

JAN SKŁADZIEŃ

Instytut Techniki Ciepłej

ROZKŁAD TEMPERATUR W REKUPERATORZE FIELDA
PRZY KRZYŻOWYM PRZEPIŹYWIE CZYNNIKÓW

Streszczenie. W artykule rozpatrzono wymianę ciepła w konwekcyjnym rekuperatorze Fielda przy krzyżowym przepływie czynników. Założono, że temperatura czynnika grzejącego nie zmienia się w kierunku prostopadłym do kierunku przepływu, a więc jest jedynie funkcją jednej zmiennej. Po przyjęciu stałych pojemności cieplnych i współczynników przenikania ciepła oraz po pominięciu strat ciepła podano równania opisujące rozkład temperatur dla dwóch wariantów przepływu czynnika ogrzewanego w elemencie Fielda. Dla porównania podano przebiegi temperatur przy tych samych założeniach w wymienniku pętlicowym. W zakończeniu zilustrowano wyprowadzone wzory przy pomocy prostego przykładu liczbowego.

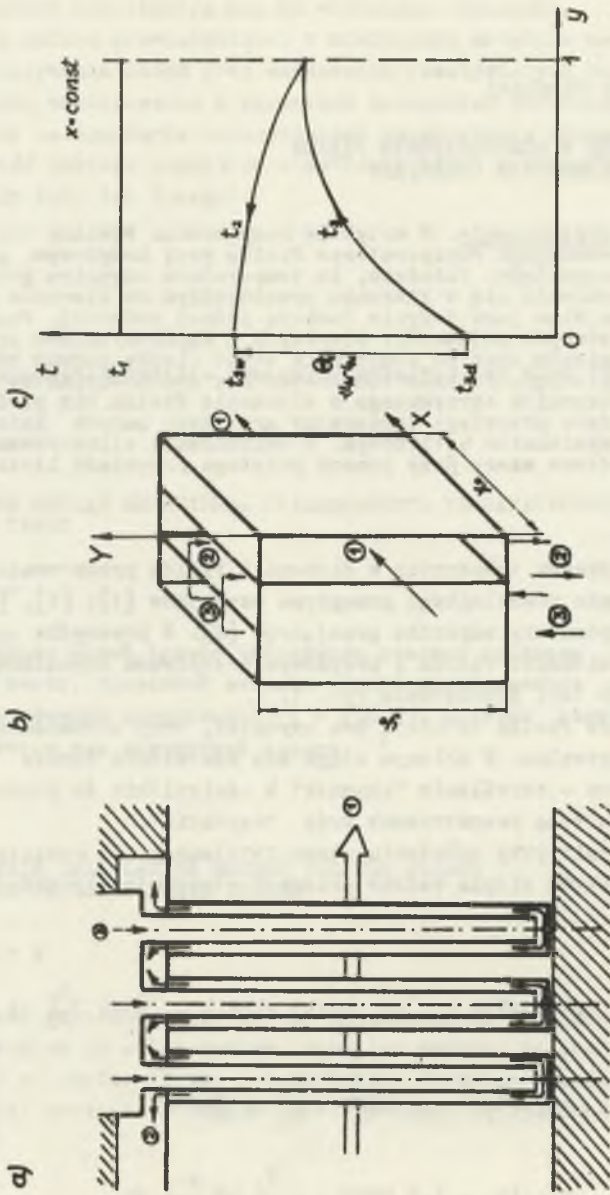
1. Wstęp

Obliczenia rozkładu temperatur w elemencie Fielda przeprowadza się na ogół przy założeniu równoległego przepływu czynników [1], [5], [7], bądź też stałości temperatury czynnika grzejącego [2]. W przemyśle spotyka się jednak często wymienniki Fielda z krzyżowym przepływem czynników. Schematycznie przypadek taki przedstawia rys. 1.

W rekuperatorze Fielda istnieją dwa czynniki, trzy strumienie oraz dwie powierzchnie ogrzewalne. W dalszym ciągu dla ułatwienia będzie używane - niezbyt prawidłowo - określenie "czynnik" w odniesieniu do poszczególnych strumieni, a więc będą rozpatrywane trzy "czynniki".

Z bilansu energii przy założeniu stanu ustalonego, po pominięciu strat ciepła oraz przepływu ciepła wzdłuż przegród otrzymuje się układ równań różniczkowych:

$$\left. \begin{aligned} k_{1-2}(t_1 - t_2) \, dXdY - k_{2-3}(t_2 - t_3) \, dXdY - \frac{W}{x_0} \, dX \frac{\partial t_2}{\partial Y} \, dY \\ k_{2-3}(t_2 - t_3) \, dXdY = \frac{W_3}{x_0} \, dX \frac{\partial t_2}{\partial Y} \, dY \\ k_{1-2}(t_1 - t_2) \, dXdY = - \frac{W_1}{y_0} \, dY \frac{\partial t_1}{\partial X} \, dX \end{aligned} \right\} \quad (1)$$



Rys. 1. Wymiennik Fielda z krzyżowym przepływem czynników
 a) schemat wymiennika, b) model teoretyczny, c) rozkład temperatur dla $x = \text{const}$

gdzie:

- k_{i-j} - współczynnik przenikania ciepła od czynnika i -tego do j -tego,
 t_i - temperatura i -tego czynnika,
 W_i - bezwzględna wartość pojemności cieplnej strumienia substancji i -tego czynnika,
 x_0, y_0 - wymiary powierzchni wymiany ciepła $A = x_0 y_0$,
 X, Y - współrzędne bezwzględne (rys. 1b).

Przyjęto, że powierzchnie wymiany ciepła pomiędzy czynnikami 1 i 2 oraz 2 i 3 są takie same. Jest to dopuszczalne, gdyż w równaniach (1) występują iloczyny $k_{i-j} dX dY$, a zatem fakt zmniejszenia powierzchni między czynnikami 2 i 3 można uwzględnić biorąc do obliczeń odpowiednio mniejszy współczynnik k_{2-3} .

Zakładając $W_2 = W_3$ oraz przyjmując współrzędne bezwymiarowe:

$$x = \frac{X}{x_0}; \quad y = \frac{Y}{y_0}$$

otrzymuje się:

$$\left. \begin{aligned} (\mathcal{N} + 1) t_2 - \frac{1}{(k_{2-3})} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} &= \mathcal{N} t_1 + t_3 \\ t_3 + \frac{1}{(k_{2-3})} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} &= t_2 \\ t_1 + \frac{1}{(k_{1-2})} \cdot \frac{\partial t_1}{\partial x} &= t_2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

gdzie:

$$\mathcal{N} = \frac{k_{1-2}}{k_{2-3}}; \quad (K_{1-2}) = \frac{k_{1-2} x_0 y_0}{W_1}; \quad (K_{2-3}) = \frac{k_{2-3} x_0 y_0}{W_2} \quad (3)$$

Zakłada się przy dalszych obliczeniach stałość wielkości k_{i-j} i W_i , a tym samym \mathcal{N} , (K_{1-2}) i (K_{2-3}) .

Warunki brzegowe dla układu równań (2) przyjmą postać:

$$t_1 \Big|_{x=0} = t_{1d}; \quad t_3 \Big|_{y=0} = t_{3d}; \quad t_2 \Big|_{y=1} (x) = t_3 \Big|_{y=1} (x) \quad (4)$$

2. Wyznaczenie rozkładu temperatur w elemencie Fielda przy całkowitym wymieszaniu czynnika grzejącego

Układ równań (2) jest w ogólnym przypadku dość kłopotliwy do rozwiązania. Problem można znacznie uprościć przez przyjęcie założenia, że na skutek wymieszania czynnika jego temperatura jest w każdym poprzecznym przekroju niezmienna. Zatem temperatura t_1 jest jedynie funkcją x : $t_1 = t_1(x)$, podczas gdy czynniki 2 i 3 płyną adiabatycznymi strumieniami, pomiędzy którymi nie ma wymiany ciepła, a więc $t_2 = t_2(x, y)$; $t_3 = t_3(x, y)$. Przyjęte założenia w odniesieniu do czynnika ogrzewanego wydają się uzasadnione, gdyż w rzeczywistości wymiennik Fielda składa się z wielu osobnych elementów, do których dopływa czynnik o stałej temperaturze na dolocie, a wymieszanie następuje po wypływie z elementu. Jeśli chodzi o czynnik 1, to możliwe są dwa graniczne przypadki: czynnik 1 zachowuje się podobnie jak 2 i 3, tzn. nie ma mieszania oraz ruchu ciepła prostopadłe do kierunku przepływu i wówczas $t_1 = t_1(x, y)$ oraz przypadek przyjęty w niniejszym opracowaniu: $t_1 = t_1(x)$, zakładający niezmiennosć temperatury czynnika 1 wzdłuż osi y . Wydaje się, że w rzeczywistych urządzeniach występuje przypadek pośredni, a rozwiązanie konstrukcyjne wymiennika decyduje, który z przypadków granicznych przeważa.

Po przyjęciu powyższych założeń układ równań (2) przyjmie postać:

$$\left. \begin{aligned} (\mathcal{R} + 1) t_2 - \frac{1}{(k_{2-3})} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} &= \mathcal{R} t_1 + t_3 \\ t_3 + \frac{1}{(k_{2-3})} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} &= t_2 \\ t_1 + \frac{1}{(k_{1-2})} \cdot \frac{dt_1}{dx} &= \int_0^1 t_2 dy \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Ostatnie równanie układu (5) otrzymuje się po scałkowaniu odpowiedniego równania układu (2) w granicach od 0 do 1 względem zmiennej y lub bezpośrednio z bilansu energijnego czynnika 1, który przyjmie postać:

$$- W_1 dt_1 = \left[\int_0^{y_0} k_{1-2} (t_1 - t_2) dy \right] dx \quad (1a)$$

Podobne założenie można przyjąć w odniesieniu do czynnika ogrzewanego. Wówczas temperatury t_2 i t_3 są funkcją jedynie zmiennej y , podczas gdy $t_1 = t_1(x, y)$. Ważny będzie wtedy układ równań różniczkowych:

$$\left. \begin{aligned} t_1 + \frac{1}{(k_1-2)} \cdot \frac{\partial t_1}{\partial x} &= t_2 \\ t_3 + \frac{1}{(k_2-3)} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} &= t_2 \\ (\mathcal{N} + 1) t_2 - \frac{1}{(k_2-3)} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} &= \mathcal{N} \int_0^1 t_1 dx + t_3 \end{aligned} \right\} \quad (5a)$$

Przyjęcie niezmiennej temperatury czynnika ogrzewanego w wymienniku Fielda w kierunku prostopadłym do jego ruchu wydaje się być słuszne głównie w odniesieniu do pojedynczego lub grupy równolegle ustawionych elementów. Zależności wynikowe dla tego przypadku podane są w [3].

Rozwiązanie dwu pierwszych równań układu (5) względem zmiennej y jest dobrze znane [2] i ma postać:

$$t_3 = t_1 + C_1 e^{\mu_1 y} + C_2 e^{\mu_2 y} \quad (6a)$$

$$t_2 = t_1 + C_1 \left[1 + \frac{\mu_1}{(k_2-3)} \right] e^{\mu_1 y} + C_2 \left[1 + \frac{\mu_2}{(k_2-3)} \right] e^{\mu_2 y} \quad (6a)$$

gdzie:

$$\mu_{1,2} = \frac{\mathcal{N}(k_2-3)}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 + 4/\mathcal{N}} \right) \quad (7)$$

Stałe C_1 i C_2 będące funkcjami zmiennej x za pośrednictwem temperatury t_1 można wyznaczyć z warunków brzegowych: $t_3|_{y=0} = t_{3d}$; $t_3|_{y=1} = t_2|_{y=1}$

i wynoszą one:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= - \frac{(t_1 - t_{3d}) \mu_2 e^{\mu_2}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \\ C_2 &= \frac{(t_1 - t_{3d}) \mu_1 e^{\mu_1}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Po podstawieniu otrzymanych zależności do równania (6b), a następnie do 3 z równań układu (5) otrzyma się:

$$\frac{dt_1}{dx} = -\beta t_1 + \beta t_{3d} \quad (9)$$

gdzie:

$$\beta = (K_{1-2}) \frac{e^{\mu_2} - e^{\mu_1}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \quad (10)$$

lub po wykorzystaniu (7):

$$\beta = \frac{\frac{W_2}{2W_1}}{1 + \sqrt{1 + 4/\mathcal{R}} \operatorname{ctgh} [\mathcal{R}(K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\mathcal{R}}]} \quad (10a)$$

Rozwiązanie równania (9) po wykorzystaniu warunku brzegowego $t_1|_{x=0} = t_{1d}$ przyjmie postać:

$$t_1 = (t_{1d} - t_{3d}) e^{-\beta x} + t_{3d} \quad (11)$$

Po uwzględnieniu (11) i wyrażeniu stałych C_1 i C_2 jako funkcji zmiennej x otrzymuje się ostatecznie:

$$t_2 = t_{3d} + (t_{1d} - t_{3d}) e^{-\beta x} \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y} - \mu_1 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (12)$$

$$t_3 = t_{3d} + (t_{1d} - t_{3d}) e^{-\beta x} \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y} - \mu_1 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (13)$$

Łatwo sprawdzić przez podstawienie, że zależności (11), (12) i (13) spełniają układ równań (5) oraz warunki brzegowe (4), jak również wynikającą

z nich zależność: $\frac{\partial t_3}{\partial y} \Big|_{y=1} = 0$.

Po wprowadzeniu wielkości bezwymiarowych θ_1 :

$$\theta_1 = \frac{t_1 - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}} \quad (14)$$

rozwiązanie układu równań (5) przyjmie postać:

$$\theta_1 = e^{-\beta x} \quad (11a)$$

$$\theta_2 = \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y} - \mu_1 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (12a)$$

$$\theta_3 = \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y} - \mu_1 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (13a)$$

gdzie β jest określone zależnością (10a).

Przyrost temperatury czynnika ogrzewanego wyrażony bezwymiarowo wyniesie na podstawie (12a) po uwzględnieniu (7):

$$\theta_0 = \frac{t_{2w} - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}} = \theta_1 \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4/\kappa} \operatorname{ctgh} [\kappa (K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\kappa}]} \quad (15)$$

Dla $W_1 \rightarrow \infty (K_{1-2}) \rightarrow 0$, a zatem $\beta \rightarrow 0$ i $\theta_1 \rightarrow 1$. Wówczas:

$$\theta_{0_{\max}} = \frac{t_{2w_{\max}} - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4/\kappa} \operatorname{ctgh} [\kappa (K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\kappa}]} \quad (15a)$$

Jest to wzór identyczny z podanym w [2]. Zależność (15a) jest równocześnie ważna dla $x = 0$. Można więc napisać:

$$\theta_0 = \theta_{0_{\max}} e^{-\beta x} \quad (15b)$$

gdzie $\vartheta_{Q_{\max}}$ jest przyrostem temperatury czynnika ogrzewanego ϑ_0 dla $x = 0$. Po scałkowaniu lewej strony równości (15b) względem zmiennej x w granicach od 0 do 1 otrzymuje się średnią wartość temperatury czynnika ogrzewanego na wylocie (wyrażoną bezwymiarowo):

$$\vartheta_{\text{śr}} = \frac{t_{2w} - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}} = \frac{W_1}{W_2} (1 - e^{-\beta}) \quad (16)$$

Ilość ciepła \dot{Q} oddaną przez czynnik 1 można wyznaczyć z zależności (16) lub rozpatrując bezpośrednio czynnik 1 i wyniesie ona:

$$\dot{Q} = W_1(t_{1d} - t_{1w}) \quad (17)$$

gdzie:

$$t_{1w} = t_1 \Big|_{x=1} = t_{3d} + (t_{1d} - t_{3d}) e^{-\beta}$$

lub

$$\dot{Q} = W_1(t_{1d} - t_{3d})(1 - e^{-\beta}) \quad (17a)$$

Gdy powierzchnia wymiany ciepła $A = x_0 y_0 \rightarrow \infty$, wówczas:

$$\beta_{\max} = \frac{\frac{W_1}{2W_2}}{1 + \sqrt{1 + 4/\kappa}} \quad (10b)$$

Sprawność η omawianego wymiennika wyniesie:

$$\eta = \frac{\dot{Q}}{Q_{\max}} = \frac{1 - e^{-\beta}}{1 - e^{-\beta_{\max}}} \quad (18)$$

gdzie Q_{\max} jest ilością ciepła oddaną przez czynnik 1 gdy powierzchnia $A \rightarrow \infty$.

Gdy $W_1 \rightarrow \infty$:

$$\eta_{\infty} = \lim_{W_1 \rightarrow \infty} \frac{1 - e^{-\beta}}{1 - e^{-\beta_{\max}}} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4/\kappa}}{1 + \sqrt{1 + 4/\kappa} \operatorname{ctgh}[\kappa(K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\kappa}]} \quad (18a)$$

Dla $A \rightarrow \infty$; $\eta_{\infty} = 1$.

3. Wymiennik Fielda z odwróconym kierunkiem przepływu czynnika ogrzewanego

Schemat wymiennika Fielda z odwróconym kierunkiem przepływu czynnika ogrzewanego podaje rys. 2.

Dla podanego schematu przepływu czynników układ równań różniczkowych, wynikający z bilansów energii przy założeniu niezmienności temperatury czynnika 1 względem zmiennej y , przyjmie postać:

$$\left. \begin{aligned} (k+1)t_2 + \frac{1}{(k_2-3)} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} &= \alpha t_1 + t_3 \\ t_3 - \frac{1}{(k_2-3)} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} &= t_2 \\ t_1 + \frac{1}{(k_1-2)} \cdot \frac{dt_1}{dx} &= \int_0^1 t_2 dy \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Warunki brzegowe będą następujące:

$$t_1|_{x=0} = t_{1d}; \quad t_2|_{y=0} = t_{2d}; \quad t_2|_{y=1} = t_3|_{y=1} \quad (20)$$

Postępując analogicznie jak uprzednio oraz wprowadzając:

$$\theta_i = \frac{t_i - t_{2d}}{t_{1d} - t_{2d}} \quad (14a)$$

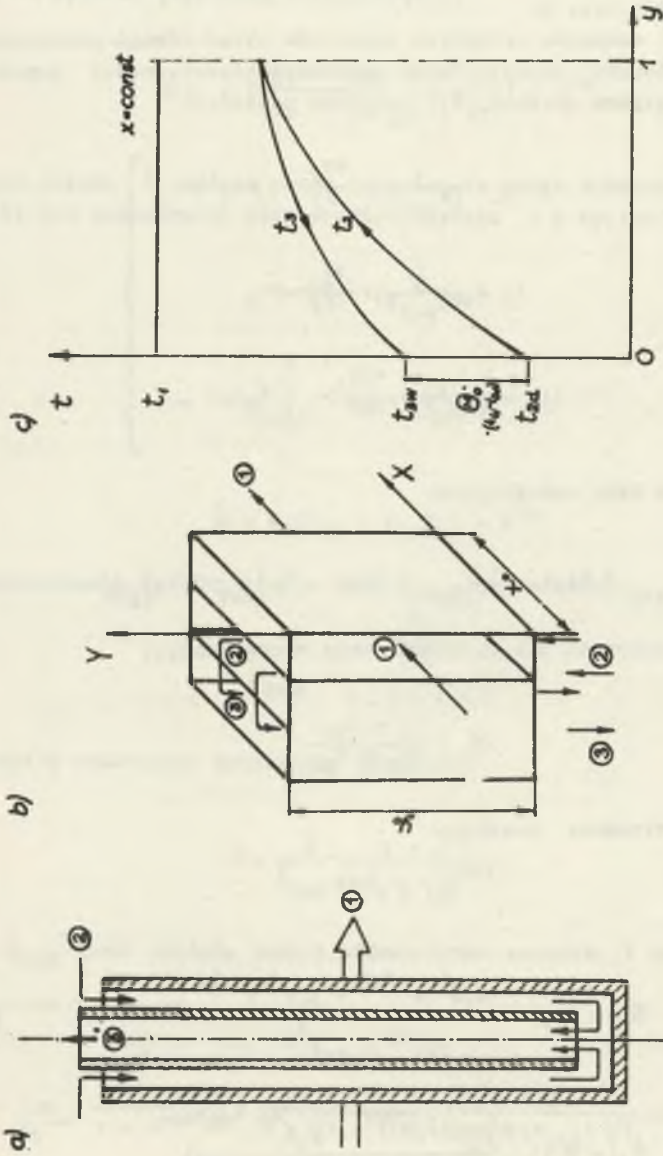
otrzyma się rozwiązanie postaci:

$$\theta_1 = e^{-\beta x} \quad (21)$$

$$\theta_2 = \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_2} e^{-\mu_2 y} - \mu_1 e^{\mu_1} e^{-\mu_1 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (22)$$

$$\theta_3 = \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_1} e^{-\mu_1 y} - \mu_1 e^{\mu_2} e^{-\mu_2 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}} \right) \quad (23)$$

gdzie $\mu_{1,2}$ i β są określone zależnościami (7) i (10a).



Rys. 2. Wymiennik Filda z odwróconym kierunkiem przepływu czynnika ogrzewanego
 a) schemat przepływu czynnika, b) model teoretyczny, c) rozkład temperatur

Łatwo można sprawdzić, że zgodnie z [6] θ_{max} określone tu wzorem:

$$\theta_{\text{max}} = \frac{t_{3w\text{max}} - t_{2d}}{t_{1d} - t_{2d}}$$

jest takie samo jak uprzednio (równanie (15a)). Zrozumiały staże się więc jednakowy z obu przypadkach przebieg zmian temperatury czynnika 1, a tym samym i równość θ_{O} dla takiego samego x . Identyczne będą też w tych samych warunkach wielkości θ_{sr} , η i \dot{Q} .

4. Wymiennik pętlicowy

Dla porównania i uzyskania pełniejszego obrazu rozpatrzono wymiennik ciepła pętlicowy z krzyżowym przepływem czynników przedstawiony na rys.3, który może być również uważany za odmianę wymiennika przedstawionego na rysunku 2b.

Dla powyższego wymiennika równania bilansu przyjmą postać:

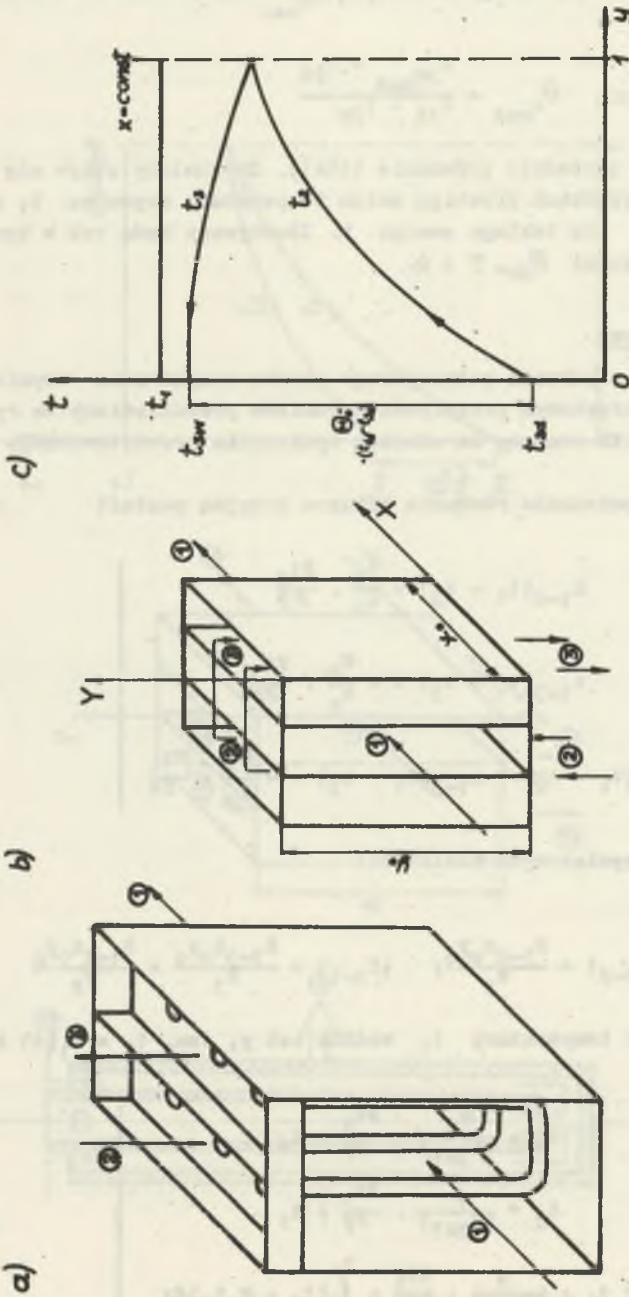
$$\left. \begin{aligned} k_{1-2}(t_1 - t_2) &= \frac{W_2}{x_0} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} \\ k_{1-3}(t_1 - t_3) &= -\frac{W_2}{x_0} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} \\ k_{1-2}(t_1 - t_2) + k_{1-3}(t_1 - t_3) &= -\frac{W_1}{y_0} \cdot \frac{\partial t_1}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Po wprowadzeniu bezwymiarowych wielkości:

$$\alpha_1 = \frac{k_{1-3}}{k_{1-2}}; \quad (K_{1-2}) = \frac{k_{1-2} x_0 y_0}{W_1}; \quad (K_{3-1}) = \frac{k_{1-3} x_0 y_0}{W_3} = \frac{k_{1-3} x_0 y_0}{W_2}$$

i założeniu stałości temperatury t_1 wzdłuż osi y , tzn. $t_1 = t_1(x)$ otrzyma się:

$$\left. \begin{aligned} t_2 + \frac{\alpha_1}{(K_{3-1})} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial y} &= t_1 \\ t_3 - \frac{1}{(K_{3-1})} \cdot \frac{\partial t_3}{\partial y} &= t_1 \\ (\alpha_1 + 1) t_1 + \frac{1}{(K_{1-2})} \cdot \frac{dt_1}{dx} &= \int_0^1 (t_2 + \alpha_1 t_3) dy \end{aligned} \right\} \quad (25)$$



Rys. 3. Wymiennik pętlicowy z krzyżowym przepływem czynników
 a) schemat wymiennika, b) model teoretyczny, c) rozkład temperatur

Warunki brzegowe będą takie same jak poprzednio:

$$t_1 \Big|_{x=0} = t_{1d}; \quad t_2 \Big|_{y=0} = t_{2d}; \quad t_2 \Big|_{y=1} = t_3 \Big|_{y=1} \quad (26)$$

Rozwiązanie dwóch pierwszych równań układu (25) po wykorzystaniu warunków brzegowych przyjmie postać:

$$t_2 = t_1 - (t_1 - t_{2d}) e^{-\frac{(K_{3-1})}{W_1} y} \quad (27)$$

$$t_3 = t_1 - (t_1 - t_{2d}) e^{-\frac{(K_{3-1})(\frac{1}{W_1} + 1)}{W_2} y} \quad (28)$$

Po podstawieniu zależności tych do ostatniego z równań układu (25) otrzyma się ostatecznie:

$$\theta_1 = e^{-\gamma x} \quad (29)$$

$$\theta_2 = \theta_1 (1 - e^{-(K_{2-1})y}) \quad (30)$$

$$\theta_3 = \theta_1 (1 - e^{-(K_z)} e^{(K_{3-1})y}) \quad (31)$$

gdzie:

$$\theta_1 = \frac{t_1 - t_{2d}}{t_{1d} - t_{2d}}; \quad (K_{2-1}) = \frac{k_{1-2} x_0 y_0}{W_2}; \quad (K_z) = \frac{(k_{1-2} + k_{1-3}) x_0 y_0}{W_2};$$

$$\gamma = \frac{W_2}{W_1} (1 - e^{-(K_z)}) \quad (32)$$

Całkowity względny przyrost temperatury czynnika ogrzewanego wyniesie:

$$\theta_0 = \frac{t_{3w} - t_{2d}}{t_{1d} - t_{2d}} = \theta_1 (1 - e^{-(K_z)}) \quad (33)$$

Dla $W_1 \rightarrow \infty$ lub $x = 0$ otrzyma się:

$$\theta_{0 \max} = 1 - e^{-(K_z)} \quad (33a)$$

a stąd:

$$\theta_0 = \theta_{0\max} e^{-\gamma x} \quad (33b)$$

oraz

$$\theta_{\text{śr}} = \frac{W}{W_2} (1 - e^{-\gamma}) \quad (34)$$

W przypadku nieskończonej powierzchni wymiany ciepła $A = x_0 y_0 \rightarrow \infty$:

$$\gamma_{\max} = \frac{W_2}{W_1} \quad (32a)$$

więc:

$$\eta = \frac{\dot{Q}}{Q_{\max}} = \frac{1 - e^{-\gamma}}{1 - e^{-W_2/W_1}} \quad (35)$$

Gdy $W_1 \rightarrow \infty$, wówczas omawiany wymiennik płytowy zachowuje się jak zwykły dwuczynnikowy wymiennik ciepła ze stałą temperaturą czynnika grzejącego i otrzymuje się wtedy dobrze znane wzory, a w szczególności sprawność wymiennika wyrazi się zależnością:

$$\eta_{\infty} = 1 - e^{-(K_2)} \quad (35a)$$

5. Przykład

Dla zilustrowania podanych wzorów wykonano przykładowo obliczenia dla następujących danych:

$$W_1 = W_2 = 500 \frac{W}{\text{deg}}; \quad k_{1-2} = k_{1-3} = 30 \frac{W}{\text{m}^2 \text{deg}}; \quad k_{2-3} = 20 \frac{W}{\text{m}^2 \text{deg}}; \quad A = 50 \text{ m}^2$$

Dane powyższe mają wartości tego rzędu, jak w obecnie stosowanych elementach Fielda w przypadku gazowych czynników roboczych (powietrze-spaliny). Współczynnik przenikania ciepła k_{2-3} ma mniejszą wartość ze względu na zmniejszenie powierzchni wymiany ciepła między czynnikami 2 i 3 o około 1/3 w stosunku do powierzchni między czynnikami 2 i 1. Obliczenia poniższe mają charakter sprawdzający. W przypadku obliczeń konstrukcyjnych, przyjętych uprzednio założeniach, obliczenie powierzchni wymiany ciepła dokonuje się bardzo łatwo przy pomocy zależności (17a), z której można obliczyć wykładnik potęgowy β zależny bezpośrednio od powierzchni (wzór (10a)) za pośrednictwem liczby kryterialnej (K_{2-3}).

Obliczenia wykonano dla trzech rozpatrzonych uprzednio wariantów (rys. 4a). Po wykonaniu odpowiednich obliczeń otrzyma się dla poszczególnych przypadków następujące zależności:

$$\text{I: } \theta_1 = e^{-0,683x}$$

$$\theta_2 = \theta_1(1 - 0,00320e^{4,372y} - 0,314e^{-1,373y})$$

$$\theta_3 = \theta_1(1 - 0,999e^{-1,373y} - 0,001e^{4,372y})$$

$$\text{II: } \theta_1 = e^{-0,683x}$$

$$\theta_2 = \theta_1(1 - 0,999e^{-4,372y} - 0,001e^{1,373y})$$

$$\theta_3 = \theta_1(1 - 0,00320e^{1,373y} - 0,314e^{-4,372y})$$

$$\text{III: } \theta_1 = e^{-0,998x}$$

$$\theta_2 = \theta_1(1 - e^{-3y})$$

$$\theta_3 = \theta_1(1 - 0,0025e^{3y})$$

Na podstawie powyższych zależności wykonano wykresy przedstawione na rysunku 4b i 4c.

Średnia różnica temperatur oraz sprawność wynoszą:

$$\text{I, II: } \theta_{\text{śr}} = 0,495;$$

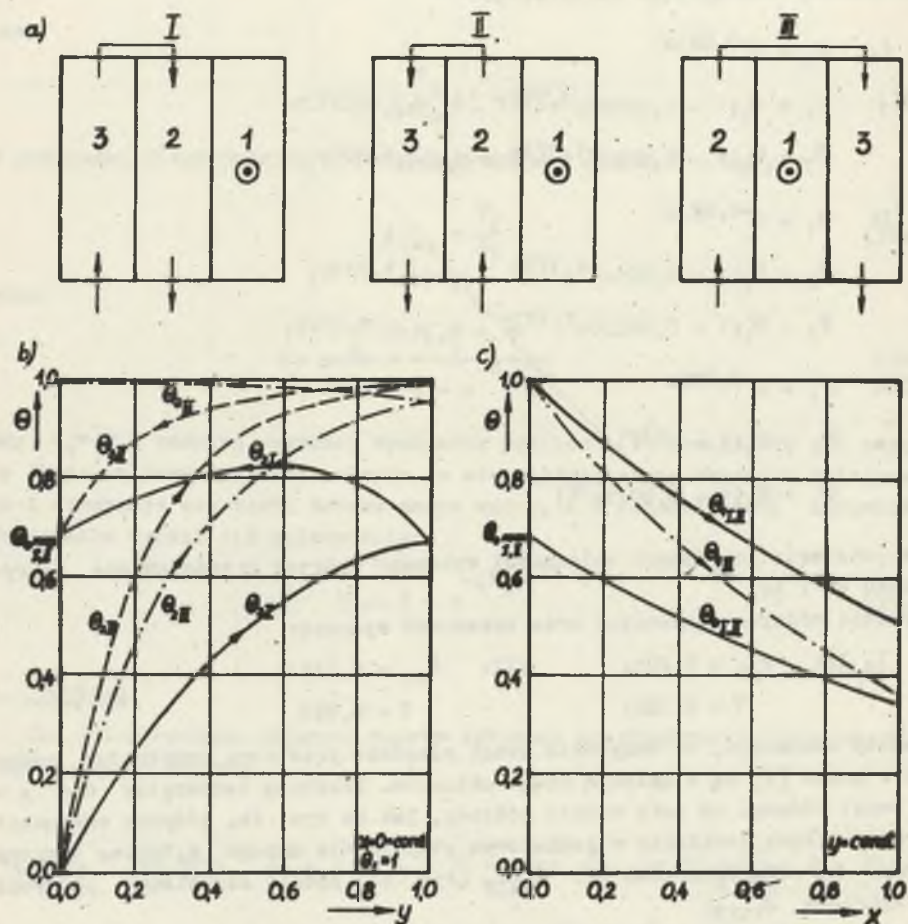
$$\text{III: } \theta_{\text{śr}} = 0,731$$

$$\eta = 0,998;$$

$$\eta = 0,999$$

Należy zaznaczyć, że wszystkie uwagi odnośnie przebiegu temperatur podane w pracy [2] są w dalszym ciągu aktualne. Przebieg temperatur dla $x = \text{const}$ różnego od zera będzie podobny, jak na rys. 4b, jedynie wszystkie krzywe ulegną obniżeniu w jednakowym stopniu dla danego x . Wykres temperatury θ_0 dla przypadku III $\theta_{0,III}$ (rys. 4c) będzie się niemal pokrywał z wykresem $\theta_{1,III}$.

Jak widać z rys. 4 najkorzystniejszy jest układ III, co było do przewidzenia, ze względu na większą powierzchnię ($k_{1-3} > k_{2-3}$) oraz ze względu na korzystniejsze warunki wymiany ciepła (brak odpływu ciepła od ogrzewanego czynnika 2). Najmniej korzystny jest wariant II, który daje co prawda ten sam efekt cieplny co przypadek I, jednak jest wtedy wyższa maksymalna temperatura ścianki (wysokie $\theta_2 = \theta_3$ dla $y = 1$). Wysoka i sprawność oraz rosnąco - malejący przebieg temperatury θ_2 w przypadku I wynikają z przyjęcia stosunkowo dużej powierzchni ogrzewalnej.



Rys. 4. Wyniki obliczeń przykładu liczbowego

- a) schemat przepływu czynników, b) rozkład temperatur w funkcji zmiennej y ,
c) rozkład temperatur w funkcji x

Obliczenia przeprowadzone dla tych samych danych przy założeniu $t_1 = t_1(x, y)$; $t_2 = t_2(y)$ i $t_3 = t_3(y)$ na podstawie zależności podanych w [3] dają wynik:

$$\theta_0 = \text{const} = \theta_{\text{sr}} = 0,452$$

Strumień ciepła obliczony przy tych założeniach jest więc nieco mniejszy (o niecałe 10%) niż uprzednio. Różnica jest jednak stosunkowo niewielka.

Dla porównania wykonano obliczenia powierzchni elementu Fielda przy stałej temperaturze czynnika grzejącego dla takiej samej ilości przekazanego ciepła jak w przypadku I i II (rys. 4a), przy czym do obliczeń wykonanych na podstawie [2] przyjęto $\theta_0 = \theta_{\text{sr}}$ oraz stałą temperaturę θ_1 równą średniej arytmetycznej dla $x = 0$ i $x = 1$. Obliczona powierzchnia wyniosła 30 m^2 , a więc różnica wynosi 40% w porównaniu do powierzchni otrzymanej przy założeniu przepływu krzyżowego. Przy mniejszych sprawnościach rozbieżność, co jest zrozumiałe, będzie szybko malała i tak np. jeśli przyjmie się przy przepływie krzyżowym $A = 25 \text{ m}^2$ ($\eta = 0,95$) różnica wyniesie 12% zaś przy $A = 10 \text{ m}^2$ ($\eta = 0,7$) tylko 2,5%.

LITERATURA

- [1] Hobler T. - Ruch ciepła i wymienniki, WNT, 1968.
- [2] Kostowski E. - Rozkład temperatur w opromieniowanym elemencie Fielda, ZNPS, Energetyka z. 28, 1968.
- [3] Madejski J. - Teoria wymiany ciepła, PWN, 1963.
- [4] Michiejew M. - Zasady wymiany ciepła, PWN, 1953.
- [5] Około-Kuźlak W. - Trójczynniki wymienniki ciepła, ZNPS, Mechanika z. 1, 1954.
- [6] Około-Kuźlak W. - Równowartość trójstrumieniowych rekuperatorów ciepła, ZNPS, Energetyka z. 28, 1968.
- [7] Shao Ti Hsu - Engineering Heat Transfer, New York, 1963.

РАСПОЛОЖЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В РЕКУПЕРАТОРЕ ФИЛЬДА В СЛУЧАЕ КРЕСТОВОГО ПРОПЛЫВА ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

Резюме

В статье приведен теплообмен в конвекционном рекуператоре фильда в случае крестового течения теплоносителей. Рассмотрено случай, когда температура греющего теплоносителя меняется только в направлении течения, таким

образом она является функцией одной переменной. Принято постоянные теплоёмкости и коэффициенты теплообмена. Пренебрежены потери тепла. Для этого случая даны уравнения изображающие распределение температур для двух случаев течения нагреваемого теплоносителя в элементе фильда, а также для петевого рекуператора. Конкретный пример, приведенный в работе иллюстрирует полученные результаты.

THE TEMPERATURE DISTRIBUTION IN THE CROSSFLOW FIELD RECUPERATOR

S u m m a r y

There has been considered heat exchange in the convective crossflow field recuperator. It was assumed that the heating medium temperature is constant in normal direction to the flow; thus it depends merely on one variable. Assuming constant capacity rates, heat transfer coefficients and neglecting heat losses, there have been derived the equations describing the temperature distribution for two cases of flow of the internal fluid in the field recuperator. For comparison the temperature profile in the multipass exchanger with the same assumptions is given. As a conclusion the derived relations have been used for solving a simple problem.