ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1971

Seria: ENERGETYKA z. 39 Nr kol. 310

JAN SKŁADZIEŃ
Instytut Techniki Cieplnej

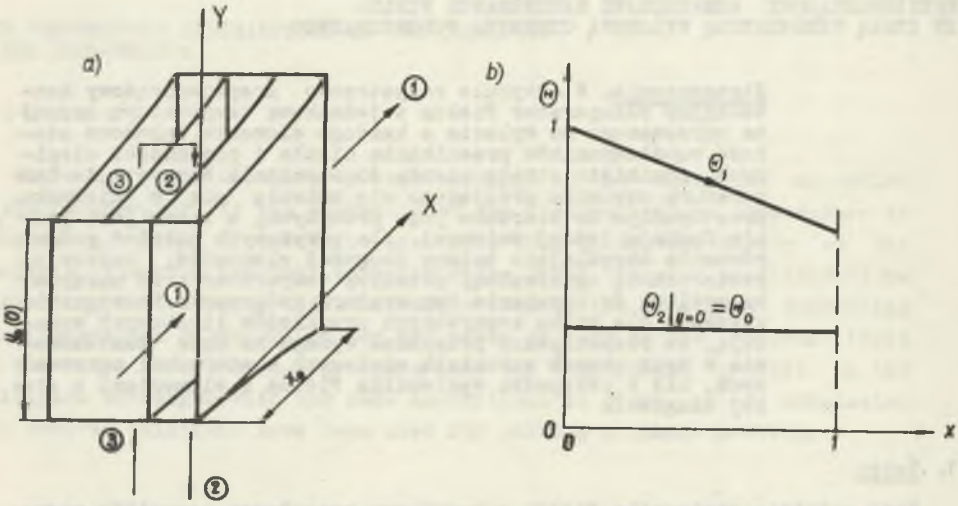
KRZYŻOWOPRĄDOWY KONWEKCYJNY REKUPERATOR FIELDA ZE STAŁĄ TEMPERATURĄ WYLOTOWĄ CZYNNIKA PODGRZEWANEGO

Streszczenie. W artykule rozpatrzono krzyżowoprądowy konwekcyjny rekuperator Fielda z jednakową temperaturą czynnika ogrzewanego na wylocie z każdego elementu. Założono stałość współczynników przenikania ciepła i pojemności cieplnych, pominięto straty ciepła do otoczenia. Przyjęto, że temperatura czynnika grzejącego nie zmienia się w kierunku prostopadłym do kierunku jego przepływu, a zatem jest jedynie funkcją jednej zmiennej. Dla powyższych założeń podano równania określające zmianę długości elementów, całkowitą powierzchnię ogrzewalną, przebieg temperatur oraz maksymalną możliwą do uzyskania temperaturę podgrzania. Rozwiązania uzyskane dla kilku konkretnych przykładów liczbowych wykazują, że rozpatrywany przypadek wymaga na ogół zastosowania w tych samych warunkach większych powierzchni ogrzewalnych, niż w przypadku wymiennika Fielda z elementami o stałej długości.

1. Wstęp

Przy analizie wymiennika Fielda z krzyżowym przepływem czynników rozpatruje się na ogół przypadek [2], [3], [4], gdy wszystkie elementy w wymienniku mają taką samą długość. Gdy stosunek pojemności cieplnych czynnika ogrzewanego i grzejącego jest wielkością skończoną, wówczas przy wlocie do wymiennika medium grzejącego temperatura czynnika ogrzewanego na wypływie z elementu będzie wyższa niż w pobliżu wylotu z wymiennika substancji oddającej ciepło. Przy wyższych temperaturach czynnika ogrzewanego [1] będą występowały w dodatku większe prędkości wewnątrz początkowych elementów, co poprzez zwiększenie oporów przepływu spowoduje tam spadek masy strumienia czynnika. Gdy nie zastosuje się dodatkowych urządzeń wyrównujących rozdział masy strumienia na poszczególne elementy np. w postaci zwężek dławiących na dolocie, wówczas nastąpi pogorszenie niekorzystnej sytuacji, w wyniku której większa część czynnika chłodniejszego przepływać będzie przez ostatnie elementy, gdzie są gorsze warunki przepływu ciepła. Wyższa będzie również temperatura ścianek elementów na początku wymiennika. Powstaje w związku z tym problem analizy wymiennika Fielda z jednakową temperaturą czynnika ogrzewanego na wylocie z każdego elementu. Ze względu na trudności natury matematycznej rozpatrzono sytuację, gdy temperatura czynnika grzejącego jest stała w przekroju prostopadłym do kierunku przepływu, a więc jest funkcją jedynie jednej zmiennej. Założenie takie jest dość dobrym przybliżeniem rzeczywistości. Poza tym przyjęcie za-

łożeń "czystego" przepływu krzyżowego, jak w problemie Nusselta, komplikuje znacznie sporządzenie modelu teoretycznego. Dla przyjętych założeń model taki pokazany jest na rys. 1. W rzeczywistości zmiana długości elementów w wymienniku Fielda może następować jedynie skokowo. Dla obliczeń teoretycznych przyjęto model ciągły, który wydaje się być dobrym przybliżeniem w przypadku dużej ilości elementów ustawionych w wielu rzędach.



Rys. 1. Krzyżowoprądowy konwekcyjny rekuperator Fielda ze stałą temperaturą wylotową czynnika ogrzewanego θ_0
a) model teoretyczny, b) rozkład temperatur w funkcji zmiennej x

2. Rozwiązanie zagadnienia

Zakładając stałość pojemności cieplnych i współczynników przenikania ciepła otrzymuje się następującą [4] zależność na przyrost temperatury czynnika ogrzewanego:

$$\Theta_0 = \Theta_1 \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4/\varkappa}\ \mathrm{ctgh}\left[\varkappa (K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\varkappa}\right]} \tag{1}$$

gdzie:

$$\Theta_0 = \frac{t_{2w} - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}}; \quad \Theta_1 = \frac{t_1 - t_{3d}}{t_{1d} - t_{3d}}$$

$$\varkappa = \frac{k_{1-2}}{k_{2-3}}; \quad (K_{2-3}) = \frac{k_{2-3}x_o y_o}{W_2}$$

$$t_{2w} = t_2\Big|_{y=y_o}; \quad t_{1d} = t_1\Big|_{x=0}; \quad t_{3d} = t_3\Big|_{y=0}$$

Poszczególne symbole oznaczają:

k_{i-j} - współczynnik przenikania ciepła od czynnika i-tego do j-tego,

t_i - temperatura i-tego czynnika,

W_i - pojemność cieplna czynnika i-tego ($W_2 = W_3$),

x, y - współrzędne bezwymiarowe ($x = \frac{X}{x_o}$; $y = \frac{Y}{y_o}$).

Zależność (1) wynika bezpośrednio z rozpatrywania równań bilansu energii dla czynnika 2 i 3 przy oczywistych warunkach brzegowych:

$$t_3\Big|_{y=0} = t_{3d}; \quad t_2\Big|_{y=1} = t_3\Big|_{y=1}$$

W przypadku stałej długości elementów kryterium (K_{2-3}) ma wartość stałą i określa w sposób bezwymiarowy powierzchnię wymiany ciepła. W przypadku stałej temperatury Θ_o, a więc zmiennej długości elementów wartość (K_{2-3}) zależy od położenia, ponieważ $y_o = y_o(x)$. Układ równań różniczkowych wynikłych z bilansu czynników 2 i 3 rozwiązuje się dla stałego x, zatem przyjęcie Θ_o = idem; $y_o = y_o(x)$ nie zmienia w żaden sposób rezultatu otrzymanego w wyniku rozwiązania tych równań. Zmieni się natomiast rozwiązanie równania bilansu energii dla czynnika 1.

Wprowadzając:

$$(K_{1-2}) = \frac{k_{1-2}x_o y_o}{W_1}; \quad \alpha = \frac{W_2}{W_1} = \frac{1}{\varkappa} \cdot \frac{(K_{1-2})}{(K_{2-3})}$$

$$\beta = \frac{2\alpha}{1 + \sqrt{1 + 4/\varkappa}\ \mathrm{ctgh}\left[\varkappa (K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\varkappa}\right]} \tag{2}$$

otrzyma się:

$$\Theta_o = \frac{\beta}{\alpha}\ \Theta_1$$

lub

$$\beta\Theta_1 = \alpha\Theta_o \tag{3}$$

Ponieważ rozpatrywany jest przypadek stałej temperatury czynnika podgrzewanego na wylocie Θ_0 = idem, zatem przy stałych pojemnościach cieplnych i współczynnikach przenikania ciepła musi zachodzić:

$$\beta\Theta_1 = \text{idem} \tag{4}$$

gdzie $\Theta_1 = \Theta_1(x)$ oraz $\beta = \beta(x)$ za pośrednictwem kryterium (K_{2-3}).

Po skorzystaniu z równania bilansu energii dla czynnika 1 otrzyma się[4]:

$$\frac{d\Theta_1}{dx} = -\beta\Theta_1$$

Po uwzględnieniu (3) i (4):

$$\Theta_1 = 1 - \alpha\Theta_0 x \tag{5}$$

Liniowy spadek temperatury Θ_1 wzdłuż osi x jest łatwy do przewidzenia, gdyż tym samym różniczkom dx, odpowiada ze względu na stałość Θ_0 ta sama wielkość $d\dot{Q}$ (przy jednakowym rozdzieleniu masy strumienia czynnika 2 i 3 na każdy element długości wymiennika).

Dla x = 1: $\Theta_1 = 1 - \alpha\Theta_0$

zaś całkowita ilość ciepła $\dot{Q}$ przekazana w wymienniku:

$$Q = W_2\Theta_0(t_{1d} - t_{3d})$$

Przebieg zmian temperatur Θ_2 i Θ_3 będzie określony podobnymi zależnościami jak w przypadku stałej długości elementów y_0 = idem:

$$\Theta_2 = \Theta_1\left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y} - \mu_1 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}}\right)$$

$$\Theta_3 = \Theta_1\left(1 - \frac{\mu_2 e^{\mu_2} e^{\mu_1 y} - \mu_1 e^{\mu_1} e^{\mu_2 y}}{\mu_2 e^{\mu_2} - \mu_1 e^{\mu_1}}\right)$$

gdzie:

$$\mu_{1,2} = \frac{\varkappa(K_{2-3})}{2}\left(1 \mp \sqrt{1 + 4/\varkappa}\right) = \mu_{1,2}(x)$$

gdyż:

$$(K_{2-3}) = \frac{x_o y_o(x) k_{2-3}}{W_2} = f(x)$$

Aby znaleźć szukaną funkcję $y_o = y_o(x)$ należy zatem określić (K_{2-3}) w zależności od zmiennej x. Na podstawie równań (3) i (5):

$$\beta = \frac{\alpha \Theta_o}{1 - \alpha \Theta_o x} \tag{6}$$

Porównując wartości β uzyskane z zależności (2) i (6) otrzymuje się:

$$\operatorname{ctgh}\left[\varkappa (K_{2-3}) \sqrt{1/4 + 1/\varkappa}\right] = \frac{2(1 - \alpha \Theta_o x) - \Theta_o}{\Theta_o \sqrt{1 + 4/\varkappa}}$$

a stąd:

$$(K_{2-3}) = \frac{1}{\varkappa \sqrt{1/4 + 1/\varkappa}} \operatorname{ar\,ctgh}\left[\frac{2 - \Theta_o(1+2\alpha x)}{\Theta_o \sqrt{1 + 4/\varkappa}}\right] \tag{7}$$

Znając kryterium (K_{2-3}) można wyznaczyć wielkość całkowitej powierzchni wymiany ciepła:

$$A_c = x_o \int_0^1 y_o(x)dx = \frac{W_2/k_{2-3}}{\varkappa \sqrt{1/4 + 1/\varkappa}} - \int_0^1 \operatorname{ar\,ctgh}\left[\frac{2 - \Theta_o(1+2\alpha x)}{\Theta_o \sqrt{1 + 4/\varkappa}}\right] dx$$

Ponieważ bardziej wygodne jest korzystanie z wielkości bezwymiarowych, zatem korzystne może okazać się operowanie kryterium podobieństwa $(K_{1-2})_c$:

$$(K_{1-2})_c = \frac{k_{1-2} A_c}{W_1} = \frac{1}{2}\left[\frac{2 - \Theta_o}{\Theta_o \sqrt{1 + 4/\varkappa}} \ln \frac{2 - \Theta_o(1 - \sqrt{1 + 4/\varkappa})}{2 - \Theta_o(1 + \sqrt{1 + 4/\varkappa})}\right] +$$

$$- \frac{2 - \Theta_o(1+2\alpha)}{\Theta_o \sqrt{1+4/\varkappa}} \ln \frac{2 - \Theta_o(1+2\alpha - \sqrt{1+4/\varkappa})}{2 - \Theta_o(1+2\alpha + \sqrt{1+4/\varkappa})} + \ln \frac{1 - \Theta_o - \Theta_o^2/\varkappa}{1 - \Theta_o(1+2\alpha) + \Theta_o^2(\alpha + \alpha^2 - 1/\varkappa)} \tag{8}$$

Wartość kryterium $(K_{1-2})_c$ określa bezwymiarowo całkowitą powierzchnię ogrzewalną wymiennika, a tym samym w sposób pośredni określa koszt urządzenia. Aby określić długość poszczególnych elementów należy skorzystać z zależności wynikającej ze wzoru (7):

$$(K_{1-2}) = \frac{\alpha}{\sqrt{1+4/\varkappa}} \ln \frac{2 - \Theta_o(1 + 2\alpha x - \sqrt{1+4/\varkappa})}{2 - \Theta_o(1 + 2\alpha x + \sqrt{1+4/\varkappa})} \tag{7a}$$

Dla porównania wyprowadzono zależność określającą wielkość powierzchni wymiany ciepła A i kryterium podobieństwa (K_{1-2}) dla przypadku stałej długości elementów: y_o = idem. Wówczas [4] średnia wartość temperatury czynnika podgrzewanego na wylocie z wymiennika wynosi:

$$\Theta_{śr} = \frac{1}{\alpha}(1 - e^{-\beta})$$

stąd:

$$\beta = \ln \frac{1}{1 - \alpha\Theta_{śr}} = \frac{2\alpha}{1 + \sqrt{1+4/\varkappa}\ \mathrm{ctgh}\left[\varkappa(K_{2-3})\sqrt{1/4 + 1/\varkappa}\right]}$$

$$A = \frac{W_2(K_{2-3})}{k_{2-3}} = \frac{W_2}{k_{1-2}\sqrt{1/4 + 1/\varkappa}}\ \mathrm{ar\ ctgh}\left\{\frac{-1}{\sqrt{1+4/\varkappa}}\left[1 + \frac{2\alpha}{\ln(1 - \alpha\Theta_{śr})}\right]\right\}$$

oraz:

$$(K_{1-2}) = \frac{k_{1-2}A}{W_1} = \frac{\alpha}{\sqrt{1+4/\varkappa}} \ln \frac{2\alpha + (1 - \sqrt{1+4/\varkappa})\ln(1-\alpha\Theta_{śr})}{2\alpha + (1 + \sqrt{1+4/\varkappa})\ln(1-\alpha\Theta_{śr})} \tag{9}$$

Przy stałym Θ_o oczywista jest zależność $\Theta_o = \Theta_{śr}$.

Maksymalny przyrost temperatury czynnika ogrzewanego wyniesie w przypadku stałej długości elementów:

$$\Theta_{śr\ max} = \lim_{A \to \infty} \Theta_{śr} = \frac{1}{\alpha}(1 - e^{-\beta_{max}}) \tag{10}$$

gdzie:

$$\beta_{max} = \frac{2\alpha}{1 + \sqrt{1 + 4/\varkappa}} \tag{2a}$$

W przypadku stałego przyrostu temperatury czynnika podgrzewanego wartość $\Theta_{śr\ max} = \Theta_{o\ max}$ będzie nieco mniejsza. Można ją określić biorąc pod uwagę, że dla $x = 1$ lokalnie $\beta = \beta_{max}$, a zatem na podstawie (3):

$$\beta_{max} \cdot \Theta_1\Big|_{x=1} = \alpha \cdot \Theta_{o\ max}$$

Z bilansu energii:

$$(1 - \Theta_1\Big|_{x=1})\, W_1 = \Theta_{o\ max} \cdot W_2$$

Po wyrugowaniu $\Theta_1\Big|_{x=1}$:

$$\Theta_{o\ max} = \frac{2}{1 + 2\alpha + \sqrt{1+4/\varkappa}} \tag{11}$$

Wówczas:

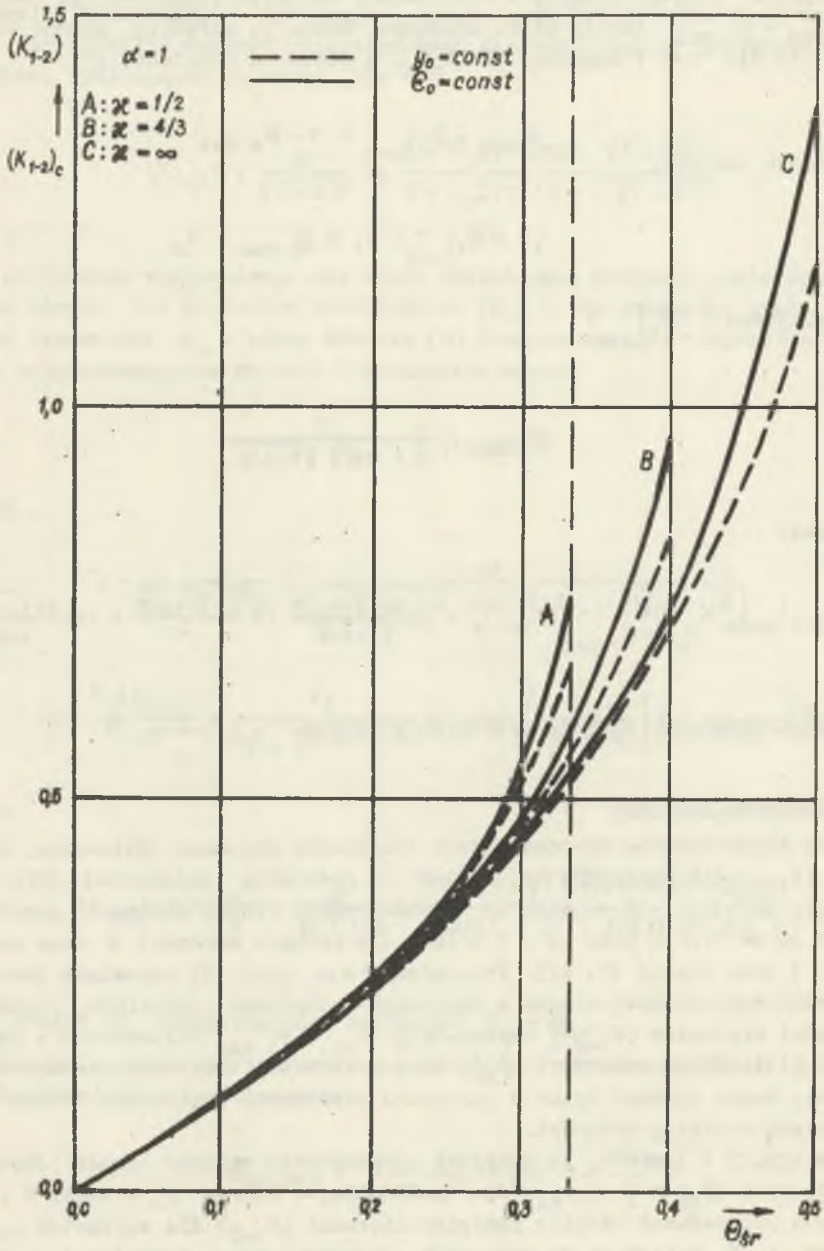
$$(K_{1-2})_{cmax} = \lim_{\Theta_o \to \Theta_{o\ max}} (K_{1-2})_c = \frac{1}{2}\left(\frac{2\alpha + \sqrt{1+4/\varkappa}}{\sqrt{1+4/\varkappa}} \ln \frac{\alpha + \sqrt{1+4/\varkappa}}{\alpha} + \ln\alpha \frac{\alpha + \sqrt{1+4/\varkappa}}{1+4/\varkappa}\right) \tag{12}$$

Dla tego przypadku długość ostatnich elementów $y_o(1) \to \infty$.

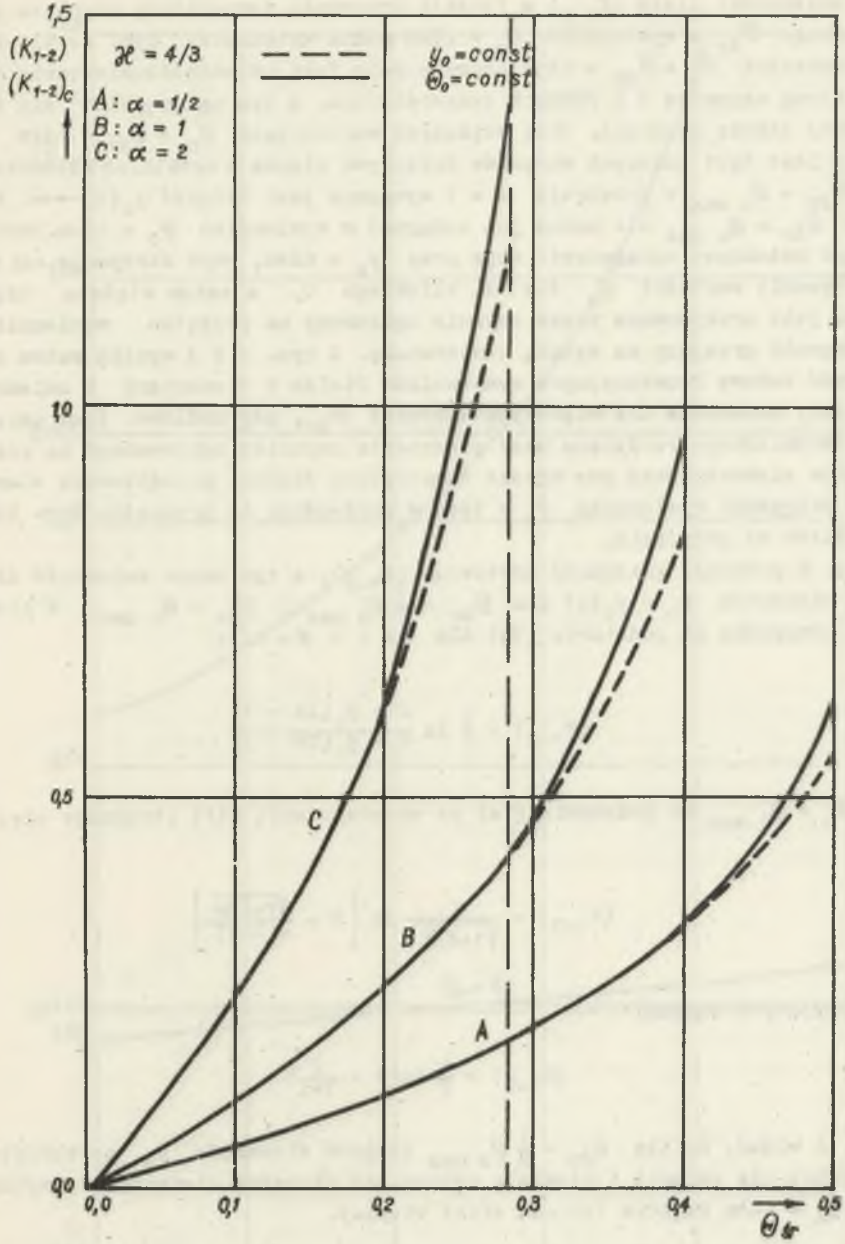
3. Przykłady liczbowe

Dla zilustrowania wyprowadzonych zależności wykonano obliczenia kryterium (K_{1-2}) dla przypadku y_o = idem na podstawie zależności (9) oraz $(K_{1-2})_c$ dla $\Theta_{śr} = \Theta_o$ = idem na podstawie (8). Wyniki obliczeń przedstawione są na rys. 2 przy $\alpha = 1$ = idem dla różnych wartości $\varkappa$ oraz na rysunku 3 przy stałym $\varkappa = 4/3$. Przypadek $\varkappa = \infty$ (rys. 2) odpowiada dwuczynnikowemu wymiennikowi ciepła z krzyżowym przepływem czynników. Krańcowe wartości kryteriów $(K_{1-2})_c$ odpowiadają $\Theta_{śr} = \Theta_{o\ max}$ obliczonemu z zależności (11). Wyższe wartości $\Theta_{śr}$, aż do wielkości obliczonej ze wzorów (10) i (2a), można uzyskać tylko w przypadku stosowania wymiennika Fielda z elementami o stałej długości.

Na rys. 2 i 3 widać, że mniejsze powierzchnie wymiany ciepła otrzymuje się przy $\Theta_{śr} > \frac{3}{4}\Theta_{o\ max}$ dla wymiennika, w którym y_o = idem. W pozostałych przypadkach różnice pomiędzy liczbami (K_{1-2}) dla wariantów y_o = idem i Θ_o = idem są na wykresach niedostrzegalne. Dokładniejsze obliczenia wykazują, że dla małych wartości $\Theta_{śr}(\Theta_{śr} < 0{,}1)$ nieznacznie mniejsze wartości kryteriów otrzymuje się dla przypadku Θ_o = idem. Taki prze-



Rys. 2. Zależność kryterium podobieństwa (K_{1-2}) od przyrostu temperatury czynnika podgrzewanego $\Theta_{śr}$ ($\alpha = 1$ = idem)



Rys. 3. Zależność kryterium podobieństwa (K_{1-2}) od przyrostu temperatury czynnika podgrzewanego $\Theta_{śr}$ ($\varkappa$ = 4/3 = idem)

bieg zmienności liczb (K_{1-2}) w funkcji przyrostu temperatury czynnika podgrzewanego $\Theta_{śr}$ w wymienniku Θ_o = idem można wytłumaczyć tym, że dla małych wartości $\Theta_o = \Theta_{śr}$ = idem odgrywa rolę fakt uniknięcia mieszania różnych strug czynnika 2 o różnych temperaturach, a tym samym unika się dodatkowej straty egzergii. Przy większych wartościach $\Theta_o = \Theta_{śr}$ = idem istotny jest fakt gorszych warunków przepływu ciepła w ostatnich elementach. Dla $\Theta_{śr} = \Theta_{o\ max}$ w przekroju $x = 1$ wymagana jest długość $y_o(1) \to \infty$. Wartości $\Theta_{śr} > \Theta_{o\ max}$ nie można już osiągnąć w wymienniku Θ_o = idem. Możliwe jest natomiast osiągnięcie tego przy y_o = idem, gdyż otrzymuje się wówczas wysokie wartości Θ_o dla x bliskiego 0, a zatem większa część ciepła jest przejmowana przez czynnik ogrzewany na początku wymiennika, gdy czynnik grzejący ma wysoką temperaturę. Z rys. 2 i 3 wynika zatem niecelowość budowy konwekcyjnych wymienników Fielda z elementami o zmiennej długości, zwłaszcza dla większych wartości $\Theta_{śr}$, gdy możliwe jest uzyskanie równomiernego rozdziału masy strumienia czynnika ogrzewanego na poszczególne elementy oraz gdy wyższe temperatury ścianki początkowych elementów w przypadku wymiennika y_o = idem w porównaniu do przypadku Θ_o = idem są możliwe do przyjęcia.

Rys. 4 pokazuje zmienność kryterium (K_{1-2}), a tym samym zmienność długości elementów $y_o = y_o(x)$ dla $\Theta_{śr} = \frac{1}{2}\Theta_{o\ max}$ i $\Theta_{śr} = \Theta_{o\ max}$. W pierwszym przypadku na podstawie (7a) dla $\alpha = 1$ i $\varkappa = 4/3$:

$$(K_{1-2}) = \frac{1}{2} \ln \frac{2 - \Theta_o(2x - 1)}{2 - \Theta_o(2x + 3)}$$

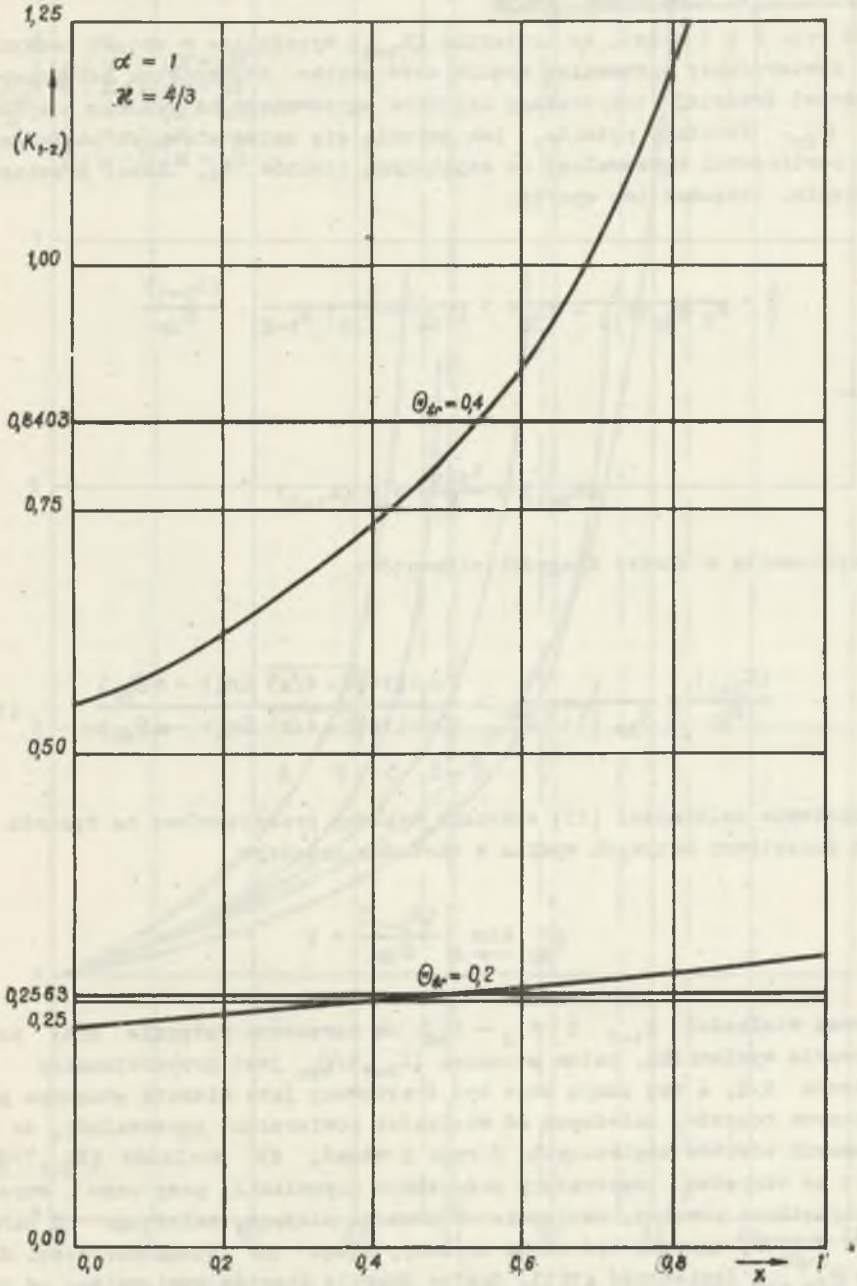
dla $\Theta_o = \Theta_{o\ max}$ na podstawie (7a) po wykorzystaniu (11) otrzymuje się:

$$(K_{1-2}) = \frac{\alpha}{\sqrt{1+4/\varkappa}} \ln \left[1 + \frac{\sqrt{1+4/\varkappa}}{\alpha(1-x)} \right]$$

Dla przyjętych danych:

$$(K_{1-2}) = \frac{1}{2} \ln\left(1 + \frac{2}{1-x}\right)$$

Z rys. 4 widać, że dla $\Theta_{śr} = \frac{1}{2}\Theta_{o\ max}$ długość elementów y_o ze wzrostem x niezbyt się zmienia i niewiele odbiega od długości elementów w wymienniku y_o = idem dającym ten sam efekt cieplny.



Rys. 4. Zależność kryterium (K_{1-2}) od zmiennej x przy Θ_0 = idem. Proste obrazują wartości (K_{1-2}) dla takich samych warunków przy y_0 = idem.

4. Efektywność wymiennika Fielda

Na rys. 2 i 3 widać, że kryterium (K_{1-2}) wyrażające w sposób bezwymiarowy powierzchnię ogrzewalną rośnie dość szybko ze wzrostem bezwymiarowo wyrażonej średniej temperatury czynnika ogrzewanego na wylocie z wymiennika $\Theta_{śr}$. Powstaje pytanie, jak zmienia się zatem stosunek nakładów, a więc powierzchni ogrzewalnej do uzyskanych efektów, tj. ilości przekazanego ciepła. Stosunek ten wynosi:

$$\frac{A}{\dot{Q}} = \frac{A}{W_2\,\Theta_{śr}(t_{1d} - t_{3d})} = \frac{1}{(t_{1d} - t_{3d})\,k_{1-2}} \cdot \frac{(K_{2-1})}{\Theta_{śr}}$$

gdzie:

$$(K_{2-1}) = \frac{k_{1-2}A}{W_2} = \frac{1}{\alpha}\,(K_{1-2})$$

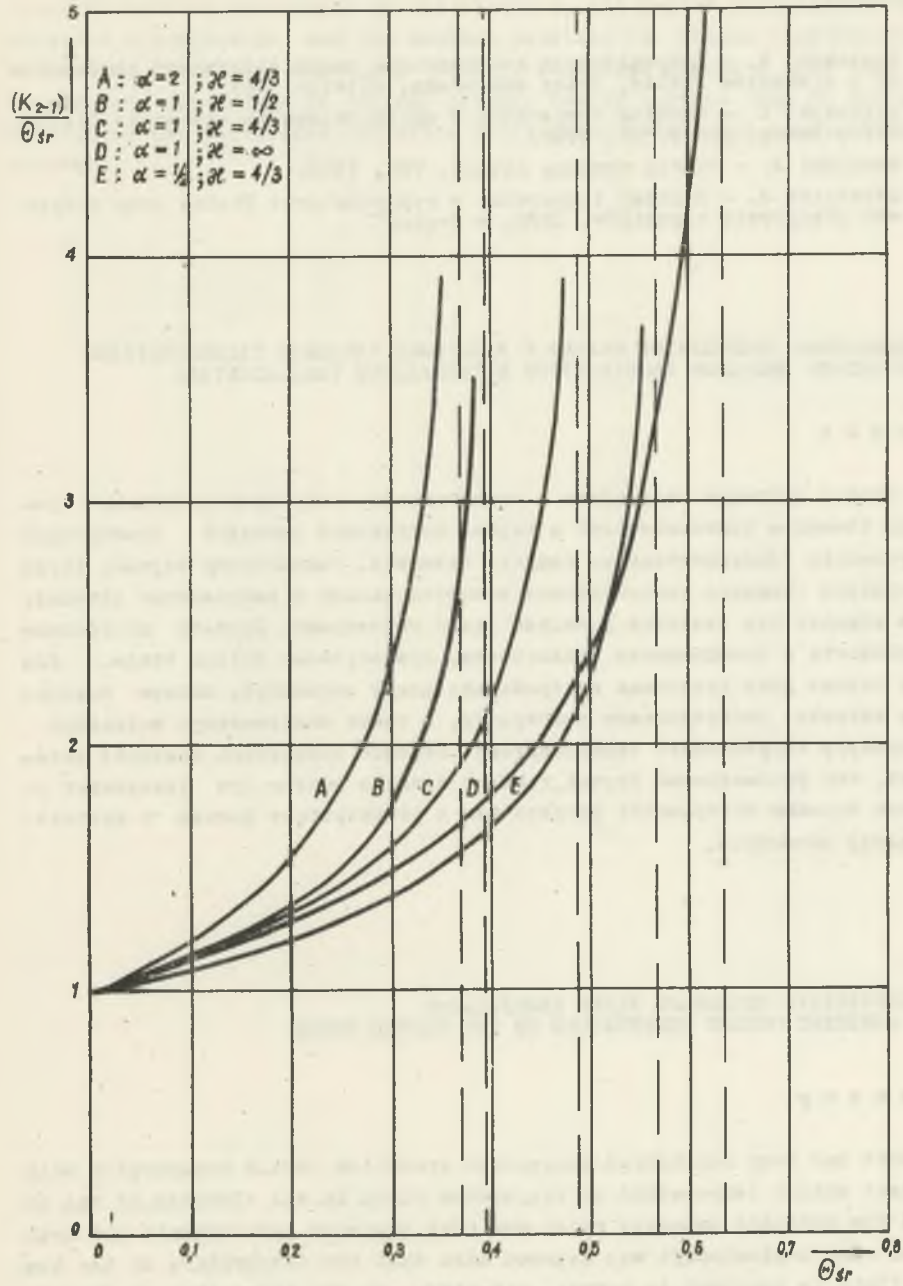
Dla wymiennika o stałej długości elementów:

$$\frac{(K_{2-1})}{\Theta_{śr}} = \frac{1}{\Theta_{śr}\sqrt{1 + 4/\varkappa}}\,\ln\frac{2\alpha + (1 - \sqrt{1 + 4/\varkappa})\,\ln(1 - \alpha\Theta_{śr})}{2\alpha + (1 + \sqrt{1 + 4/\varkappa})\,\ln(1 - \alpha\Theta_{śr})} \tag{13}$$

Na podstawie zależności (13) wykonano wykresy przedstawione na rysunku 5. Punkt początkowy krzywych wynika z wartości granicy:

$$\lim_{\Theta_{śr} \to 0} \frac{(K_{2-1})}{\Theta_{śr}} = 1$$

Ponieważ wielkości k_{1-2} i $t_{1d} - t_{3d}$ są narzucone wstępnie przy projektowaniu wymiennika, zatem stosunek $(K_{2-1})/\Theta_{śr}$ jest proporcjonalny do wyrażenia $A/\dot{Q}$, a tym samym może być traktowany jako miernik stosunku poniesionych kosztów, zależnych od wielkości powierzchni ogrzewalnej, do otrzymanych efektów użytecznych. Z rys. 5 widać, że wielkość $(K_{2-1})/\Theta_{śr}$ rośnie ze wzrostem temperatury podgrzania czynnika 2, przy czym wzrost ten początkowo powolny, następnie od pewnego miejsca, zależnego od parametrów α i $\varkappa$, zaczyna być coraz szybszy, dążąc do nieskończoności dla $\Theta_{śr} = \Theta_{śr\,max}$ (zależność (10)). Znając funkcję kosztów wymiennika od jego powierzchni ogrzewalnej można określić optymalną wartość $\Theta_{śr}$, której odpowiada minimalny koszt przypadający na jednostkę przekazywanego ciepła.



Rys. 5. Zależność stosunku $(K_{2-1})/\Theta_{śr}$ od przyrostu temperatury czynnika ogrzewanego $\Theta_{śr}$

LITERATURA

[1] Kostowski E. - Optymalizacja rekuperatora opromieniowanego zbudowanego z elementów Fielda. Praca doktorska, Gliwice 1967.

[2] Kostowski E. - Rozkład temperatur w opromieniowanym elemencie Fielda, ZNPS, Energetyka z. 28, 1968.

[3] Madejski J. - Teoria wymiany ciepła, PWN, 1963.

[4] Składzień J. - Rozkład temperatur w rekuperatorze Fielda przy krzyżowym przepływie czynników, ZNPS, w druku.

КОНВЕКЦИОННЫЙ РЕКУПЕРАТОР ФИЛЬДА С КРЕСТОВЫМ ТЕЧЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ С ПОСТОЯННОЙ ВЫХОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ НАГРЕВАЕМОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Р е з ю м е

В статье приведен теплообмен в конвекционном рекуператоре фильда с крестовым течением теплоносителей в случае постоянной выходной температуры нагреваемого теплоносителя из каждово элемента. 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 длину элементов, полную поверхность нагрева, распределение температур, а также максимальную возможную температуру нагреваемого теплоносителя. Решение конкретных примеров доказывает, что рассмотреный случай требует принять вообще при одинаковых условиях большию поверхность нагрева чем в рекуператоре фильда с постоянную длину элементов.

THE CONVECTIVE CROSSFLOW FIELD RECUPERATOR WITH CONSTANT OUTLET TEMPERATURE OF THE HEATED FLUID

S u m m a r y

There has been considered convective crossflow Field recuperator with constant outlet temperature of the heated fluid in all elements. It was assumed the constant capacity rates and heat transfer coefficients and heat losses were neglected. It was assumed also that the temperature of the heating fluid is constant in normal direction to the flow; thus it depends merely on one variable. For this case there have been derived the equa-

tions describing the lenght of the elements, all heated surface, the temperature distribution and the maximum possible to obtain temperature of the heated fluid. The solutions of some numerical examples show that the considered case needs in general greater heated surface than on the same conditions the convective crossflow Field recuperator with constant length elements.