układu równań różniczkowych i upraszcza analizę numeryczną.

1. WSTĘP

Procesy technologiczne zachodzące w reaktorach chemicznych powodują powstawanie różnorodnych rozkładów temperatury zarówno wzdłuż długości zbiornika jak i na jego obwodzie. Wpływ zmian temperatury na rozkład naprężeń w reaktorze nie jest na ogół uwzględniany w obliczeniach grubości ścianek zbiornika. Z drugiej strony wiadomo (np. [5]), że jedynie liniowe zmiany rozkładów temperatury (w układzie kartezjańskim) wywołują stany beznaprężeniowe. Z tego też powodu celem niniejszego opracowania jest analiza wpływu zmienności rozkładu temperatury na stan naprężeń w powłoce. Przedstawiony zostanie także sposób analizy numerycznej tych zagadnień, niemożliwe bowiem jest rozwiązanie analityczne tego problemu w formie zamkniętej dla dowolnych rozkładów temperatury. Należy dodatkowo podkreślić, iż konieczne jest tutaj stosowanie teorii zgięciowej powłok. Jest to widoczne w analizie rozwiązań otrzymanych na podstawie teorii błonowej (por. np. [2]). Przegląd wielu podstawowych rozwiązań zadań termo-sprężystości dla powłok znajduje się np. w pracach [1, 4 i 6].

Przedmiotem naszych rozważań będzie walcowa część reaktora. Będziemy ją dalej traktowali jako cienką powłokę sprężystą. Ponieważ zastosujemy tutaj podejście geometrycznie liniowe, przeto zadanie można zawęzić do badania wpływów temperatury na rozkład naprężeń w powłoce cylindrycznej. Inne rodzaje obciążeń (jak ciężar własny, jednorodne obciążenie ciśnieniem,

obciążenia punktowe itp.) można zatem uwzględnić w obliczeniach rozkładów naprężeń przez superpozycję z poprzednimi wynikami.

2. UKŁAD RÓWNAŃ PODSTAWOWYCH

W celu określenia rozkładów naprężeń w zbiorniku zastosowano pięcioparametrową teorię powłok uwzględniającą ścinanie (model Timoszenki). Teoria ta pozwala otrzymać dokładniejsze wyniki niż teoria trójparametrowa dla obciążeń skokowych lub szybkozmiennych, a ponadto jest dogodniejsza do analizy numerycznej ze względu na niższy rząd równań różniczkowych tylko rzędu drugiego. Składowe tensora odkształcenia wyrażają się następującymi wzorami:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, & \varepsilon_\varphi &= \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{w}{R}, & \varepsilon_{x\varphi} &= \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial x}, \\ \varkappa_x &= \frac{\partial \gamma_1}{\partial x}, & \varkappa_\varphi &= \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_2}{\partial \varphi}, & \varkappa_{x\varphi} &= \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_1}{\partial \varphi} + \frac{\partial \gamma_2}{\partial x}, \\ \varepsilon_{x3} &= \gamma_1 + \frac{\partial w}{\partial x}, & \varepsilon_{\varphi 3} &= \gamma_2 + \frac{1}{R} \left(\frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{v}{R} \right), \end{aligned}$$

gdzie x i φ są współrzędnymi w kierunku stycznym i obwodowym. R określa promień powłoki, u , v , w zaś oznaczają przemieszczenia w kierunku odpowiednio x , φ i normalnym do powierzchni środkowej. Wielkości γ_1 i γ_2 oznaczają kąty obrotu normalnej do powierzchni środkowej powłoki odpowiednio w kierunku x i φ . Siły wewnętrzne, w których uwzględnia się dodatkowo odkształcenia termiczne wywołane zmianą temperatury ΔT , wyrażają się wzorami następującymi:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} N_x &= \frac{hE}{1-\nu^2} [\varepsilon_x + \nu\varepsilon_\varphi - (1+\nu)\alpha\Delta T], \\ N_\varphi &= \frac{hE}{1-\nu^2} [\varepsilon_\varphi + \nu\varepsilon_x - (1+\nu)\alpha\Delta T], \\ N_{x\varphi} &= \frac{hE}{2(1-\nu)} \varepsilon_{x\varphi}, \quad Q_{x3} = \frac{5}{6} \frac{hE}{2(1+\nu)} \varepsilon_{x3}, \quad Q_{\varphi 3} = \frac{5}{6} \frac{hE}{2(1+\nu)} \varepsilon_{\varphi 3}, \\ M_x &= \frac{h^3 E}{12(1-\nu^2)} (\varkappa_x + \nu\varkappa_\varphi), \quad M_\varphi = \frac{h^3 E}{12(1-\nu^2)} (\varkappa_\varphi + \nu\varkappa_x), \\ M_{x\varphi} &= \frac{h^3 E}{24(1+\nu)} \varkappa_{x\varphi}, \end{aligned}$$

gdzie α oznacza współczynnik rozszerzalności termicznej, ν współczynnik Poissona, E moduł Younga oraz h grubość powłoki. W pracy nie została uwzględniona zmiana rozkładu temperatury wzdłuż grubości h . Związki pomiędzy naprężeniami i siłami wewnętrznymi są opisane za pomocą następujących wzorów:

$$(2.3) \quad \sigma_{ii} = \frac{N_{ii}}{h} - \frac{12M_{ii}z}{h^3}, \quad \sigma_{i3} = \frac{3}{2} \frac{Q_{i3}}{h}, \quad \sigma_{33} = 0,$$

$$i = x \quad \text{lub} \quad \varphi.$$

Rozwiązanie problemu sprowadza się do określenia rozkładu naprężeń (2.3) dla danego rozkładu temperatury ΔT .

3. ANALIZA NUMERYCZNA PROBLEMU

Jak już podkreślono poprzednio, do wyznaczenia rozkładów naprężenia dla dowolnych pól temperatury konieczna jest analiza numeryczna; zastosowano tutaj metodę elementów skończonych. Zauważono [3 i 7], że w zagadnieniach dotyczących powłok obrotowo-symetrycznych wygodniejsze do analizy numerycznej jest uproszczenie zadania przez rozwijanie wielkości kinematycznych jak i obciążeń (tutaj temperatury ΔT) w szeregi Fouriera względem zmiennej obwodowej φ . Podejście to zastosowano w celu rozwiązania tego problemu. Dodatkowo założono symetrię zagadnienia względem płaszczyzn $\varphi = 0$ i $\varphi = \pi$. Ograniczenie to spowodowane jest tym, iż w większości przypadków praktycznych mamy właśnie do czynienia z symetrią płaszczyznową. Dla tego przypadku przyjęto następującą postać rozwinięć:

$$(3.1) \quad \begin{aligned} u(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} u^m(x) \cos m\varphi, & v(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} v^m(x) \sin m\varphi, \\ w(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} w^m(x) \cos m\varphi, & \gamma_1(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_1^m(x) \cos m\varphi, \\ \gamma_2(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_2^m(x) \sin m\varphi, & \Delta T(x, \varphi) &= \sum_{m=0}^{\infty} \Delta T^m(x) \cos m\varphi. \end{aligned}$$

Proponowany schemat rozwiązania daje na ogół wystarczająco dokładne wyniki ze względów praktycznych, a równocześnie redukuje przyjmowany element powłokowy dwuwymiarowy do elementu prostoliniowego (wzdłuż osi x). W niniejszej pracy zastosowano elementy liniowe z czterema punktami węzłowymi (rys. 1). Każdy z węzłów elementu przedstawionego powyżej ma pięć stopni swobody, tzn. przemieszczenia u , v , w oraz kąty obrotu γ_1 , γ_2 :



Rys. 1. Element prostoliniowy

Wspomniane wielkości tworzą wektory wielkości poszukiwanych, ze względu na które rozwiązywany jest podstawowy układ równań za pomocą metody „frontalnej”. W celu otrzymania macierzy sztywności dla każdego z elementów stosowano pełne całkowanie Gaussa. Dokładne omówienie wykorzystywanych w programie procedur numerycznych znajduje się w pracach [3 i 7].

4. APROKSYMACJA WYNIKÓW POMIAROWYCH ROZKŁADÓW TEMPERATURY

Rozkłady temperatury na powierzchni powłoki otrzymujemy jedynie w określonej liczbie punktów pomiarowych. Istotna jest przede wszystkim aproksymacja wzdłuż zmiennej obwodowej ze względu na konieczność określenia współczynników rozwinięć pól temperatury $\Delta T(x, \varphi)$ w szereg Fouriera (3.1). Przykład takiego postępowania przedstawiamy dla przypadku gdy na płaszczyźnie $x = \text{const}$ mamy trzy punkty pomiarowe wzdłuż zmiennej obwodowej φ , tzn. dla $\varphi = 0$, $\varphi = \pi/2$ i $\varphi = \pi$. Z tego też powodu dokonujemy aproksymacji rozkładu temperatury funkcją paraboliczną w postaci

$$(4.1) \quad \Delta T(x, \varphi) = A(x) \varphi^2 + B(x) \varphi + C(x),$$

gdzie

$$A(x) = \frac{2}{\pi^2} (t_3 - 2t_2 + t_1),$$

$$B(x) = \frac{1}{\pi} (4t_2 - 3t_1 - t_3),$$

$$C(x) = t_1,$$

$$t_1 = T(x, \varphi = 0), \quad t_2 = T(x, \varphi = \pi/2), \quad t_3 = T(x, \varphi = \pi).$$

Zasadniczym problemem jest dokładność aproksymacji rzeczywistego rozkładu temperatury daną funkcją, np. w postaci (4.1). Konieczne są tutaj np. informacje przede wszystkim o tym, czy nie ma gwałtownych (skokowych) zmian temperatury wzdłuż zmiennej φ i czy prawidłową jest aproksymacja wzdłuż zmiennej φ , a nie wzdłuż wysokości zbiornika w przekroju poprzecznym.

Jest oczywiste [5], że liniowe rozkłady temperatury dla zbiorników o nieskrępowanej dylatacji i ugięciach nie wywołują powstawania naprężeń termicznych. Dla powłok o łagodnej zmienności temperatury wzdłuż x można na podstawie powyższego dokonywać redukcji temperatury niezależnie w poszczególnych przekrojach. Wydłużenie powłoki spowodowane jest temperaturą średnią $T_1(x)$, którą określimy z równania

$$(4.2) \quad \int_0^{\pi} \Delta T(x, \varphi) d\varphi = T_1(x) \pi.$$

Korzystając ze wzoru (4.1), otrzymamy

$$(4.3) \quad T_1(x) = A(x) \frac{\pi^2}{3} + B(x) \frac{\pi}{2} + C(x).$$

Wyginięcie termiczne powłoki powoduje temperatura T_2 , której rozkład ma postać

$$(4.4) \quad T_2(x, \varphi) = \beta \cos \varphi,$$

gdzie β oznacza parametr, który można wyznaczyć z równania

$$(4.5) \quad \int_0^{\pi} \cos \varphi [\Delta T(x, \varphi) - T_1(x)] d\varphi = \int_0^{\pi} \cos \varphi T_2(x, \varphi) d\varphi.$$

Po podstawieniu do (4.5) funkcji (4.1), (4.3) i (4.4) otrzymamy

$$(4.6) \quad \beta = -\frac{4}{\pi} (\pi A(x) + B(x)).$$

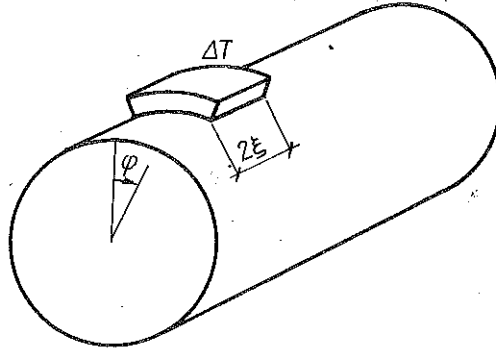
Zatem rozkład temperatury (przyjęty do dalszych obliczeń), który nie wywołuje wydłużenia i ugięcia powłoki ma postać następującą:

$$(4.7) \quad \bar{T}(x, \varphi) = \Delta T(x, \varphi) - T_1(x) - T_2(x, \varphi).$$

Można łatwo stwierdzić, że rozwinięcie funkcji (4.7) w szereg Fouriera (3.1) eliminuje dwa pierwsze wyrazy tego rozwinięcia, tzn. $m=0$ i $m=1$. W ten sposób problem nasz sprowadził się do badania tylko składników zależnych od naprężeń termicznych wywołanych wyższymi od 1 wyrazami rozkładu w szereg Fouriera.

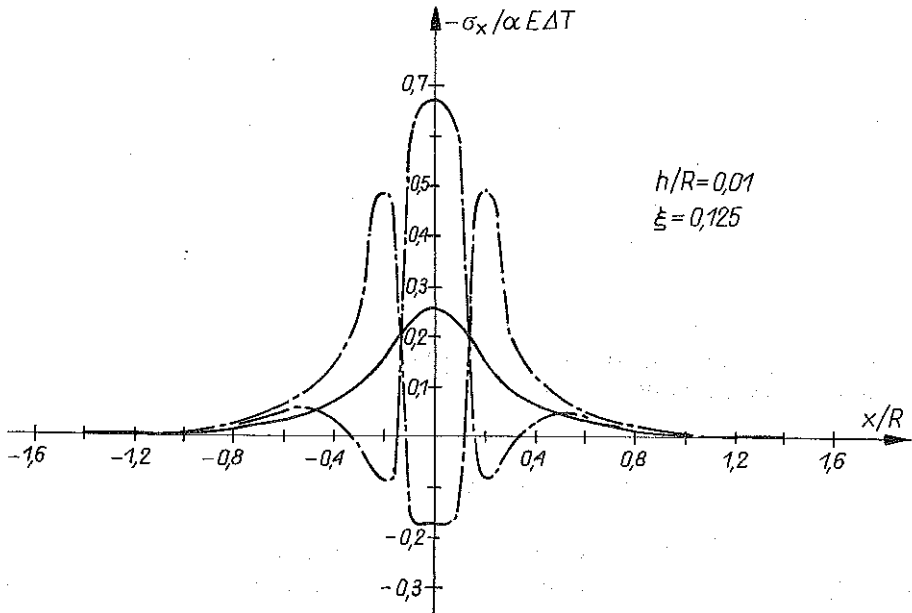
5. WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

Jako pierwszy z przykładów rozpatrzmy problem odkształceń długiej powłoki cylindrycznej ze swobodnymi brzegami, nagrzanej równomiernie na prostokącie w środku powłoki (rys. 2). Przykład ten ma za zadanie uwypuklenie podstawowych problemów wywołanych lokalnym oddziaływaniem ter-

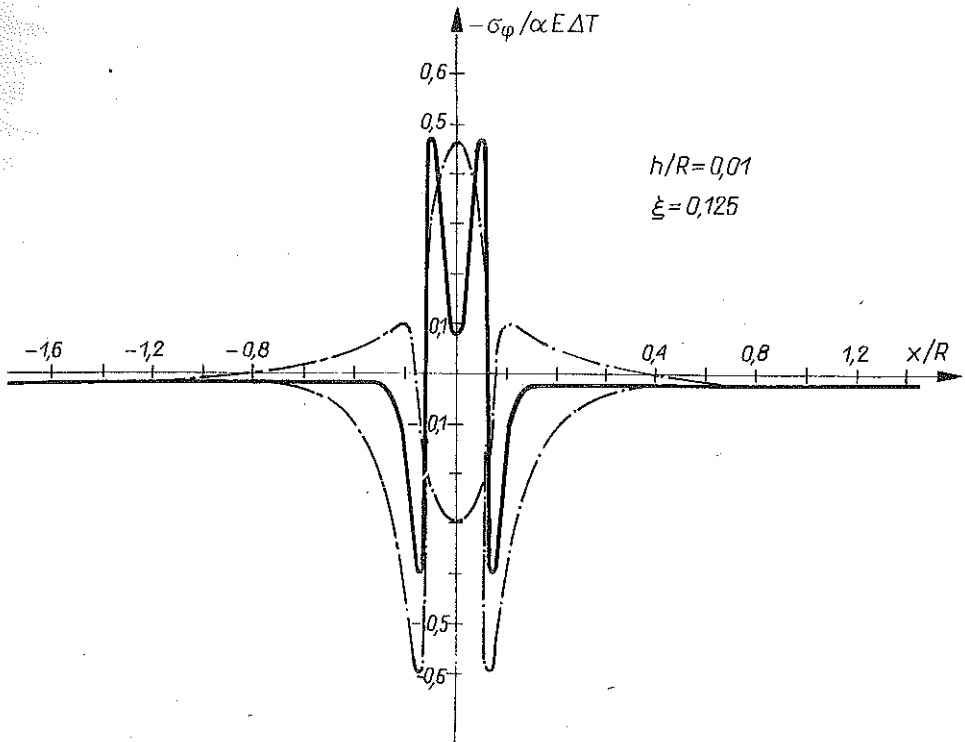


Rys. 2. Lokalne pole temperatury na powierzchni powłoki cylindrycznej

micznym na zbiornik cylindryczny i równocześnie stanowi weryfikację programu numerycznego. Porównano, mianowicie, rozkłady naprężeń osiowych (rys. 3) z analogicznymi wykresami zaprezentowanymi w pracy [4], str. 184. Otrzymano zgodność z przedstawionymi tam wynikami. Rozkłady naprężeń są tu typowe dla obciążeń lokalnych, widoczne są skoki wartości naprężeń w miejscach zmiany temperatury (patrz Aneks). Najbardziej niebezpieczne są naprężenia obwodowe σ_φ , które są rozciągające na wewnętrznej powierzchni powłoki i osiągają duże wartości (rys. 4). Najlepiej jest to widoczne przez analizę naprężeń zredukowanych, które obliczymy stosując hipotezę Hubera–Misesa–Hencky’ego:



Rys. 3. Rozkłady naprężeń osiowych dla $\varphi = 0$, — $z = 0$, - - - $z = -h/2$, - · - · - $z = h/2$



Rys. 4. Rozkłady naprężeń obwodowych dla $\varphi = 0$, — $z = 0$, --- $z = -h/2$, - · - · - $z = h/2$.

$$(5.1) \quad \sigma_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_\varphi)^2 + \sigma_x^2 + \sigma_\varphi^2 + 6(\sigma_{x\varphi}^2 + \sigma_{x3}^2 + \sigma_{\varphi3}^2)}.$$

W celu określenia wpływu naprężeń termicznych na rozkład naprężeń w powłoce uwzględnimy dodatkowo naprężenia wywołane ciśnieniem p medium wypełniającego powłokę, korzystając ze wzorów kotłowych:

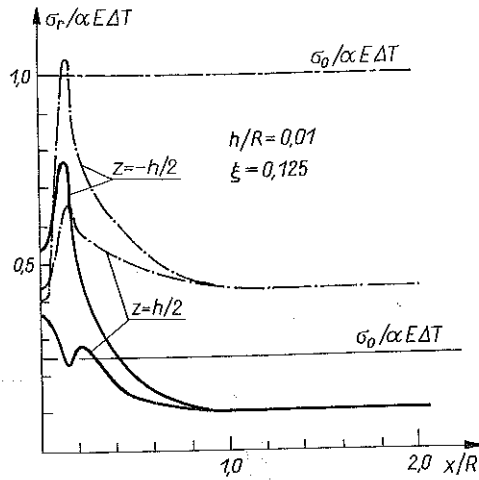
$$(5.2) \quad \sigma_x^p = \frac{pR}{2h}, \quad \sigma_\varphi^p = \frac{pR}{h},$$

naprężenia zaś σ_x i σ_φ w (5.1) wyrazimy jako sumę naprężeń termicznych σ_φ^t , σ_x^t i wywołanych ciśnieniem, tzn.

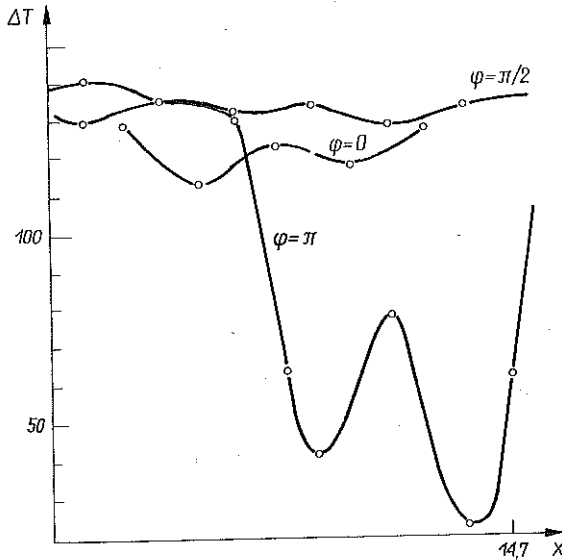
$$(5.3) \quad \sigma_i = \sigma_i^t + \sigma_i^p, \quad i = x \quad \text{lub} \quad \varphi.$$

Rozkłady naprężeń zredukowanych przedstawiono na rys. 5 (naprężenia termiczne dane są na rys. 3 i 4), gdzie α jest współczynnikiem rozszerzalności termicznej oraz gdzie δ określono wzorem

$$(5.4) \quad \delta = \frac{p}{\alpha E \Delta T}.$$



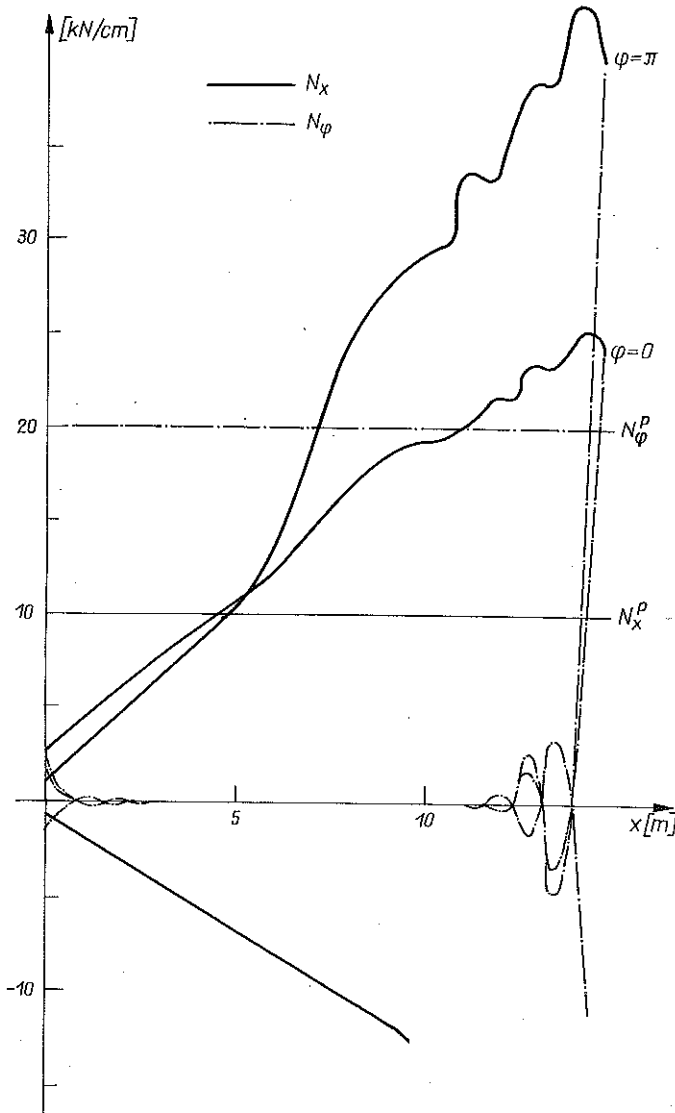
Rys. 5. Rozkłady naprężeń zredukowanych dla $\varphi = 0$; — $\delta = 1,25 \cdot 10^{-3}$, - - - $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$



Rys. 6. Rozkłady pola temperatury na powierzchni płaszczyzny reaktora

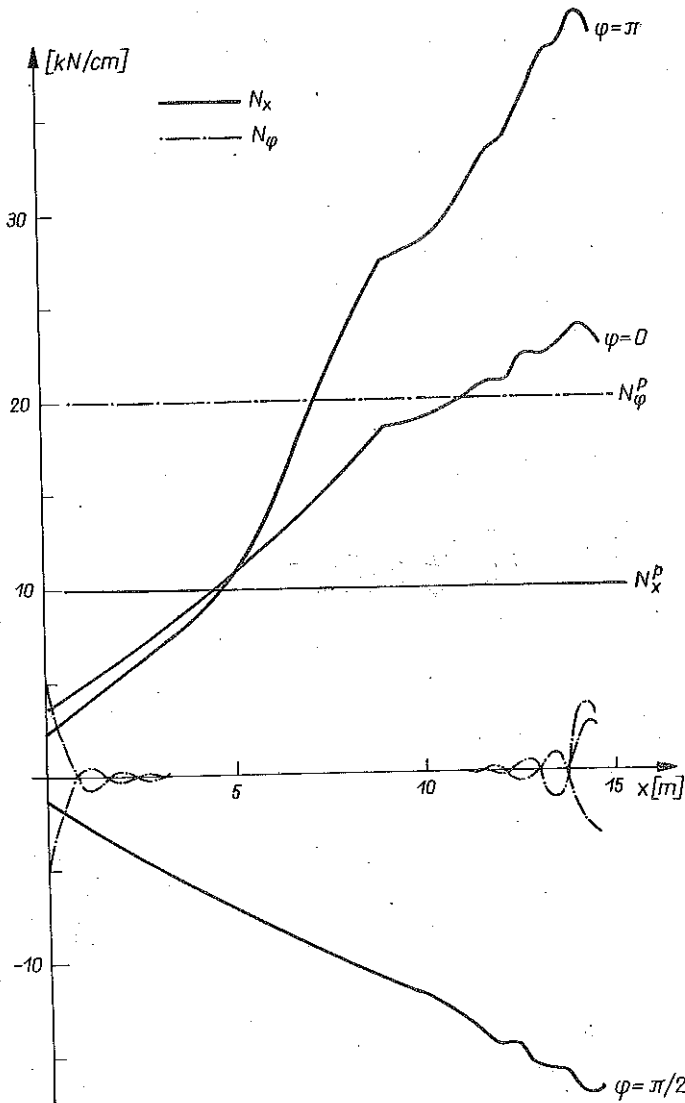
Ogólnie widoczne jest, że właśnie współczynnik δ określający wzajemny wpływ naprężeń wywołanych ciśnieniem i temperaturą określa moment uplastycznienia się powłoki (przyjęto $\sigma_0 = 2 \text{ N/mm}^2$). Jednakże zasadniczo ma na to wpływ niejednorodność pola temperatury. Dla $x/R > 1$ w rozpatry-

wanym przypadku dominuje wpływ ciśnienia. Jako drugi przykład rozważono powłokę poddaną działaniu niejednorodnego pola temperatury na całej długości i obwodzie (rys. 6). Obliczenia przeprowadzono dla reaktora o wymiarach następujących: długość $l = 14,7$ m, $R = 2$ m, $h = 0,03$ m, wartości zaś stałych materiałowych są następujące: $E = 199 \cdot 10^3$ N/mm², $\alpha = 17,5 \cdot 10^{-6}$ 1/°C, $\nu = 0,3$. Wszystkie powyższe dane łącznie z rozkładem temperatury są przyjęte z badań konkretnego reaktora. Na rys. 7 i 8 przed-

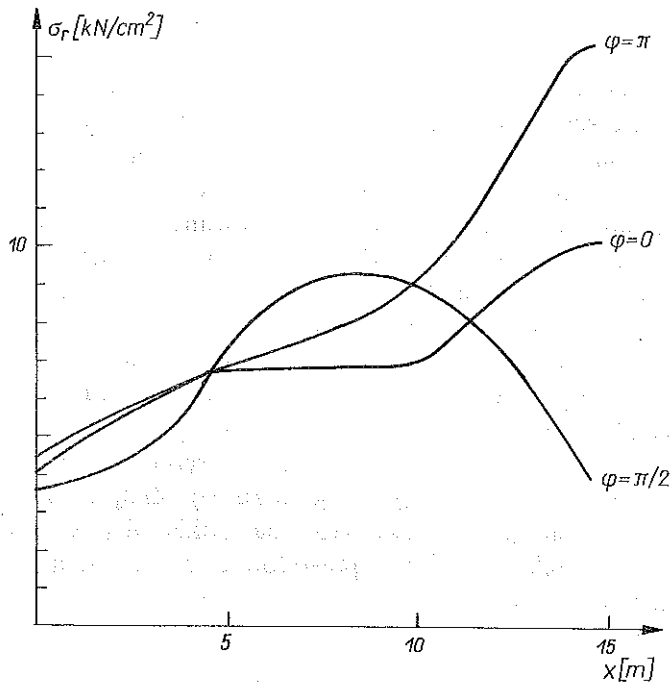


Rys. 7. Rozkłady sił wewnętrznych dla powłoki z brzegami utwierdzonymi

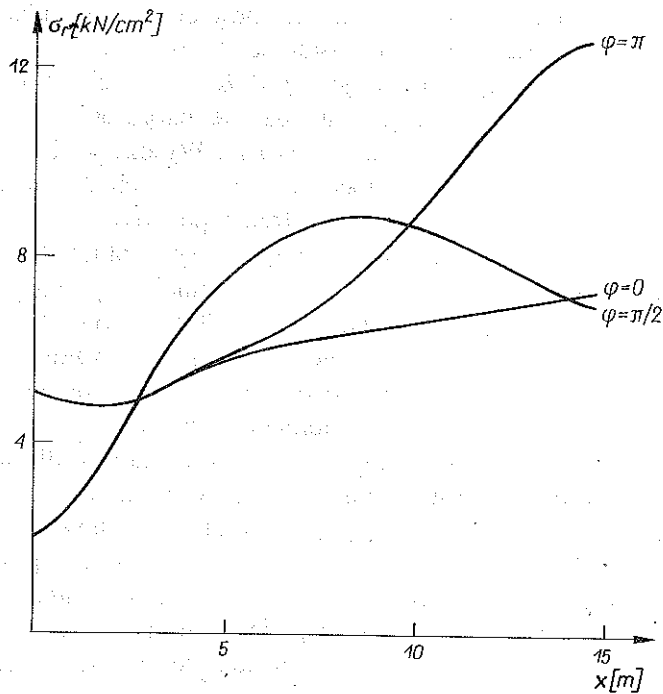
stawiono rozkłady sił N_x i N_φ dla różnych warunków brzegowych i pierwszy z diagramów odpowiada przypadkowi brzegów utwierdzonych; tzn. $u = v = w = \gamma_1 = \gamma_2 = 0$. Rysunek 8 obrazuje rozkłady dla warunków brzegowych $u = \gamma_1 = \gamma_2 = 0$ (v i w są nieskrępowane). Pozostałe z wielkości występujących we wzorze (2.2) są znikome małe i dla analizowanych przypadków nie przekraczają 2,5 kN/cm dla sił wewnętrznych i 3 kN dla momentów wewnętrznych; wartości te odnoszą się do otoczenia brzegu powłoki. Widoczne jest, że strefy górna ($\varphi = 0$) i dolna ($\varphi = \pi$) są rozciągane (największe



Rys. 8. Rozkłady sił wewnętrznych $u = \gamma_1 = \gamma_2 = 0$ (v, w nieskrępowane)



Rys. 9. Rozkłady naprężeń zredukowanych dla powłoki z brzegami utwierdzonymi



Rys. 10. Rozkłady naprężeń zredukowanych $u = \gamma_1 = \gamma_2 = 0$ (v, w nieskrępowane)

rozciąganie występuje zawsze na dole, który jest najchłodniejszy) środkowa zaś ($\varphi = \pi/2$) jest ściskana. Dla brzegów utwierdzonych następuje znaczny wzrost siły N_φ (dla $x = l$) (rys. 7). Zmiana warunków brzegowych powoduje jej znaczny spadek (rys. 8) przebieg zaś i wartości sił N_x ulegają tylko nieznacznej zmianie. Rozkłady naprężeń zredukowanych (rys. 9 i 10), obliczonych na podstawie wzorów (5.2) i (5.3) (przyjęto $p = 1$ MPa) potwierdzają poprzednie wnioski, że występowanie dużego gradientu temperatury na obwodzie powłoki powoduje istotny wzrost naprężeń zredukowanych w najchłodniejszej strefie zbiornika. Nie usuwa tych problemów nawet eliminacja sił obwodowych N_φ dokonana przez transformację temperatury (wzory (4.1)–(4.7)). Na otrzymane wyniki ma istotny wpływ przyjęty rozkład temperatury (4.1), a w szczególności na wartość naprężeń w otoczeniu $\varphi = \pi$ (nieciągłość pochodnych ΔT ; (4.1) w kierunku φ). Znajomość temperatury w większej liczbie punktów pozwoliłaby na dokładniejszy opis rozkładu temperatury i w konsekwencji może powodować istotne zmiany w naprężeniach w otoczeniu $\varphi = \pi$.

6. UWAGI KOŃCOWE

W pracy nie przeprowadzono pełnej analizy związku między charakterem naprężeń i rozkładem temperatury; niemniej przytoczone przykłady liczbowe ilustrują ogólne zależności, które tu występują. W rozpatrzonym przykładzie lokalnego pola temperatury otrzymuje się duże wartości sił obwodowych i momentów zginających powodujących znaczne naprężenia w przekrojach powłoki i wynikające z nich naprężenia zastępcze. Wysoki poziom momentów zginających powoduje znaczne różnice w naprężeniach liczonych na powierzchni zewnętrznej, środkowej i wewnętrznej powłoki.

W przypadku łagodnej zmienności temperatury wzdłuż długości (przykład 2) zarówno siły obwodowe jak i momenty zginające przyjmują znikome wartości w porównaniu z siłami osiowymi; wzrost sił obwodowych obserwuje się na brzegach powłoki i zależy on istotnie od warunków brzegowych. Należy przypomnieć, że rozważany przykład dotyczy powłoki bez przepon; przepony powodują wzrost sił obwodowych i momentów zginających. Przykład ten, w którym występowała wyższa temperatura wzdłuż linii środkowej powłoki ($\varphi = \pi/2$) w stosunku do średniej temperatury, uwidacznia mechanizm powstawania naprężeń osiowych. Występujące tutaj siły osiowe są wynikiem wzajemnego krępowania swobody odkształceń poszczególnych pasm powłoki.

Analizę naprężeń przeprowadzono przy przyjęciu materiału idealnie sprężystego. Należy zauważyć, że po osiągnięciu granicy plastyczności przez naprężenia termiczne proces dalszego obciążania termicznego będzie powodować występowanie odkształceń plastycznych prowadzących na ogół do przystosowania plastycznego bez zniszczenia konstrukcji. Odmienny charakter

ma obciążenie powłoki ciśnieniem. W przypadku łącznego działania obciążeń termicznych i ciśnienia, po osiągnięciu granicy plastyczności liczyć się należy również z przystosowaniem konstrukcji w szczególności w zakresie naprężeń termicznych. W przypadku dopuszczenia występowania odkształceń plastycznych (co na ogół ma miejsce) ocenę zapasu bezpieczeństwa można oprzeć na nośności granicznej konstrukcji. Problem ten wymaga odrębnego rozpatrzenia.

DODATEK

Obciążenia lokalne (termiczne lub ciśnieniowe) działające na powłokę cylindryczną powodują osobliwości w rozkładach przemieszczeń normalnych lub ich pochodnych. Niektóre z zagadnień dotyczących osobliwości pól przemieszczeń i kątów obrotu w odniesieniu do stosowanej w pracy pięcio-parametrowej teorii powłok zostały omówione w [8]. Ogólnie skokowe zmiany obciążenia zewnętrznego powodują tylko skoki pochodnych przemieszczeń normalnych w , a więc równoczesne skoki sił poprzecznych. Rozpatrując na przykład osiowosymetryczne zagadnienie odkształceń powłoki cylindrycznej ze swobodnymi brzegami nagrzonej równomiernie na pasie w otoczeniu $x = 0$, otrzymujemy z warunku $N_x = 0$ oraz wzorów (2.2)₂ i (2.3) skokową zmianę naprężeń σ_φ na brzegu działania obciążenia termicznego ($w(x)$, $\gamma_1(x)$ oraz $d\gamma_1(x)/dx$ są tam ciągłe). Podobne rezultaty otrzymamy analizując przypadek kołowej symetrii (wszystkie wielkości są niezależne od x). Wyniki te są całkowicie spójne z matematyczną analizą tego problemu, obciążenie bowiem zewnętrzne może być wyrażone tylko w postaci dystrybucji, zatem rozwiązanie tego układu równań powinno być również poszukiwane w klasie funkcji uogólnionych. Rozkłady naprężeń przedstawione np. na rys. 3 i 4 są rezultatem aproksymacji obciążenia funkcjami ciągłymi: tak więc są to funkcje ciągłe w sensie klasycznym, a nie uogólnionym, jednakże reprezentują one wyraźną tendencję do gwałtownych (skokowych) zmian na granicy przyłożenia obciążenia termicznego.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. А. Д. КОВАЛЕНКО, *Основы термоупругости*, Наукова Думка, Киев 1970.
2. W. FLUGGE, *Powłoki. Obliczenia statystyczne*, Arkady, Warszawa 1972.
3. E. HINTON, R. D. OWEN, *Finite element method in plates and shells*, Swansea, Pinegridge 1984.
4. Б. В. НЕРУБАЙЛО, *Локальные задачи прочности цилиндрических оболочек*, Машиностроение, Москва 1983.
5. W. NOWACKI, *Termosprężystość*, Ossolineum, Wrocław 1972.
6. И. С. ПОДСТРИГАЧ, Р. Н. ШЕВЦ, *Термоупругость тонких оболочек*, Наукова Думка, Киев 1978.

7. O. ZIENKIEWICZ, *Metoda elementów skończonych*, PWN, Warszawa 1972.
 8. A. MUC, *Theoretical and numerical aspects in contact problems for shells*, ZAMP, 35, 890—905, 1984.

Резюме

ТЕРМИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ВЫЗВАННЫЕ НЕОДНОРОДНЫМ
 РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ РУБАШКИ
 ОБОЛОЧЕЧНОГО РЕАКТОРА

Представлен анализ эффектов локального нагрева упругой цилиндрической оболочки на распределения напряжений и переход в пластическое состояние оболочки при одно-временном действии внутреннего давления. Эта задача решена численно, применяя метод конечных элементов, ассоциированный с разложением Фурье искомых величин по периметрической переменной. В рассуждениях применена пятипараметрическая теория оболочек (три перемещения и два угла вращения нормальной к срединной поверхности), которая уменьшает порядок системы дифференциальных уравнений и упрощает численный анализ.

SUMMARY

THERMAL STRESSES DUE TO NONUNIFORM TEMPERATURE DISTRIBUTION
 AT THE SURFACE OF A REACTOR BLANKET

The paper is devoted to the analysis of effects of local heating of an elastic cylindrical shell on the stress distributions and yielding of the shell subject to internal pressure. The problem is solved numerically by means of the finite element method combined with Fourier expansion of the parameters sought (in the circumferential direction). The five-parameter shell theory is used (three displacements and two rotation angles of the normal to the middle surface of the shell) thus reducing the order of the differential equations and simplifying the numerical analysis.

INSTYTUT MECHANIKI I PODSTAW KONSTRUKCJI MASZYN
 POLITECHNIKA KRAKOWSKA, KRAKÓW

Praca została złożona w Redakcji w dniu 8 września 1987 r.