

**ZESZYTY  
NAUKOWE  
POLITECHNIKI  
ŚLĄSKIEJ**

P.3345/76

**CHEMIA**

**Z. 78  
GLIWICE  
1976**



## SPIS TREŚCI

1. Wstęp . . . . .	3
2. Mieszaniny nasycone . . . . .	6
2.1. Podstawy teoretyczne . . . . .	6
2.2. Przenikanie ciepła . . . . .	10
2.3. Zmodyfikowany sposób obliczania poprawki $\phi$ . . . . .	14
2.4. Porównanie poprawek . . . . .	18
3. Mieszaniny nienasycone . . . . .	28
4. Współczynniki wnikania ciepła . . . . .	30
4.1. Uwagi ogólne . . . . .	30
4.2. Współczynnik wnikania ciepła w fazie gazowej . . . . .	31
4.3. Współczynnik wnikania ciepła w fazie ciekłej . . . . .	33
5. Obliczanie powierzchni równoczesnej wymiany ciepła i masy . . . . .	43
6. Omówienie wyników i wnioski . . . . .	51
Oznaczenia . . . . .	54
Literatura . . . . .	56



**POLITECHNIKA ŚLĄSKA**

**ZESZYTY NAUKOWE**

Nr 495

P. 3345/76

**KAROL MACHEJ**

**RÓWNOCZESNA WYMIANA CIEPŁA I MASY  
(WYKRAPLANIE) W WYMIENNIKACH  
BEZPRZEPONOWYCH**

**GLIWICE**

**1976**

OPINIODAWCY:

*Prof. dr inż. Mieczysław Serwiński*

*Prof. mgr inż. Zdzisław Ziolkowski*

*Prof. dr hab. inż. Jan Bandrowski*

REDAKTOR NACZELNY WYDAWNICTW UCZELNIANYCH  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

*Jan Bandrowski*

REDAKTOR DZIAŁU

*Ganowefa Bieńkiewicz*

SEKRETARZ REDAKCJI

*Jan Znamirowski*

Wydano za zgodą  
Rektora Politechniki Śląskiej

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej  
Gliwice, ul. Kujawska 2

---

Nakł. 80+166 Ark. wyd. 4,02 Ark. druk. 4,40 Papier offsetowy kl. III 70x100, 80 g  
Oddano do druku 20 7 76 Podpis. do druku 20 10.76 Druk ukończ. w listopadzie 1976  
Zam. 903/76 Cena zł 10,—

---

Skład, fotokopie, druk i oprawę  
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

PJ-418/76

## 1. WSTĘP

Wszystkim niemal procesom zachodzącym między fazą gazową a ciekłą towarzyszy z reguły równoczesna wymiana ciepła i masy. Bardzo często zdarza się, że bądź ruch ciepła, bądź ruch masy przebiega w stopniu nieznacznym i w obliczeniach praktycznych, projektowych można go pominąć. W tych przypadkach problem upraszcza się do obliczeń aparatu jako wymiennika ciepła względnie wymiennika masy. Istnieją jednak procesy, w których takie uproszczenie jest niedopuszczalne. Ma to np. miejsce w procesie wykraplania pary z mieszaniny gazowej bądź nasycania fazy gazowej parą. Oba wymienione przypadki występują bardzo często w zagadnieniach praktycznych. Ich matematycznym sformułowaniem od dawna zajmowało się wielu badaczy. Powstało wiele koncepcji teoretycznego ujęcia omawianego przypadku równoczesnego wnikania ciepła i masy, których ogólną klasyfikację podał T. HOBLER [1]. Wyróżnia on sześć podstawowych grup zależności, przy czym za kryterium klasyfikacji przyjmuje rodzaj siły napędowej procesu charakterystycznej dla danego związku:  $\Delta T$ ,  $\Delta p_A$ ,  $\Delta i$ ,  $\Delta X_A$ ,  $\Delta \varphi$ ,  $\Delta \Phi = c \cdot \Delta t + \Delta p_A$ . Oczywiście, każdemu rodzajowi siły napędowej odpowiada odrębnie zdefiniowany współczynnik wnikania ciepła względnie masy. Wartość liczbową tych współczynników wnikania ciepła względnie masy oblicza się z reguły z właściwych danemu przypadkowi bezwymiarowych równań kryterialnych. Interesujące zestawienie wyników szeregu prac badawczych różnych autorów nad równoczesną wymianą ciepła i masy, zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych, liczące 26 pozycji, podaje Cz. STRUMIŁŁO [2]. Jest to lista niekompletna, ponieważ dotyczy publikacji do 1966 r. (od tego czasu ogłoszono drukiem szereg nowych koncepcji i wyników badawczych), a oprócz tego ww. autor interesował się głównie procesem odparowywania cieczy do strumienia powietrza.

Scharakteryzowana powyżej mnogość ujęć procesu równoczesnej wymiany ciepła i masy, zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych, świadczy z jednej strony o skomplikowanym charakterze omawianego procesu, a z drugiej - o praktycznej konieczności podejmowania prac nad skonstruowaniem możliwie ogólnego modelu teoretycznego procesu, potwierdzonego eksperymentem. Niewątpliwie znamiona takiej ogólnej teorii posiada koncepcja T. HOBLERA [1,3] obliczania procesu równoczesnej wymiany ciepła i masy opierająca się na założeniu, że całkowita ilość wymienionego ciepła ma charakter addytywny i jest sumą ciepła wymienionego na drodze wnikania ciepła oraz ciepła wniesionego przez wnikającą masę. Wspomniana koncepcja jest w zasadzie metodą obliczania takiego procesu w odniesieniu do fazy gazowej;

może być zatem stosowana bez dalszych uzupełnień w pracach projektowych, jeżeli opór cieplny po stronie cieczy można pominąć. Natomiast występują poważne trudności w wykorzystaniu metody, gdy opór cieplny po stronie fazy ciekłej ma wartość znaczącą, wymagającą uwzględnienia go w obliczeniach. Dodatkowym źródłem komplikacji jest fakt, że proces równoczesnej wymiany ciepła i masy między fazą gazową i ciekłą jest w praktyce realizowany w dwóch podstawowych typach aparatów: w wymiennikach przeponowych i bezprzeponowych. Usunięcie wspomnianych trudności wymaga uzgodnienia od strony teoretycznej bilansów cieplnych i masowych, sprecyzowania warunków panujących na powierzchni międzyfazowej oraz uwzględniając wymogi praktyki projektowej, zdefiniowania i ustalenia zależności pozwalających na obliczenie współczynnika wnikania ciepła po stronie fazy ciekłej.

W przypadku wymienników przeponowych, w których czynnik grzewczy względnie chłodzący nie kontaktuje się bezpośrednio z fazą gazową, wyróżnia się cztery źródła oporów cieplnych, a mianowicie: w fazie gazowej (z równoczesnym uwzględnieniem oporów wymiany masy), w kondensacie spływającym po ścianie i stykającym się bezpośrednio z fazą gazową, opór cieplny ścianki oraz opór po stronie czynnika grzewczego względnie chłodzącego. Zagadnieniem tym zajmował się R. KRUPICZKA [4,5,6,7], w szczególności przypadkiem wykraplania pary z mieszaniny nasyconej w przepływie burzliwym oraz dla laminarnej konwekcji naturalnej. Wspomniane zagadnienie wy. autor opracował pod względem teoretycznym oraz zaproponował metodę roboczą obliczania tego procesu dostosowaną do potrzeb projektowych.

Niestety, otrzymanych przez R. Krupiczkę związków matematycznych nie można wykorzystać dla wymienników bezprzeponowych z uwagi na odmienny model procesu. Na całkowity opór cieplny składa się w tym przypadku jedynie opór cieplny fazy gazowej (z równoczesnym uwzględnieniem oporu wnikania masy) oraz opór cieplny fazy ciekłej będącej mieszaniną cieczy chłodzącej i kondensatu. Fakt wspólnego odbioru kondensatu i cieczy chłodzącej powoduje istotne zmiany warunków wnikania ciepła w fazie ciekłej, a równania bilansowe, obowiązujące aparaty przeponowe, tracą tutaj moc obowiązującą. Wynika stąd, że równoczesna wymiana ciepła i masy w wymiennikach bezprzeponowych wymaga odrębnego opracowania teoretycznego.

W zależności od typu wymiennika bezprzeponowego wyróżnia się dwa główne rodzaje spływu cieczy: spływ cieczy po wypełnieniu i spływ cieczy po ścianie płaskiej. Rodzaj spływu cieczy ma znaczny wpływ na kształtowanie się wartości oporu cieplnego w fazie ciekłej. W kolumnach wypełnionych (skruberach) warstewka cieczy podlega ciągłym zaburzeniom na skutek bardzo częstych zmian kierunku spływu cieczy. Te zaburzenia powodują bardzo silny wzrost współczynnika wnikania ciepła w fazie ciekłej. Dzięki temu opór cieplny w fazie ciekłej staje się znikomo mały w porównaniu z oporem cieplnym w fazie gazowej i w obliczeniach praktycznych można go pominąć [8,9,10]. W obliczeniach projektowych wystarczy zatem uwzględnić jedynie proces równoczesnej wymiany ciepła i masy w fazie gazowej i w tym przypadku metoda Hoblera [3] nie wymaga w zasadzie dodatkowych uzupełnień.

Spływ cieczy po ścianie płaskiej ma przede wszystkim znaczenie teoretyczne, poznawcze, natomiast w aparaturze przemysłowej najczęściej spotyka się spływ warstwy cieczy po powierzchni wewnętrznej (lub zewnętrznej) rury pionowej. Fakt ten nie stwarza istotnych trudności w wykorzystaniu wniosków teoretycznych dla potrzeb praktycznych, ponieważ, uwzględniając stosunkowo dużą średnicę rur stosowanych w aparatach przemysłowych w porównaniu z cienką warstwą spływającej cieczy, można z bardzo dobrym przybliżeniem utożsamić spływ cieczy po powierzchni rury pionowej ze spływem po ścianie płaskiej.

Jak wykazały badania przeprowadzone nad równoczesną wymianą ciepła i masy w rurze zraszanej od wewnątrz filmem cieczy kontaktującym się bezpośrednio z fazą gazową, nie można w tym przypadku pominąć oporu cieplnego fazy ciekłej [2,11,12,13,14,15], stanowiącego niekiedy 30% wartości całkowitego oporu procesu. Jest to spowodowane tym, że zaburzenia spływającej warstwy cieczy, wywołane mniej lub bardziej intensywnym falowaniem powierzchni filmu, zależnie od natężenia przepływu cieczy i gazu [16], są znacznie słabsze, a tym samym wartości współczynników wnikania ciepła dla fazy ciekłej są niższe w porównaniu ze współczynnikami charakterystycznymi dla kolumn wypełnionych.

W niniejszej pracy, nawiązując do teorii T. Hoblera dla fazy gazowej, zaproponowano model równoczesnej wymiany ciepła i masy pomiędzy spływającym filmem cieczy i stykającą się z nim bezpośrednio fazą gazową oraz zmodyfikowano obliczanie niektórych wyrażeń występujących w metodzie wspomnianego autora. Dodatkowo, w oparciu o opublikowane dane eksperymentalne przeprowadzono ocenę informacji dotyczących obliczania współczynników wnikania ciepła w fazie gazowej i ciekłej w przypadku rury zraszanej od wewnątrz filmem cieczy.

## 2. MIESZANINY NASYCONE

### 2.1. Podstawy teoretyczne

Za podstawę rozważań przyjęto poglądy T. HOBLERA [3], wg których niezależnie od kierunku rozpatrywanego procesu (wykraplanie pary z mieszaniny gazowej względnie nasywanie gazu), całkowitą ilość ciepła wymienioną między fazą gazową i ciekłą na drodze równoczesnego ruchu ciepła i masy określa równanie:

$$dQ = dQ_T + dQ_p \quad (1)$$

$$\text{gdzie: } dQ_T = \alpha \cdot dF \cdot \Delta T \quad (2)$$

$$dQ_p = i_{Ag} \cdot dG_A = i_{Ag} \cdot \beta_A \cdot dF \cdot \Delta \pi_A \quad (3)$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$\mu = \frac{\alpha}{\beta_A} \quad (4)$$

$$\psi = \frac{\Delta \pi_A}{\Delta T} \quad (5)$$

oraz wykorzystując zależności (2) i (3), można równanie (1) przedstawić w postaci:

$$dQ = \alpha \cdot dF \left( 1 + i_{Ag} \frac{\psi}{\mu} \right) \Delta T$$

$$\text{lub} \quad dQ = \alpha \cdot dF \cdot \phi \cdot \Delta T \quad (6)$$

$$\text{gdzie:} \quad \phi = 1 + i_{Ag} \frac{\psi}{\mu} \quad (7)$$

Ażeby upodobnić równanie (6) do klasycznej zależności opisującej wnikanie ciepła, T. Hobler wprowadza poprawiony współczynnik wnikania ciepła określony związkiem

$$\alpha_V^* = \phi \cdot \alpha \quad (8)$$

co pozwala na zapisanie równania (6) w postaci

$$dQ = \alpha_V^* \cdot dF \cdot \Delta T \quad (9)$$



Zastępczy współczynnik  $\alpha^*$  można zinterpretować jako iloczyn współczynnika wnikania ciepła  $\alpha$ , obwierzającego "czysty" ruch ciepła, oraz poprawki  $\phi$  uwzględniającej wymianę ciepła zachodzącą poprzez wnikanie masy.

Występujące w zależności (7) wielkości  $\mu$  i  $\psi$  definiują równania (4) i (5). Ze względów rachunkowych wygodnie jest jednak korzystać z przekształconych postaci tych równań podanych przez T. Hoblera. Uwzględniając analogię ruchu ciepła i masy, można  $\mu$  opisać równaniem

$$\mu = \frac{\lambda}{\sigma_{A1}} \left( \frac{Pr}{Sc} \right)^B \quad (10)$$

wykorzystując uproszczone równanie Clausiusa-Clapeyrona

$$dp_A = \frac{r_A}{\lambda \cdot v_A \cdot T} dT = \frac{p_A r_A}{\lambda R_A T^2} dT,$$

zależność określającą moduł napędowy

$$\Delta \bar{x}_A = \ln \frac{p_{iA}}{p_{iA}^*},$$

pojęcie średniej logarytmicznej oraz przybliżony związek

$$\frac{p_{Am}}{p_{im}} \approx \frac{x_{Am}}{m^*}$$

można  $\psi$  przedstawić w postaci:

$$\psi = \frac{r_{Am} \cdot x_{Am}}{\lambda \cdot R_{Am} \cdot m^* \cdot T_g \cdot T_z} \quad (11)$$

Wstawiając wyrażenia (10) i (11) do równania (7) oraz zastępując  $i_{Ag}$  pewną wartością średnią  $i_{Agm}$ , poprawka  $\phi$  przyjmuje postać

$$\phi = 1 + \frac{r_{Am} \cdot i_{Agm}}{\mu \cdot \lambda \cdot R_{Am} \cdot m^* \cdot T_g \cdot T_z} \cdot x_{Am} \quad (12)$$

Uwzględniając małą zmienność entalpii, można dla celów praktycznych [17] z dostateczną dokładnością obliczać  $i_{Agm}$  jako średnią arytmetyczną

$$i_{Agm} = \frac{i_{Ag} + i_{Az}}{2}$$

Mając na uwadze uproszczenia zastosowane przy wyprowadzeniu zależności (10) i (11), T. Hobler proponuje wprowadzenie do równania (12) pewnej poprawki  $\mathcal{E}$ , która równocześnie miałaby na celu skorygowanie odchylenia równania teoretycznego od warunków rzeczywistych:

$$\phi = 1 + \mathcal{E} \frac{r_{Am} \cdot i_{Agm}}{\alpha_A \cdot R_{Am} \cdot m^* \cdot T_g \cdot T_z} \cdot X_{Am} \quad (13)$$

Konfrontując wyniki otrzymane wg równania teoretycznego z danymi doświadczalnymi cytowanymi przez Colburna i Hougena oraz Żaworonkowa, Hobler ustala następujące wartości poprawki:

$\mathcal{E} = 1,18$  dla równoczesnej wymiany ciepła i masy w rurze oraz

$\mathcal{E} = 1$  dla procesu skrubierowego.

Warto podkreślić, że występująca w równaniach (12) i (13) wartość przybliżona  $X_{Am}$  nie powoduje istotnych błędów rachunkowych, gdy różnica pomiędzy  $X_{Ag}$  i  $X_{Az}$  jest stosunkowo nieduża. Dla znacznych różnic [17] korzystniej jest zastąpić  $X_{Am}$  wielkością ścisłą  $X_e$  daną równaniem

$$X_e = \frac{m^* X_{Am}}{(X_A + m^*)_m - X_{Am}}$$

Całkowitą ilość wymienionego ciepła można również wyrazić przy pomocy równania charakterystycznego dla wnikania masy [3]:

$$dQ = i_{Ag} \cdot \beta_A \cdot dF \cdot \Delta \pi_A \quad (14)$$

W związku z tym zastępczy współczynnik wnikania masy jest określony równaniem

$$\beta_A^* = \phi_A \cdot \beta_A$$

gdzie:

$$\phi_A = 1 + \frac{\mathcal{E}}{\alpha \cdot i_{Ag}}$$

Wielkość  $\beta_A$  jest współczynnikiem wnikania masy, zaś  $\phi_A$  - poprawką uwzględniającą zachodzący równocześnie proces wymiany ciepła. Pomiedzy  $\phi_A$  i  $\phi$  zachodzi prosta zależność [17]:

$$\phi_A = \frac{\phi}{\phi - 1}$$

W zasadzie równanie (14) może mieć praktyczne zastosowanie jedynie w przypadku zaniku oporu cieplnego w fazie ciekłej. Jest ono nawet dogod-

niejsze w porównaniu z zależnością (9). Wynika to z faktu, że  $\phi_A$  charakteryzuje się dużą stabilnością, pomimo silnych zmian parametrów rdzenia gazu i przy zwierciadle cieczy; poprawka  $\phi$  zależy bardzo wyraźnie od tych parametrów.

Niestety, w przypadku istnienia znacznego oporu w fazie ciekłej nie można wykorzystać równania (14). Niezbędna do obliczeń znajomość wartości oporu całkowitego wymaga sumowania poszczególnych oporów wnikania ciepła, a zatem wykorzystania wielkości  $\alpha^*$ .

Wcześniej podkreślono, że do obliczenia równoczesnej wymiany ciepła i masy zachodzącej w kolumnach wypełnionych można bezpośrednio wykorzystać równanie opisujące wnikanie w fazie gazowej (opór cieplny w cieczy można pominąć), a więc związek (9) lub (14). Stwierdzenie powyższe wymaga jednak pewnego dodatkowego przeanalizowania równania (1) z uwagi na niesprecyzowanie entalpii występującej w zależności (3).

W obliczeniach praktycznych korzysta się z pojęcia entalpii względnej. Niewątpliwie wartość entalpii  $i_{AG}$ , występującej w równaniu (3), zależy od obranego standardu. Może się zatem nasunąć podejrzenie, że obliczona powierzchnia wymiennika będzie zależała od wartości obranej entalpii standardowej.

Z bilansu cieplnego wiadomo, uwzględniając równanie (1), że

$$d(G_A \cdot i_A) = G_1 di_g = dQ_T + dQ_p \quad (15)$$

gdzie  $dQ_T$  i  $dQ_p$  określają równania (2) i (3).

Entalpię  $i_g$  obowiązuje związek

$$i_g = i_1 + X_A \cdot i_{AG} = i_1 + \frac{G_{AG}}{G_1} i_{AG}$$

stąd:

$$di_g = di_1 + \frac{d(G_{AG} \cdot i_{AG})}{G_1}$$

Zatem układ równań (15) można przedstawić w postaci

$$\begin{aligned} i_A dG_A + G_A di_A &= G_1 di_1 + i_{AG} dG_{AG} + G_{AG} \cdot di_{AG} = \\ &= dQ_T + i_{AG} \cdot dG_A \end{aligned} \quad (16)$$

Niech  $i_{st}$  oznacza nową, dowolnie obraną entalpię standardową. Związek

$$i = i^* + i_{st} \quad (17)$$

podaje zależność pomiędzy pierwotną entalpią "i" oraz nową entalpią względną "i\*" prawdziwą dla entalpii standardowej "i<sub>st</sub>". Stąd

$$di = di^* \quad (18)$$

Obierając dla składnika "A" nową entalpię standardową  $i_{Ast}$  oraz wykorzystując (17) i (18), można układ (16) zapisać następująco:

$$\begin{aligned} (i_A^* + i_{Ast}) dG_A + G_A di_A^* &= G_i di_i + (i_{Ag}^* + i_{Ast}) dG_A + \\ &+ G_{Ag} \cdot di_{Ag}^* = dQ_T + (i_{Ag}^* + i_{Ast}) dG_A \end{aligned}$$

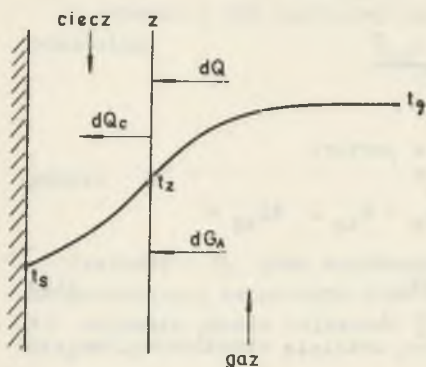
a po uporządkowaniu

$$i_A^* dG_A + di_A^* = G_i di_i + i_{Ag}^* dG_A + G_{Ag} \cdot di_{Ag}^* = dQ_T + i_{Ag}^* dG_A$$

Jak widać, postać tych równań jest identyczna z (16). Stąd wniosek, że dobór entalpii standardowej nie ma wpływu na budowę równania (1), a tym samym nie wpływa na obliczeniową wartość powierzchni wymiany.

## 2.2. Przenikanie ciepła

W niniejszym rozdziale zaproponowano model przenikania ciepła umożliwiający określenie oporu cieplnego fazy ciekłej, zilustrowany na rys. 1, dla



Rys. 1. Schemat przenikania ciepła

przypadku wykraplania pary z nasyconej mieszaniny gazowej. Przyjęto upraszczające założenie, że temperatura panująca przy zwierciadle cieczy, zarówno od strony fazy gazowej jak i ciekłej, jest jednakowa i wynosi  $t_z$ . W rzeczywistości temperatury te nie są identyczne, jednak dla omawianego tutaj przypadku różnice te są znikomo małe i dla celów praktycznych można je pominąć [18].

Założono, że proces przenikania ciepła opisuje równanie

$$dQ = k (t_g - t_s) dF \quad (19)$$

Zagadnienie zatem sprowadza się do określenia zastępczego współczynnika przenikania ciepła "k". W tym celu, zgodnie z ogólnie przyjętym tokiem postępowania, należy odrębnie rozważyć zjawiska ruchu ciepła zachodzące w obu fazach. W konsekwencji przyjęcia poglądów T. Hoblera omawiany proces dla fazy gazowej opisuje równanie (9), które można zapisać w nieco bardziej wyraźnej formie

$$dQ = \alpha^* (t_g - t_z) dF \quad (20)$$

względnie, na mocy (1), (2) i (3)

$$dQ = \alpha (t_g - t_z) dF + i_{Ag} \cdot dG_A \quad (21)$$

Odrębnego przeanalizowania wymaga ruch ciepła w fazie ciekłej. W tym przypadku zakładając, że spływająca po ścianie ciecz oraz kondensująca para są tą samą substancją "A", nie występuje ruch ciepła za pośrednictwem wnikanía masy.

Biorąc za punkt wyjścia zjawiska zachodzące na powierzchni międzyfazowej, można ilość ciepła  $dQ$  rozłożyć na trzy składowe:

$$dQ = dQ_1 + dQ_2 + dQ_3 \quad (22)$$

Wielkość  $dQ_1$  jest ilością ciepła, wnিকającą od rdzenia gazu do powierzchni międzyfazowej, określoną równaniem (2):

$$dQ_1 = dQ_T = \alpha (t_g - t_z) dF$$

Wyrażenie  $dQ_2$  reprezentuje ciepło wydzielone przez masę  $dG_A$  w wyniku zmiany stanu skupienia:

$$dQ_2 = (i_{Ag} - i_A') dG_A$$

Wystąpienie w tym przypadku różnicy entalpii zamiast ciepła parowania jest wynikiem przyjęcia zasady addytywności ruchu ciepła w fazie gazowej, a tym samym niezależności procesu opisanego równaniami (1), (2) i (3).

Ostatnia składowa jest ilością ciepła wprowadzonego z kondensatem do fazy ciekłej

$$dQ_3 = i_A' \cdot dG_A$$

Zatem na drodze wnikanía ciecz musi odebrać ciepło  $dQ_c$  spełniające związek:

$$dQ_c = dQ_1 + dQ_2 = \alpha (t_g - t_z) dF + \\ + (i_{Ag} - i'_A) dG_A$$

lub wykorzystując równanie (22):

$$dQ_c = dQ - dQ_3 = dQ - i'_A \cdot dG_A \quad (23)$$

Równocześnie wielkość  $dQ_c$  jest określona równaniem obowiązującym wnikanie ciepła:

$$dQ_c = \alpha_c \cdot (t_z - t_s) dF \quad (24)$$

Równanie (20) można przekształcić do postaci:

$$\frac{dQ}{\alpha^* \cdot dF} = (t_g - t_z) \quad (25)$$

Z równań (23) i (24) wynika, że:

$$dQ - i'_A dG_A = \alpha_c (t_z - t_s) dF$$

a stąd

$$\frac{dQ - i'_A dG_A}{\alpha_c \cdot dF} = t_z - t_s \quad (26)$$

Dodanie stronami związków (25) i (26) prowadzi do zależności

$$\frac{dQ}{\alpha^* \cdot dF} + \frac{dQ - i'_A dG_A}{\alpha_c \cdot dF} = t_g - t_s$$

którą można sprowadzić do postaci:

$$\frac{dQ}{dF} \left[ \frac{1}{\alpha^*} + \frac{1}{\alpha_c} - \frac{i'_A}{\alpha_c} \cdot \frac{dG_A}{dQ} \right] = t_g - t_s \quad (27)$$

Różnicę temperatur  $(t_g - t_s)$  można również wyznaczyć z (19):

$$\frac{dQ}{k \cdot dF} = t_g - t_s \quad (28)$$

Porównanie lewych stron zależności (27) i (28) prowadzi do określenia  $k$ :

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_c} + \frac{1}{\alpha_c} - \frac{i'_A}{\alpha_c} \cdot \frac{dG_A}{dQ} \quad (29)$$

Wykorzystując (21), można zamiast (25) otrzymać zależność

$$\frac{dQ - i_{AG} \cdot dG_A}{\alpha_c dF} = t_g - t_z$$

która dodana stronami do równania (26) i po uporządkowaniu prowadzi do związku

$$\frac{dQ}{dF} \left[ \frac{1}{\alpha} - \frac{i_{AG}}{\alpha} \cdot \frac{dG_A}{dQ} + \frac{1}{\alpha_c} - \frac{i'_A}{\alpha_c} \cdot \frac{dG_A}{dQ} \right] = t_g - t_z$$

Z porównania prawych stron tego równania i wyrażenia (28) wynika, że

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha} - \frac{i_{AG}}{\alpha} \cdot \frac{dG_A}{dQ} + \frac{1}{\alpha_c} - \frac{i'_A}{\alpha_c} \cdot \frac{dG_A}{dQ} \quad (30)$$

albo inaczej

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha} \left( 1 - i_{AG} \cdot \frac{dG_A}{dQ} \right) + \frac{1}{\alpha_c} \left( 1 - i'_A \frac{dG_A}{dQ} \right) \quad (31)$$

a stąd, po uwzględnieniu zależności (29) i (8)

$$\phi = \frac{1}{1 - i_{AG} \frac{dG_A}{dQ}} \quad (32)$$

Wprowadzając oznaczenie

$$\phi_c = \frac{1}{1 - i'_A \frac{dG_A}{dQ}} \quad (33)$$

można napisać

$$\frac{1}{\alpha_c} \left( 1 - i'_A \frac{dG_A}{dQ} \right) = \frac{1}{\alpha_c \phi_c} \quad (34)$$

Ta postać umożliwia wprowadzenie pojęcia zastępczego współczynnika wnikania ciepła  $\alpha_c^*$  w fazie ciekłej, zdefiniowanego równaniem:

$$\alpha_c^* = \phi_c \cdot \alpha_c \quad (35)$$

podobnym do wyrażenia (8). Warto również zwrócić uwagę na podobieństwo form równań (32) i (33). Upoważnia to do nadania wielkości  $\phi_c$  znaczenia poprawki uwzględniającej wpływ dostarczonego wraz z kondensatorem ciepła na ruch ciepła w fazie ciekłej.

Porównując związki (32) i (33), otrzymuje się zależność:

$$\phi_c = \frac{1}{1 - \frac{1}{\alpha_{Ag}} \cdot \frac{\phi - 1}{\phi}} \quad (36)$$

umożliwiająca obliczenie  $\phi_c$  (sposób wyznaczania  $\phi$  podano w rozdz. 2.1).

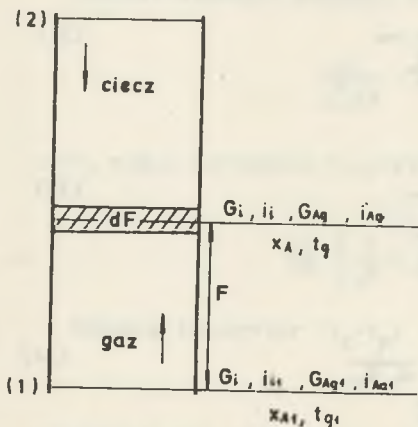
Wykorzystując równania (35) i (34), można zależność (29) przedstawić w zwartej postaci

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_c^*} + \frac{1}{\alpha_c} \quad (37)$$

będącej pod względem formalnym identyczną z analogiczną zależnością obowiązującą "czyste" przenikanie ciepła w wymienniku bezprzeponowym.

### 2.3. Zmodyfikowany sposób obliczania poprawki $\phi$

Z równania (32) widać, że znając funkcję  $(dG_A/dQ)$  można by poprawkę  $\phi$  obliczyć w odmienny sposób od podanego w rozdz. 2.1.



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie zmian parametrów fazy gazowej wzdłuż wymiennika

Rozpatrzmy ilość wymienionego ciepła  $Q$  w wymienniku na odcinku pomiędzy wlotem mieszaniny gazowej a dowolnym przekrojem wymiennika; parametry fazy gazowej w tych przekrojach zaznaczono na rys. 2. Z bilansu cieplnego fazy gazowej na rozpatrywanym odcinku wymiennika wynika, że:

$$\begin{aligned} Q &= G_1 [(i_{11} - i_1) + (x_{A1} i_{AG1} - x_A i_{AG})] = \\ &= G_1 (i_{11} - i_1) + G_{AG1} i_{AG1} - G_{AG} i_{AG} \end{aligned} \quad (38)$$

Dla mieszaniny nasyconej obowiązują funkcje ( $G_1 = \text{const}$ )



$$i_i = f(G_{Ag}) \quad \text{oraz} \quad i_{Ag} = \varphi(G_{Ag})$$

Dzięki temu, różniczkując poprzednią zależność, otrzymuje się:

$$dQ = -G_i \frac{\delta i_i}{\delta G_{Ag}} \cdot dG_{Ag} - i_{Ag} dG_{Ag} - G_{Ag} \frac{\delta i_{Ag}}{\delta G_{Ag}} dG_{Ag} \quad (39)$$

lub

$$\frac{dQ}{dG_{Ag}} = -G_i \frac{\delta i_i}{\delta G_{Ag}} - i_{Ag} - G_{Ag} \frac{\delta i_{Ag}}{\delta G_{Ag}} \quad (40)$$

Z równań (1), (2) i (3) wynika, że różniczka  $dQ$ , określona równaniem (39) oznacza ilość ciepła wymienioną przez powierzchnię  $dF$ , przy czym równocześnie wymieniona została masa  $dG_A$ . Wielkość  $dG_A$  musi być równa ubytkowi (przyrostowi ujemnemu) składnika w fazie gazowej. Stąd

$$dG_A = -dG_{Ag} \quad (41)$$

Wstawiając to wyrażenie do (40), otrzymuje się:

$$\frac{dQ}{dG_A} = G_i \frac{\delta i_i}{\delta G_{Ag}} + i_{Ag} + G_{Ag} \frac{\delta i_{Ag}}{\delta G_{Ag}} \quad (42)$$

Funkcja (38) jest różniczkowalna oraz ściśle monotoniczna. Dzięki temu do określenia szukanej pochodnej ( $dG_A/dQ$ ) można wykorzystać równość

$$\frac{dG_A}{dQ} = \frac{1}{(dQ/dG_A)} \quad (43)$$

Równanie (42) można zapisać w postaci:

$$\frac{dQ}{dG_A} = G_i \left[ \frac{\delta i_i}{\delta G_{Ag}} + X_A \frac{\delta i_{Ag}}{\delta G_{Ag}} \right] + i_{Ag}$$

Wiadomo, że:

$$i_i = c_{pi} \cdot t_g$$

$$i_{Ag} = c_{pA} \cdot t_g + r_{A0}$$

$$di_i = c_{pi} \cdot dt_g$$

$$di_{Ag} = c_{pA} \cdot dt_g$$

Wprowadzając te związki do poprzedniego równania, otrzymuje się:

$$\frac{dq}{dG_A} = G_1 \left[ c_{p1} + X_A \cdot c_{pA} \right] \frac{dt_g}{dG_A} + i_{Ag}$$

a po zastosowaniu podstawienia:

$$dG_{Ag} = G_1 dX_A$$

$$\frac{dq}{dG_A} = (c_{p1} + X_A \cdot c_{pA}) \frac{dt_g}{dX_A} + i_{Ag} \quad (44)$$

Pochodną ( $dt_g/dX_A$ ) określono w sposób następujący:

Różniczkując funkcję

$$X_A = \frac{m^* \cdot p_A}{P - p_A}$$

otrzymuje się:

$$dX_A = \frac{m^* \cdot P}{p_1^2} dp_A$$

gdzie:  $p_1 = P - p_A$ .

Uwzględniając dodatkowo zależność

$$dt_g = dT_g$$

można rozpatrywaną pochodną wyrazić równaniem

$$\frac{dt_g}{dX_A} = \frac{p_1^2}{m^* P} \cdot \frac{dT_g}{dp_A}$$

Z równania Clausiusa-Clapeyrona wiadomo, że:

$$\frac{dT_g}{dp_A} = \frac{AR_A \cdot T_g^2}{r_A \cdot p_A}$$

a zatem:

$$\frac{dt_g}{dX_A} = \frac{p_1^2}{m^* P} \cdot \frac{AR_A \cdot T_g^2}{r_A \cdot p_A} = \frac{P - p_A}{P} \cdot \frac{AR_A \cdot T_g^2}{r_A \cdot X_A}$$

Wstawiając tak określoną pochodną ( $dt_g/dX_A$ ) do równania (44), otrzymuje się:

$$\frac{dQ}{dG_A} = \left( \frac{c_{pi}}{X_A} + c_{pA} \right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A T_g^2}{r_A} + i_{Ag} \quad (45)$$

a stąd na mocy (43)

$$\frac{dG_A}{dQ} = \frac{1}{\left( \frac{c_{pi}}{X_A} + c_{pA} \right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A T_g^2}{r_A} + i_{Ag}} \quad (46)$$

Szczegółową zmodyfikowaną wartość poprawki określoną wzorem (32), którą w odróżnieniu od postaci oryginalnej danej równaniem (7), lub (13) oznaczono w dalszej części pracy symbolem  $\phi'_M$ , można przedstawić zależnością

$$\phi'_M = \frac{1}{1 - i_{Ag} \left[ \left( \frac{c_{pi}}{X_A} + c_{pA} \right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A T_g^2}{r_A} + i_{Ag} \right]}$$

lub, po uporządkowaniu:

$$\phi'_M = 1 + \frac{i_{Ag}}{\left( \frac{c_{pi}}{X_A} + c_{pA} \right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A T_g^2}{r_A} + i_{Ag}} \quad (47)$$

Na marginesie warto zauważyć, że korzystając z (46), równanie (30) można wyrazić w postaci

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha'} + \frac{1}{\alpha'_c} - \frac{\frac{i_{Ag}}{\alpha'} + \frac{i'_A}{\alpha'_c}}{\left( \frac{c_{pi}}{X_A} + c_{pA} \right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A T_g^2}{r_A} + i_{Ag}}$$

Analizując prawą stronę tego równania, można wyróżnić dwie grupy wyrażeń. Pierwszą z nich stanowi suma  $\left( \frac{1}{\alpha'} + \frac{1}{\alpha'_c} \right)$  będąca oporem cieplnym "czystego" przenikania ciepła. Pozostałe wyrażenie można zinterpretować jako poprawkę uwzględniającą zachodzącą równocześnie wymianę ciepła za pośrednictwem ruchu masy oraz charakteryzującą wpływ obranej entalpii standardowej na wartość liczbową zastępczego współczynnika przenikania ciepła "k".

## 2.4. Porównanie poprawek

Pomiędzy poprawkami  $\phi$  i  $\phi'_M$ , określonymi równaniami (7) i (47), można zauważyć istotną z punktu widzenia teoretycznego różnicę wynikającą z porównania odpowiadających sobie członów

$$\frac{\psi}{\psi'} \quad (\text{wg równania (7)}) \quad (48)$$

oraz

$$\frac{1}{\left(\frac{c_{p1}}{r_A} + c_{pA}\right) \frac{P-p_A}{P} \cdot \frac{AR_A t_g}{r_A}} \quad (\text{wg równania (47)}) \quad (49)$$

Wyrażenie (48) składa się z dwóch elementów: wielkości zdefiniowanej równaniem (4), zależnej dla określonej mieszaniny gazowej wyłącznie od temperatury panującej w rdzeniu gazu, przy czym jest to zależność raczej słaba, ponieważ współczynniki  $\alpha$  i  $\beta_A$  charakteryzują się stosunkowo małą zmiennością, oraz z wyrazu  $\psi$ , opisanego równaniem (5), będącego funkcją nie tylko temperatury rdzenia gazu  $t_g$ , lecz również temperatury zwierciadła cieczy  $t_z$ . Dla ilustracji przytoczono w tabelicy 1 wartości  $\psi$  obliczone dla różnych wartości " $t_g$ " i " $t_z$ " dla nasyconej mieszaniny powietrze - para wodna. Na podstawie powyższych rozważań można napisać, że:

$$\phi = f(t_g, t_z) \quad (50)$$

Wartości  $\psi = f(t_g, t_z)$  dla nasyconej mieszaniny powietrza i pary wodnej (dla  $P = 760 \text{ mm Hg}$ )

Tabela 1

$t_g$ [°C] \ $t_z$ [°C]	30	50	80
1	2	3	4
10	0,00153	0,00294	0,00882
15	0,00172	0,00322	0,00942
20	0,00194	0,00355	0,01010
25	0,00220	0,00392	0,01087
30		0,00435	0,01174
35		0,00484	0,01272
40		0,00542	0,01385
45		0,00609	0,01515
50			0,01666
55			0,01843

cd. tablicy 1

1	2	3	4
60			0,02054
65			0,02309
70			0,02624
75			0,03025

Uwaga: Występujące w szczegółowych równaniach wartości  $p_A$  obliczono wg zależności (54)

W przeciwieństwie do powyższego wyrażenie (49) jest funkcją wyłącznie temperatury rdzenia gazu i nie zależy od warunków panujących przy zwierciadle cieczy. Stąd

$$\phi_M = f(t_g) \quad (51)$$

U podstaw przedstawionych rozbieżności scharakteryzowanych równaniami (50) i (51), leżą odmienne koncepcje określania masy wymienionego składnika "A". Ze szkicu teorii T. Hoblera przedstawionej w rozdz. 2.1. wynika - równania (1), (2) i (3) - że procesowi równoczesnej wymiany ciepła i masy przypisano własności addytywne. Innymi słowy założono, że ruch ciepła przebiega niezależnie od ruchu masy lub inaczej, że każdy z tych procesów rządzi się swoimi własnymi niezależnymi prawami. Rzecz oczywista, że obowiązujące przy takim założeniu równanie

$$dG_A = \beta_A \cdot dF \cdot \ln \frac{p_{1z}}{p_{1g}} \quad (52)$$

uzależnia ilość wymienionej masy od temperatury powierzchni międzyfazowej.

W omawianym przypadku niezależnie przebiegające procesy składowe (ruch ciepła i ruch masy) mają dwa punkty styczności, wynikające z własności gazowych mieszanin nasyconych, które ogólnie charakteryzują związki:

$$p_A = f(t_g); \quad p_{Az} = f(t_z) \quad (53)$$

odnoszące się do rdzenia gazu i powierzchni międzyfazowej, nie stojące w sprzeczności z założonym addytywnym charakterem zjawiska.

Określonej równaniami (1), (2) i (3) ilości ciepła  $dQ$  odpowiada ściśle określona zmiana temperatury rdzenia gazu  $dt_g$ , a dalej, uwzględniając, że rozważana jest mieszanina nasycona, ściśle określony ubytek masy  $dG_{Ag}$  w rdzeniu gazu, przy czym bilans masowy wymaga utrzymania w mocy równania (41). Założenie addytywności procesu nie narzuca takiego warunku na równanie (52), zaś związki (53) są, wydaje się, niewystarczające do zapewnienia zaistnienia równości (41).

W omawianej w niniejszym rozdziale koncepcji założono również spełnienie równań (1) i (2); układ równań (3) ograniczono do wyrażenia

$$dQ_p = i_{Ag} \cdot dG_A$$

zaś dodatkowo wprowadzono zależność (41), rezygnując z określenia wielkości  $dG_A$  związkami (52). Dzięki temu stało się zbędne założenie o niezależności (addytywności) procesów cząstkowych, zaś poprawkę (51) można było wyrazić wyłącznie przy pomocy parametrów termodynamicznych obowiązujących nasycone mieszaniny gazowe, bez powoływania się na analogię ruchu ciepła i masy.

Interesujące jest bezpośrednio porównanie wartości liczbowych  $\phi$  i  $\phi_M^r$  obliczonych dla układu woda - powietrze nasycone przy  $P = 760$  mm Hg. Wyznaczenie  $\phi$  oparto o równanie (7), przy czym do obliczenia wyrażenia  $\psi$  skorzystano z określenia (5), uwzględniając, że:

$$\Delta X_A = \ln \frac{P - p_{Az}}{P - p_{Ag}}$$

Wartości prężności pary wodnej  $p_A$  obliczono z równania korelacyjnego

$$p_A = \exp \left[ -226259 \left( \frac{1}{T+273} + 0,0083347 \right)^2 + 34,09 \right] \quad (54)$$

( $p_A$  w mm Hg) opracowanego na podstawie stabelaryzowanych danych zamieszczonych w pracy [19]. Zgodność powyższego równania z danymi tabelarycznymi jest bardzo dobra; rozbieżności w zakresie temperatur 0-90°C nie przekraczają 0,08%.

Wartość entalpii obliczano z równania:

$$i_{Ag} = c_{p1} \cdot t_g + X_A (c_{pA} \cdot t_g + r_{Ao}) \quad (55)$$

kładac [19]:

$$c_{p1} = 0,24 \frac{\text{kcal}}{\text{kg} \cdot \text{deg}}$$

$$c_{pA} = 0,44 \frac{\text{kcal}}{\text{kg} \cdot \text{deg}}$$

$$r_{Ao} = 597 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}}$$

Do wyznaczenia  $\mu$  wykorzystano równanie (10), przyjmując

$$B = 0,4$$

wg znanego równania Dittusa i Boeltera cytowanego przez McAdamsa:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (56)$$

Potrzebne do obliczenia  $\mu$  wartości współczynnika przewodzenia ciepła powietrza nasyconego parą wodną, spotykane w piśmiennictwie technicznym, charakteryzują się stosunkowo znacznym rozrzutem. Np. wg wykresu zamieszczonego w pracy [19] współczynnik ten jest w stosunkowo szerokim interwale temperatur stały, równy ok. 0,0225. T. Hobler cytuje wartości nieco wyższe [3 - str. 869]. Ten sam autor przytacza tabelkę [3-str.473], w której  $\lambda$ , do ok. 90°C. jest praktycznie wielkością stałą, równą 0,0206. Podobne niezgodności można zauważyć dla  $\delta_{Ai}$ , a w szczególności dla  $\delta_{Aio}$ , występującego we wzorze:

$$\delta_{Ai} = \delta_{Aio} - \sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

gdzie:  $\delta_{Aio}$  jest dynamicznym współczynnikiem dyfuzji w temperaturze  $T_0$ . I tak np. w pracy [20-str.482] przytoczono dla  $T_0 = 273$  wartość kinematycznego współczynnika dyfuzji równą 0,0792 m<sup>2</sup>/h, co po przeliczeniu daje  $\delta_{Aio} = 0,06359$ , zaś wg [3-str.473] -  $\delta_{Aio} = 0,05441$ . Z tego względu w celu zobrazowania wpływu tych rozbieżności na wyniki obliczeń przeprowadzono operacje rachunkowe dla czterech wariantów przedstawionych w tabelicy 2.

Tabela 2

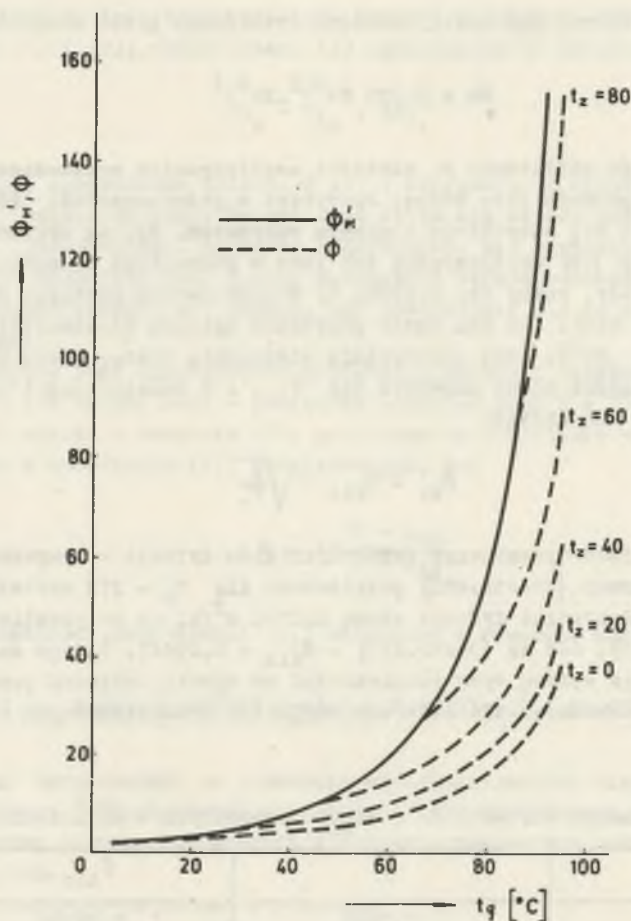
Kombinacje wartości  $\lambda$  i  $\delta_{Aio}$  stosowanych w obliczeniach

Wariant	$\lambda$	$\delta_{Aio}$
I	0,0225	0,06359
II	0,0225	0,05441
III	0,0206	0,06359
IV	0,0206	0,05441

Występujący w równaniu (47) iloczyn  $A \cdot R_A$  przyjęto wg T. Hoblera [3] równy średnio 0,10961, zaś ciepło parowania  $r_A$  (dla rdzenia gazu) obliczono wg równania

$$r_A = i_{Ag} - t_g$$

Szczegółowe wyniki obliczeń dla wybranych przypadków przedstawiono w tabl. 3 i na rys. 3. Z przytoczonych wartości liczbowych wynika, że analizowane metody wykazują zadowalającą zgodność w zakresie stosunkowo nie-



Rys. 3. Porównanie przebiegu funkcji  $\phi'_M = f(t_g)$  i  $\phi = f(t_g, t_z)$  dla układu powietrze - woda

wielkich różnic temperatur  $t_g$  i  $t_z$  rzędu  $10^\circ\text{C}$ , niezależnie od wartości bezwzględnych tych temperatur. Dla większych wartości  $(t_g - t_z)$  następuje gwałtowne pogłębianie się rozbieżności pomiędzy  $\phi$  i  $\phi'_M$ . Zastąpienie wg propozycji T. Hoblera wielkości  $i_{Ag}$  wartością średnią  $i_{Agm}$  przy obliczeniu poprawek nie wpływa na charakter rozbieżności pomiędzy  $\phi$  i  $\phi'_M$  (tablica 4).

Przyjęcie w metodzie T. Hoblera w równaniu (3) wartości entalpii odpowiadającej parametrom rdzenia gazu oznacza zgodnie z założoną regułą addytywności procesów, że dyfundujący strumień gazu nie wymienia ciepła z otoczeniem. Wydaje się to mało prawdopodobne i założenie takie można uważać jako pewne przybliżenie odwołujące się do małego strumienia dyfundującej ma-



Tablica 3

Wartości  $\phi'_M$ ,  $\phi$  i  $\phi_M$  dla układu woda-powietrze

$t_g$ °C	$\phi'_M$	$t_z$ °C	$\phi$				$\phi_M$
			Wariant				
			I	II	III	IV	
5	1,94	0	1,85	1,78	1,90	1,82	1,94
25	4,03	0	2,75	2,59	2,85	2,68	3,82
		10	3,22	3,02	3,34	3,13	3,90
		20	3,86	3,61	4,02	3,75	3,99
55	14,90	0	6,25	5,78	6,54	6,04	9,67
		10	7,18	6,63	7,51	6,93	10,33
		20	8,38	7,72	8,78	8,08	11,08
		30	9,95	9,15	10,43	9,59	11,96
		40	12,03	11,04	12,63	11,59	12,98
75	40,75	50	14,84	13,61	15,60	14,29	14,20
		0	12,41	11,39	13,03	11,95	13,22
		10	13,99	12,83	14,70	13,47	14,53
		30	18,53	16,97	19,49	17,84	18,12
		50	26,26	24,00	27,63	25,25	20,05
95	275,34	70	41,28	37,69	43,47	39,68	35,78
		0	35,47	32,89	37,34	34,09	14,53
		10	39,39	35,96	41,48	37,86	16,14
		30	50,34	45,94	53,02	48,38	20,73
		50	68,75	62,70	72,43	66,05	28,97
95	275,34	70	105,62	96,28	111,30	101,45	48,10
		90	228,24	207,95	240,59	219,20	141,58

Tablica 4

Wartości  $\phi'_M$  i  $\phi$  dla układu woda-powietrze  
obliczone dla średniej entalpii  $i_{A_{grn}}$ 

$t_g$ °C	$t_z$ °C	$\phi'_M$	$\phi$			
			Wariant			
			I	II	III	IV
1	2	3	4	5	6	7
5	0	1,94	1,85	1,78	1,90	1,82
25	0	4,01	2,73	2,58	2,83	2,67
	10	4,02	3,21	3,01	3,33	3,12
	20	4,03	3,86	3,60	4,01	3,74
	0	14,63	6,16	5,69	6,43	5,95

1	2	3	4	5	6	7
55	10	14,68	7,08	6,54	7,41	6,84
	20	14,73	8,29	7,64	8,68	8,00
	30	14,78	9,87	9,08	10,35	9,52
	40	14,83	11,97	10,99	12,57	11,53
	50	14,88	14,82	13,58	15,57	14,27
75	0	39,71	12,11	11,12	12,71	11,67
	10	39,85	13,70	12,56	14,39	13,19
	30	40,12	18,26	16,72	19,20	17,57
	50	40,40	26,04	23,80	27,40	25,04
	70	40,68	41,21	37,62	43,40	39,61
95	0	266,36	34,34	31,36	36,15	33,01
	10	267,31	38,27	34,94	40,29	36,78
	30	269,20	49,24	44,93	51,86	47,32
	50	271,09	67,70	61,74	71,32	65,04
	70	272,98	104,72	95,45	110,36	100,59
	90	274,87	227,85	207,59	240,18	218,82

sy. Utrzymanie w mocy tego poglądu przy wyprowadzaniu związków na  $\phi'_M$  miało na celu zachowanie pewnej bazy porównawczej z metodą T. Hoblera. Proponowana zmodyfikowana metoda nie wymaga bowiem przyjęcia założenia o niezależności procesów wymiany ciepła i masy. Można zatem przyjąć nieco inny model procesu, bardziej zgodny z rzeczywistością, zakładając, że dyfundującą masę składnika "A" posiada przy zwierciadle cieczy entalpię  $i''_A$ . Oznacza to, że przy powierzchni międzyfazowej występuje para przesycona. Wprawdzie pewne badania [20] wskazują na możliwość kondensacji wzdłuż drogi dyfuzji części masy składnika wymienianego, jednak proponowany model jest możliwy z teoretycznego punktu widzenia (para przesycona może istnieć). W tym przypadku składowe  $dQ_1$  i  $dQ_2$  występujące w równaniu (2) posiadają inny sens fizyczny. W szczególności:

$$dQ_2 = (i''_A - i'_A) dG_A = r_{Az} \cdot dG_A \quad (57)$$

oznacza ciepło wydzielone w czasie kondensacji składnika "A" przy zwierciadle cieczy, zaś

$$dQ_1 = \alpha(t_g - t_z) dF \quad (58)$$

opisuje wnikanie ciepła zgodnie z definicją [21]

$$\alpha(t_g - t_z) = -\lambda \left( \frac{dt}{dx} \right)_z \quad (59)$$

Określony tym równaniem współczynnik wnikania ciepła uwzględnia wpływ, jaki wywiera strumień wymienianej masy na równoczesne wnikanie ciepła.

Biorąc pod uwagę powyższe zmiany, równania (32) i (36) przybiorą postać:

$$\phi_M = \frac{1}{1 - i_A'' \frac{dQ_A}{dQ}} \quad (60)$$

$$\phi_c = \frac{1}{1 - \frac{i_A''}{i_A'} \frac{\phi_M^{-1}}{\phi_M}}$$

Zachowując w mocy założenie (41), można zamiast (60), wykorzystując związek (46), napisać:

$$\phi_M = \frac{1}{1 - i_A'' \frac{1}{\left(\frac{c_{p1}}{X_A} + c_{pA}\right) \frac{P - p_A}{P} \frac{AR_A T_E^2}{r_A} + i_{AG}}}$$

a po uporządkowaniu

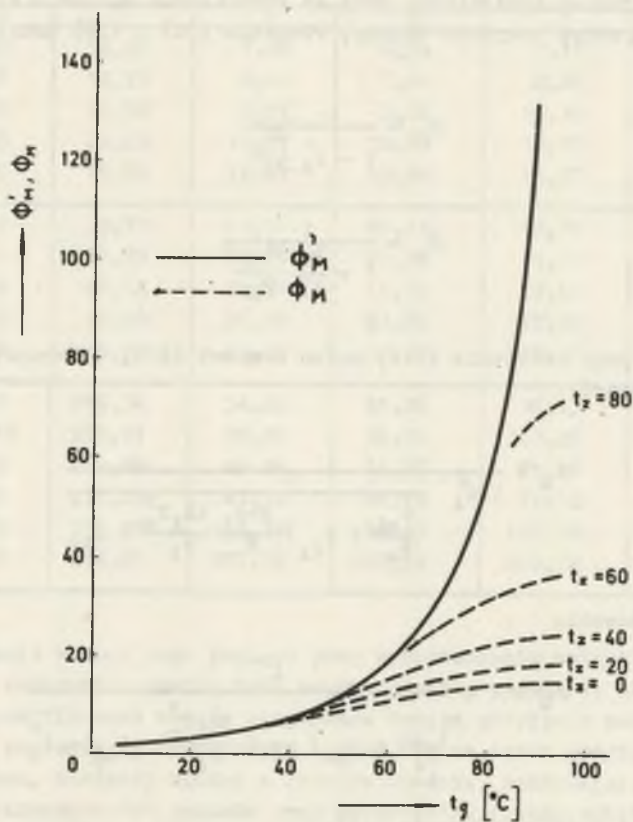
$$\phi_M = 1 + \frac{i_A''}{\left(\frac{c_{p1}}{X_A} + c_{pA}\right) \frac{P - p_A}{P} \frac{AR_A T_E^2}{r_A} + i_{AG} - i_A''} \quad (61)$$

co jest odpowiednikiem równania (47).

W tabelicy 3 oraz na rys. 4 przedstawiono wartości liczbowe  $\phi_M$  obliczone wg powyższego wzoru dla układu woda - powietrze. Można zauważyć w szerokim interwale temperatur dobrą zgodność pomiędzy  $\phi$  i  $\phi_M$ ; dopiero powyżej 70°C występują istotne różnice pomiędzy tymi dwiema wielkościami. Warto zauważyć, że  $\phi_M$ , podobnie jak  $\phi$ , jest również funkcją  $t_g$  i  $t_z$ .

Z przedstawionego powyżej porównania wynika, że dla celów praktycznych, projektowych z wystarczającą dokładnością można stosować zarówno poprawkę  $\phi$ , jak i  $\phi_M$  w zakresie temperatur dostatecznie niższych od temperatury wrzenia składnika "A". Ze względów rachunkowych wydaje się jednak, że wygodniejsze jest równanie (61) pozwalające na obliczenie poprawki  $\phi_M$  w oparciu o parametry termodynamiczne, łatwiej dostępne i bardziej dokładne w porównaniu z wielkościami występującymi w równaniu (10); w szczególności chodzi tutaj o  $\delta_{A1}$  oraz wykładnik potęgowy "B".

Interesujące jest zestawienie wartości pochodnej  $dQ/dQ_A$  dla układu woda-powietrze (tablica 5), określonej równaniem (45), które można przedstawić w postaci



Rys. 4. Porównanie przebiegu funkcji  $\phi'_M = f(t_g)$  i  $\phi_M = f(t_g, t_z)$  dla układu powietrze - woda

Tablica 5

Wartości  $(dQ/dG_A)$  dla układu woda-powietrze

$t_g$ °C	$dQ/dG_A$	Z	$t_g$ °C	$dQ/dG_A$	Z
5	1233,29	625,26	55	665,88	44,68
10	1069,18	467,78	60	658,39	35,00
15	962,58	348,98	65	652,84	27,24
20	869,00	263,20	70	648,78	20,98
25	808,46	200,46	75	645,85	15,85
30	764,20	154,00	80	643,80	11,60
35	731,58	119,18	85	642,43	8,03
40	707,40	92,80	90	641,58	4,98
45	689,39	72,59	95	641,13	2,33
50	675,93	56,93			

$$\frac{dQ}{dG_A} = Z + 1_{Ag}$$

gdzie "Z" jest odwrotnością wyrażenia (49). Wyrażenie to można zinterpretować jako wskaźnik charakteryzujący wielkość ciepła wymienionego na drodze wnikania ciepła ( $Q_T$ ). Jak widać z przytoczonych danych, wielkość ta gwałtownie maleje ze wzrostem temperatury rdzenia gazu, a zatem głównym nośnikiem wymienionego ciepła staje się wnikająca masa.

$$\frac{dQ}{dG_A} = Z + 1_{Ag}$$

$$\frac{dQ}{dG_A} = Z + 1_{Ag}$$

$$Z = \left[ \frac{4AC \cdot G_A^2}{(1 + G_A^2) \cdot (1 + G_A^2)} - \frac{dQ}{dG_A} \right] - 1_{Ag}$$

### 3. MIESZANINY NIENASYCONE

Zagadnienie równoczesnej wymiany ciepła i masy mieszanin nienasyconych jest pod względem teoretycznym bardziej skomplikowane w porównaniu z przypadkiem omówionym w rozdz.2. Przyczyną tego jest fakt, że  $t_g$  i  $p_{Ag}$  stają się zmiennymi niezależnymi. T. Hobler [3] rozwiązuje postawione zadanie zakładając, jak poprzednio, addytywny charakter złożonego procesu, utrzymując w mocy równania (1), (2) i (3) oraz wprowadzając poprawkę  $\phi$  określoną ogólnym równaniem (7). W celu znalezienia tej poprawki wykorzystuje istniejący związek pomiędzy  $t_g$ ,  $p_{Ag}$  oraz znanym pojęciem temperatury mokrego termometru. W wyniku przeprowadzonych rozważań dochodzi do zależności

$$\phi = \frac{\phi^*}{1 + (\phi^* - 1) z} \quad (62)$$

gdzie: 
$$z = \frac{x_{AM} - x_{Ag}}{x_{AM} - x_{Az}}$$

zaś  $\phi^*$  oznacza poprawkę dla mieszaniny nasyconej w temperaturze mokrego termometru, którą można wyznaczyć, wprowadzając mało istotne założenia upraszczające, wg równań (12) względnie (13), stosując parametry zastępcze  $t_M$  i  $x_{AM}^*$ .

Na nieco innej drodze określono  $\phi$  w pracy [17] ujmując związek pomiędzy  $t_g$  i  $p_{Ag}$  za pomocą pojęcia wilgotności względnej  $\varphi$ . W rezultacie otrzymano

$$\phi = \left[ \frac{\phi_n}{x_{Amn}} + \frac{i_{Ag} \ln \varphi}{m^x \cdot \mu \cdot (t_g - t_z)} \right] \cdot x_{Am} \quad (63)$$

gdzie  $\phi_n$  jest poprawką obliczoną wg (12) względnie (13) dla mieszaniny nasyconej o temperaturze  $t_g$ . Przeprowadzone obliczenia porównawcze [17] nie wykazały istotnych różnic pomiędzy wartościami obliczonymi wg równań (62) i (63).

W rozdz. 2.4. stwierdzono, że w przypadku mieszanin nasyconych można dla potrzeb praktyki projektowej korzystać w stosunkowo szerokim przedziale temperatur z poprawki  $\phi$ , otrzymanej przy założeniu niezależności ruchu ciepła i masy. Dla mieszanin nienasyconych powyższy warunek jest częściowo spełniony, a to na odcinku od rdzenia gazu do punktu, w którym w wyni-

ku spadku temperatury pojawia się mieszanina nasycona; w obszarze tym temperatura gazu i ciśnienie początkowe składnika "A" są zmiennymi niezależnymi. Stąd wniosek, że z równań (62) i (63) można korzystać co najmniej w takim samym obszarze temperatur, jaki przypisano wielkości  $\phi$  dla mieszanin nasyconych.

#### 4. WSPÓŁCZYNNIKI WNIKANIA CIEPŁA

##### 4.1. Uwagi ogólne

W niniejszym rozdziale podjęto próbę oceny współczynników wnikania ciepła obowiązujących równoczesną wymianę ciepła i masy w oparciu o dane eksperymentalne opublikowane w polskim piśmiennictwie technicznym. Dane te można ująć w dwie grupy zależnie od rodzaju badanej aparatury. Pierwsza z nich dotyczy procesu skruberowego [8,9]. Nie przeprowadzono analizy tej grupy danych, a to głównie z następującego powodu:

Całkowita ilość masy wymienionej w skruberze zależy m.in. od tzw. stopnia użyteczności powierzchni. Odnośnie do wartości tego parametru, a nawet jego definicji, brak dotychczas jednolitych poglądów [3,8.22], co niewątpliwie utrudnia właściwą ocenę współczynników wnikania ciepła. W przypadku równoczesnej wymiany ciepła zachodzą dalsze komplikacje związane ze stopniem użyteczności powierzchni. Przy nasycaniu gazu, w wyniku nagrzania wypełnienia i zachodzącego zjawiska odparowywania, może nastąpić zmniejszenie wartości tego parametru, natomiast przy wykraplaniu - zwiększenie, ponieważ wykraplanie może zachodzić na niezroszonej powierzchni wypełnienia [8,10]. Wyznaczony w tych warunkach współczynnik wnikania ciepła posiada zatem charakter zastępczy, mało przydatny do oceny teoretycznej, co jednak nie obniża jego wartości użytkowej.

W przypadku aparatów rurkowych można tak prowadzić proces, by całkowita powierzchnia była zroszona, a tym samym jednoznacznie określona (pominając drobny błąd wynikający z nieuwzględnienia grubości spływającego filmu cieczy). Z tego powodu w dalszych rozważaniach uwzględniono prace traktujące o równoczesnej wymianie ciepła i masy w rurze zraszanej [2,11, 12, 13,14,15]. We wszystkich cytowanych pracach z wyjątkiem [2] wykorzystano do opracowywania wyników doświadczalnych metodą Hoblera, a do określenia oporu procesu uproszczoną zależność

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha^*} + \frac{1}{\alpha_c} \quad (64)$$

W dalszej części niniejszego rozdziału nadal utrzymano w mocy powyższe założenia. Jeśli chodzi o metodę Hoblera, to, jak wynika z rys. 3 i 4, różnice pomiędzy  $\phi$  i  $\phi_M$  są dla układu woda-powietrze w przebadanym zakresie temperatur niezbyt duże, mieszczące się w granicach błędów pomiaru, tym bardziej że w obliczeniach stosowano wartości średnie poprawki  $\phi$ . Prócz



tego wspomniana metoda pozwoliła na wykorzystanie danych odnoszących się do mieszanin nienasyconych.

W zależności (64), w porównaniu z (37), wstawiono wielkość  $\alpha_c$  w miejsce  $\alpha_c^*$ , zdefiniowanej równaniem (35). Rozpatrując warunki przeprowadzania pomiarów, można przyjąć, że średnio  $\phi = 10$ ;  $i'_A = 40$ ,  $i_{Ag} = 600$ ; szacunkowa wartość  $\phi_c$  będzie równa

$$\phi_c = \frac{1}{1 - \frac{40}{600} \cdot \frac{10-1}{10}} = 1,06$$

Wobec bardzo dużego błędu pomiaru współczynnika  $\alpha_c$ , o czym będzie mowa w dalszej części pracy, oceniono przybliżenie  $\phi_c = 1$  jako wystarczająco dokładne.

#### 4.2. Współczynnik wnikania ciepła w fazie gazowej

Ogólna koncepcja określenia współczynnika wnikania ciepła, a ściślej równania kryterialnego opisującego wnikanie ciepła w rurze zraszanej, dla burzliwego przepływu fazy gazowej, oparta była na równaniu (64) oraz związku

$$k = \frac{Q_{I-II}}{F \cdot \Delta T_m} \quad (65)$$

w którym  $Q_{I-II}$  oznacza całkowitą ilość wymienionego ciepła, zaś  $F$  - powierzchnię zraszaną.

Współczynnik przenikania ciepła określony równaniem (64) jest zmienny wzdłuż wymiennika, nawet przy założeniu stałości  $\alpha$  i  $\alpha_c$ , z uwagi na zmienność poprawki  $\phi$ . Zatem "k" obliczone z równania (65) ma charakter wartości średniej. Z tego powodu przy opracowywaniu danych pomiarowych przyjęto pewną średnią wartość poprawki, określoną umownie jako średnią arytmetyczną

$$\phi_{\text{sr}} = \frac{\phi_I + \phi_{II}}{2} \quad (66)$$

Zakładając, że współczynniki wnikania ciepła opisują równania

$$\begin{aligned} Nu &= C \cdot Re^A Pr^B \\ Nu_z &= C_c \cdot Re_z^{Ac} \cdot Pr_c^{Bc} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{Dc} \end{aligned} \quad (67)$$

można zależność (64) zapisać w postaci:

$$k^{-1} = \left( C_c \cdot \frac{d}{\lambda} \cdot Re^A \cdot Pr^B \cdot \phi_{\text{sr}} \right)^{-1} + \left[ C_c \cdot \frac{v_z}{\lambda_c} \cdot Re_z^{Ac} \cdot Pr_c^{Bc} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{Dc} \right]^{-1} \quad (68)$$

będącej podstawą do opracowywania danych doświadczalnych przy pomocy rachunku wyrównawczego.

Z wyżej przedstawionej zależności korzystano w dwójaki sposób. W pierwszym przypadku zakładano, że niewiadomymi są stałe  $C^{-1}$  oraz  $C_c^{-1}$ , przyjmując wartości wykładników potęgowych za znane, zgodne z równaniami opisującymi "czyste" wnikanie ciepła lub masy. Dzięki temu omawiany związek, ze względu na szukane niewiadome, przyjmował postać zależności liniowej, łatwo dostępnej dla metody najmniejszych kwadratów. Zgodnie z tym tokiem postępowania, w kolejnych pracach [11,12,13] otrzymano:

$$Nu = 0,0345 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (69)$$

$$Nu = 0,0235 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (70)$$

$$Nu = 0,026 \cdot Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (71)$$

Drugi sposób wykorzystania zależności (68) polegał na narzuceniu szczegółowej postaci równaniu kryterialnemu (67) [14,15]. Wykorzystując pracę [23] oraz analogię ruchu ciepła i masy, przyjęto

$$Nu_z = 0,00245 Re_z^{0,787} Pr_c^{0,276} \left(\frac{\nu_z}{k}\right)^{0,0906} \quad (72)$$

Biorąc pod uwagę, że w przeprowadzonych badaniach liczba Pr była stosunkowo mało zmienna założono dodatkowo  $B = 0,4$ . W rezultacie przeprowadzonego rachunku wyrównawczego otrzymano:

$$Nu = 0,0245 Re^{0,787} Pr^{0,4} \quad (73)$$

Jak widać, równania (70), (72) i (73) są bardzo zbliżone do cytowanego już równania (56), obowiązującego "czyste" wnikanie ciepła w fazie gazowej i to pomimo zastosowania stosunkowo dużych przybliżeń.

Dodatkowa analiza wykazała [1], że zastąpienie równania (69) zależnością (56), korygując oczywiście wartość stałej  $C_c$ , nie powoduje istotnych zmian obliczeniowej wartości "k".

Stwierdzony fakt pozwolił na wyciągnięcie wniosku, że w przebadanych zakresach zmienności parametrów można przy obliczaniu równoczesnej wymiany ciepła i masy stosować znane równanie (56), tym bardziej że badania przeprowadzone były przez różnych autorów na różnej gabarytowej aparaturze, nie tylko dla układu woda-powietrze (stosowano również  $CCl_4$ , azot, argon itd.).

#### 4.3. Współczynnik wnikania ciepła w fazie ciekłej

W przeciwieństwie do fazy gazowej równania kryterialne wyznaczone dla fazy ciekłej wykazują silne rozbieżności. I tak, odpowiednio do równań (69) i (71) otrzymano:

$$Nu_z = 0,335 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (74)$$

$$Nu_z = 1,63 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5}$$

$$Nu_z = 0,211 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (75)$$

Natomiast zakładając, że fazę gazową obowiązuje zależność (56), równania (74) i (75) przyjmują nieco inną postać

$$Nu_z = 0,924 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (76)$$

$$Nu_z = 0,282 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (77)$$

W piśmiennictwie technicznym nie natrafiono na równania dotyczące omawianego przypadku wnikania ciepła. Istnieją natomiast odpowiedniki tych równań dla wnikania masy, np. równanie Sherwooda i Pigforda oraz Wiazowa. [24]. Korzystając z analogii ruchu ciepła i masy można równania te przedstawić kolejno w postaci:

$$Nu_z = 0,725 Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5}$$

$$Nu_z = 1,39 Re_z^{0,3} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5}$$

Uwzględniając jeszcze (72), uzyskuje się zestaw równań, silnie zróżnicowanych, spośród których żadnego nie można w zasadzie obrać jako równania wzorcowego, najbardziej pewnego. Z tego powodu postanowiono w niniejszej pracy podjąć ponowną próbę określenia rozpatrywanej zależności biorąc pod uwagę prawie wszystkie dane eksperymentalne dla układu woda-powietrze zamieszczone w pracach [2,11,12,13,15]. Wychodzący przy tym z założenia, że globalne wykorzystanie danych doświadczalnych pozwoli na bardziej precyzyjne ustalenie szukanego związku.

Opracowanie danych doświadczalnych przeprowadzono przy zasadniczym założeniu, że fazę gazową obowiązuje równanie (56), zgodnie z wnioskiem wynikającym w rozdz. 4.2. Należy tutaj silnie podkreślić, że narzucanie ja-

kiejkolwiek postaci związku obowiązującego fazę gazową wpływa zdecydowanie na efekt końcowy rachunku wyrównawczego. Wniosek ten wynika z następującej analizy rozpatrywanych danych.

Do określenia zastępczego współczynnika przenikania ciepła "k" wg równania (65) wymagana jest znajomość wymienionego ciepła  $Q_{I-II}$ . Wielkość tę w stojącym do dyspozycji materiale doświadczalnym wyznaczano z przeciętną dokładnością  $\pm 10\%$ . Należy zatem oczekiwać, że maksymalny błąd pomiaru oporu cieplnego ( $1/k$ ) będzie rzędu 11%. Z zamieszczonych w pracach źródłowych, informacji obliczeniowych wynika, że przeciętnie udział oporu fazy ciekłej był rzędu 10% (maksymalnie osiągał wartość ok. 30%). Zasadniczo cały błąd pomiaru skupia się na wartości oporu cieplnego cieczy, którego wartość przeciętna jest niestety tego samego rzędu co błąd pomiaru. Należy bowiem przyjąć, że na skutek narzucenia równania kryterialnego dla gazu wartość oporu cieplnego fazy gazowej nie jest obciążona błędem pomiaru. Wystąpi natomiast błąd systematyczny spowodowany m.in. nie zawsze pewnymi danymi literaturowymi, zastosowanymi przybliżeniami itp. Z braku ścisłych informacji nie można było tego błędu wyeliminować i z tego powodu przeprowadzono obliczenia dla szeregu wariantów, których ilość określa kombinacja niżej podanych charakterystyk wielkości uwzględnianych w operacjach rachunkowych:

a) przyjęto dwie wartości wykładnika potęgowego "B" występującego w równaniu (10):

$$B = 0,4 \quad (78)$$

$$B = 0,33 \quad (79)$$

Pierwsza z nich odpowiada równaniu (56), druga - analogicznemu równaniu dotyczącemu wnikanía masy;

b) przyjęto dwie wartości  $\mathcal{E}$  występującego w równaniu (13):

$$\mathcal{E} = 1,18$$

$$\mathcal{E} = 1$$

c) ze względu na różne wartości  $\lambda$  i  $\delta_{A10}$  spotykan $\bar{e}$  w piśmiennictwie technicznym przeprowadzono obliczenia dla czterech układów tych wartości określonych w tabl. 2;

d) rozpatrzono cztery sposoby wyznaczania oporu cieplnego  $1/\alpha_c$ . Pierwszy, uproszczony, polegał na bezpośrednim wykorzystaniu zależności

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha \phi_{sr}} + \frac{1}{\alpha_c \cdot \phi_{c sr}} \quad (80)$$

przy założeniu:

$$\phi_{c\acute{s}r} = 1$$

Wartość współczynnika "k" określano wg równania (65), zaś  $\phi_{\acute{s}r}$  - wg (66). Zgodnie z sugestią T. Hoblera w równaniu (7) zastąpiono wielkość  $i_{AG}$  wartością średnią  $i_{Agm}$ .

Sposób drugi polegał na obliczeniu  $\phi_{c\acute{s}r}$  jako średniej arytmetycznej

$$\phi_{c\acute{s}r} = \frac{\phi_{cI} + \phi_{cII}}{2}$$

gdzie:  $\phi_{cI}$  i  $\phi_{cII}$  są wartościami obowiązującymi na wlocie i wylocie z wymiennika, obliczonymi wg równania (36).

W obu tych sposobach wykorzystano związek (19), z którego wynika przy założeniu  $k = \text{const}$ , że

$$F = \frac{1}{k} \int_I^{II} \frac{dQ}{t_g - t_s}$$

co w powiązaniu z równaniem (80) pozwala na wyrażenie szukanej wielkości  $\alpha_c$  w postaci

$$\alpha_c = \frac{\frac{1}{\phi_{c\acute{s}r}} \int_I^{II} \frac{dQ}{t_g - t_s}}{F = \frac{1}{\alpha_c \phi_{c\acute{s}r}} \int_I^{II} \frac{dQ}{t_g - t_s}} \quad (81)$$

Metoda trzecia bazowała na stwierdzeniu (rozdz. 2.1), że dobór entalpii standardowej nie ma wpływu na wartości  $F$ ,  $\alpha$  i  $\alpha_c$ . Można zatem za " $i_{st}$ " obrać " $i_A$ ". A więc zgodnie z równaniem (17) wszystkie nowe wartości entalpii " $i^*$ " można wyznaczyć z równania:

$$i^* = i - i_{st} = i - i_A' \quad (82)$$

zaś  $\phi_c$  w myśl równania (36) przybierze wartość równą jedności.

Rzecz oczywista, ścisłe wykorzystanie równania (82) wymagałoby uwzględnienia ciągłej zmienności " $i_{st}$ " w obliczeniach wartości całek występujących w równaniu (81), co niewątpliwie dodatkowo komplikowałoby operacje rachunkowe. Niezależnie od powyższego procedurę obliczeniową utrudnia konieczność określenia temperatury zwiędła cieczy.

W świetle przeanalizowanego już wcześniej wpływu błędów pomiarowych na opór cieplny fazy ciekłej uznano za celowe wprowadzenie następujących uproszczeń:

$$t_z = t_s \quad (83)$$

$$i_{st} = \frac{i'_{AI} + i'_{AII}}{2} \quad (84)$$

Przyjęcie przy powyższych założeniach

$$\phi_{c\acute{s}r} = 1$$

będzie niewątpliwie bardziej ścisłe w porównaniu ze sposobem pierwszym i należy oczekiwać zbliżonych wartości  $\alpha_c$  obliczonych wg metody drugiej i trzeciej.

Ostatni sposób polegał na uwzględnieniu zmienności poprawki  $\phi$  wzdłuż drogi wymiennika, a tym samym również zmienności zastępczego współczynnika przenikania ciepła. Z układu równań (19), (37), (8) i (35) można wyprowadzić zależność:

$$\alpha_c = \frac{\int_I^{II} \frac{1}{\phi_c} \cdot \frac{dQ}{t_g - t_s}}{F - \frac{1}{\alpha} \int_I^{II} \frac{1}{\phi} \frac{dQ}{t_g - t_s}}$$

Wprowadzając do obliczeń, jak poprzednio, indywidualną entalpię standardową, określoną równaniem (84), można było przyjąć  $\phi_c = 1$  i korzystać z równania:

$$\alpha_c = \frac{\int_I^{II} \frac{dQ}{t_g - t_s}}{F - \frac{1}{\alpha} \int_I^{II} \frac{1}{\phi} \frac{dQ}{t_g - t_s}}$$

Należy zaznaczyć, że we wszystkich scharakteryzowanych tutaj sposobach obliczeń korzystano z założenia danego równością (83).

Jak widać, liczba wariantów obliczeniowych wynosiła 64. Ilość rozpatrywanych punktów pomiarowych zaczerpniętych z materiałów źródłowych była równa 139. Nie uwzględniono wszystkich danych, ponieważ zastosowano nieco ostrzejsze kryterium weryfikacji danych pomiarowych:

$$\frac{|Q_c - Q_{\acute{s}r}|}{Q_{\acute{s}r}} = \frac{|Q_g - Q_{\acute{s}r}|}{Q_{\acute{s}r}} < 0,1$$



du w dalszej części opracowywania wyników doświadczalnych rozpatrywano jedynie przypadki dla  $B = 0,4$ .

Dla scharakteryzowania wartości  $\alpha_c$  wg omówionych wariantów przedstawiono w tabl. 6 wyniki obliczeń dla dwóch punktów pomiarowych. Z przedstawionych danych wynika, że metodą drugą i trzecią otrzymuje się prawie identyczne, najniższe wartości  $\alpha_c$ . Nieco wyższe wartości uzyskuje się przy pomocy metody pierwszej: różnice są jednak nieduże, co wskazuje na to, że zastosowane w pracach źródłowych uproszczenie ( $\Phi_{\text{osr}} = 1$ ) było dopuszczalne. Natomiast sposób czwarty, najbardziej poprawny z punktu widzenia teoretycznego, cechuje się dużym rozrzutem wyników i jest najbardziej "wrażliwy" na błędy pomiaru i obliczeń. Wpływ pozostałych parametrów ( $\varepsilon, \lambda, \delta_{A10}$ ) odgrywa tym silniejszą rolę, im wyższe są wartości  $\alpha_c$ .

Celem dalszych obliczeń było ustalenie równań kryterialnych, przy czym wzięto pod uwagę dwie postacie ogólne, a mianowicie: równanie (67) oraz związek:

$$\text{Nu}_z = C_c \cdot \text{Re}_z^{\text{Ac}} \text{Pr}_c^{\text{Bc}} \left(\frac{\nu}{\nu_s}\right)^{\text{Dc}} \cdot \text{Re}^{\text{Ec}} \quad (85)$$

w którym wprowadzono liczbę  $\text{Re}$ , charakteryzującą fazę gazową, kierując się wnioskami wynikającymi z prac [16, 25, 26, 27, 28]. W cytowanych pracach, w oparciu o przesłanki literaturowe oraz własne rozważania i badania, stwierdzono, że przepływający strumień gazu ma istotny wpływ na kształtowanie się powierzchni i grubości spływającego filmu cieczy. W związku z tym najsurowiej się przypuszczenie, że przepływająca faza gazowa może również pośrednio oddziaływać na warunki wnikania ciepła w fazie ciekłej. Wpływu tego nie analizowano pod względem teoretycznym, lecz skorzystano z koncepcji ŻAWORONKOWA [29], który, uwzględniając oddziaływanie spływającego filmu na wnikanie ciepła w fazie gazowej, zastosował w równaniu kryterialnym poprawkę w postaci  $\text{Re}_z^{\text{A}}$ .

W celu wyznaczenia szukanych niewiadomych rozpatrzono układy równań obserwacyjnych odpowiadających zależnościom (67) i (85). Logarytmując obustronnie równania obserwacyjne, otrzymano układy równań liniowych, do których wyrównania zastosowano metodę najmniejszych kwadratów [30]. Niestety, z uwagi na operację logarytmowania, nie można było tutaj wykorzystać bezpośrednio obliczonych wartości  $\alpha_c$ , ponieważ szereg spośród nich posiadał wartość ujemną. Wyjaśnienie tego faktu jest stosunkowo proste. W zasadzie z danych pomiarowych nie wyznaczano  $\alpha_c$ , lecz opór cieplny  $1/\alpha_c^*$  jako różnicę oporu całkowitego  $1/k$ , obliczonego z dat eksperymentalnych, oraz oporu w fazie gazowej  $1/\alpha_c^*$ , określonego w oparciu o równania (56). W rozpatrywanych przypadkach, na skutek istnienia błędów przypadkowych, zachodziła nierówność  $1/k < 1/\alpha_c^*$ , a tym samym  $1/\alpha_c < 0$ .

Z punktu widzenia statystycznej teorii błędów nie można było odrzucić wartości ujemnych, ażeby nie dopuścić do zaistnienia błędu systematycznego. Z tego powodu wykorzystano tutaj często stosowaną w opracowaniach sta-



tystycznych metodę podziału na klasy. W tym celu zakresy zmienności modułów bezwymiarowych występujących po prawych stronach równań (67) i (85) podzielono na niżej podane przedziały (nie uwzględniono modułu  $(v_z^2/h)$  z uwagi na jego małą zmienność)

$Re_z$	$Pr_c$	$Re_g$
200-450	3-4	2000-6000
450-600	4-5	6000-10000
600-700	5-6	10000-14000
700-800	6-7	14000-18000
800-900	7-8	
900-1000	8-9	
1000-1100		
1100-1200		
1200-1300		
1600		

Kombinacje tych przedziałów wyznaczały poszczególne klasy (w sporadycznych przypadkach odstąpiono od rygorystycznego przestrzegania ww. przedziałów, dla których obliczono  $Re_z$  śr.,  $Pr_c$  śr.,  $Re_g$  śr. i  $(v_z^2/h)$  śr. jako średnie arytmetyczne oraz wartości  $Nu_z$  śr. Tę ostatnią wielkość wyznaczano ze związku

$$Nu_z \text{ śr.} = \frac{v_z^2 \text{ śr.}}{\left(\frac{1}{\alpha_c}\right) \text{ śr.} \cdot \lambda \text{ śr.}}$$

gdzie:  $v_z^2$  śr.,  $\lambda$  śr. i  $(1/\alpha_c)$  śr. były średnimi arytmetycznymi tych parametrów w rozpatrywanej klasie, przy czym w wyniku uśrednienia

$$\left(\frac{1}{\alpha_c}\right) \text{ śr.} > 0$$

Wprowadzenie do powyższego związku średniej wartości oporu cieplnego poddyktowane było tym, że właśnie tę wielkość określano na drodze eksperymentalnej.

W tabl. 7 i 8 zestawiono wyniki szukanych niewiadomych dla rozpatrywanych wariantów uzyskanych za pośrednictwem rachunku wyrównawczego. W tablicach tych podano również wartości błędów średnich "s<sub>0</sub>" odnoszących się do zlogarytmowanej postaci równań obserwacyjnych. Niestety, są one tego samego rzędu, co nie pozwala na wykorzystanie ich do oceny otrzymanych równań. Można jedynie, w powiązaniu z wartościami kolumny "D<sub>c</sub>", wyrazić pogląd, że warianty dla  $\varepsilon = 1$  są mało prawdopodobne. Wynika to nie tylko stąd, że (w porównaniu z danymi dla  $\varepsilon = 1,18$ ) wszystkie błędy średnie są odpowiednio wyższe, lecz szereg wartości D<sub>c</sub>, szczególnie w tabl. 8, przyjmuje wartości ujemne, co jest sprzeczne z przesłankami teoretycznymi

Wartości stałych równania  $Nu_z = C_c Re_z^{A_c} Pr_c^{B_c} \left(\frac{\lambda}{h}\right)^{D_c}$  wg różnych wariantów dla  $B = 0,4$

Kombina- cje wg tabl. 2	Metoda	Ilość równań obserwa- cyjnych	$s_o$	$C_c$	$A_c$	$B_c$	$D_c$
				$\varepsilon = 1,18$			
I	1	41	0,4681	$1,4845 \cdot 10^{-3}$	$6,0632 \cdot 10^{-1}$	1,3623	$2,8073 \cdot 10^{-1}$
	2	41	0,4912	$1,2543 \cdot 10^{-3}$	$6,0588 \cdot 10^{-1}$	1,4252	$2,7929 \cdot 10^{-1}$
	3	41	0,4943	$1,1708 \cdot 10^{-3}$	$5,9658 \cdot 10^{-1}$	1,4184	$2,6516 \cdot 10^{-1}$
	4	36	0,5500	$3,5364 \cdot 10^{-2}$	1,1486	$1,7295 \cdot 10^{-3}$	$6,9285 \cdot 10^{-1}$
II	1	39	0,6111	$1,2383 \cdot 10^{-4}$	$-4,8071 \cdot 10^{-2}$	2,0198	$-3,1780 \cdot 10^{-1}$
	2	39	0,5652	$1,0254 \cdot 10^{-3}$	$6,5689 \cdot 10^{-1}$	1,6819	$3,0751 \cdot 10^{-1}$
	3	39	0,5674	$7,9968 \cdot 10^{-4}$	$6,4070 \cdot 10^{-1}$	1,6646	$2,7022 \cdot 10^{-1}$
	4	29	0,7484	$4,3933 \cdot 10^{-1}$	1,1856	$5,6214 \cdot 10^{-1}$	1,0251
III	1	41	0,2605	$7,0933 \cdot 10^{-9}$	1,9021	2,0629	$5,6225 \cdot 10^{-2}$
	2	41	0,5447	$7,7262 \cdot 10^{-3}$	$6,6897 \cdot 10^{-1}$	1,5631	$5,0521 \cdot 10^{-1}$
	3	41	0,5747	$6,3465 \cdot 10^{-3}$	$6,6748 \cdot 10^{-1}$	1,5751	$4,8616 \cdot 10^{-1}$
	4	36	0,8229	$1,596 \cdot 10^{-9}$	1,4962	$5,045 \cdot 10^{-1}$	$2,1832 \cdot 10^{-1}$
IV	1	37	0,6039	$4,3969 \cdot 10^{-3}$	$6,4830 \cdot 10^{-1}$	1,5665	$4,0390 \cdot 10^{-1}$
	2	37	0,6024	$3,3252 \cdot 10^{-3}$	$6,4529 \cdot 10^{-1}$	1,6418	$3,9173 \cdot 10^{-1}$
	3	37	0,6096	$2,8712 \cdot 10^{-3}$	$6,3134 \cdot 10^{-1}$	1,6255	$3,6529 \cdot 10^{-1}$
	4	24	0,6841	133,1806	1,3372	$1,4334 \cdot 10^{-3}$	1,5861
				$\varepsilon = 1$			
I	1	36	0,6388	$4,1291 \cdot 10^{-3}$	$6,1528 \cdot 10^{-1}$	1,5528	$3,6139 \cdot 10^{-1}$
	2	36	0,6793	$2,0287 \cdot 10^{-3}$	$6,3538 \cdot 10^{-1}$	1,6795	$3,3125 \cdot 10^{-1}$
	3	36	0,6860	$1,3400 \cdot 10^{-3}$	$6,1196 \cdot 10^{-1}$	1,6419	$3,0572 \cdot 10^{-1}$
	4	23	0,8069	1,2012	1,4540	$9,1228 \cdot 10^{-1}$	1,3409
II	1	27	0,8722	$1,1096 \cdot 10^{-4}$	$9,5764 \cdot 10^{-1}$	1,6468	$2,2268 \cdot 10^{-1}$
	2	27	0,8687	$9,905 \cdot 10^{-5}$	$9,7807 \cdot 10^{-1}$	1,7145	$2,4134 \cdot 10^{-1}$
	3	27	0,8869	$6,941 \cdot 10^{-5}$	$9,1216 \cdot 10^{-1}$	1,6745	$1,5763 \cdot 10^{-1}$
	4	17	0,9366	301600	$3,1964 \cdot 10^{-1}$	1,9711	1,9677
III	1	32	0,7788	$1,475 \cdot 10^{-5}$	$7,2437 \cdot 10^{-1}$	1,8139	$-8,9986 \cdot 10^{-2}$
	2	32	0,7669	$2,1495 \cdot 10^{-2}$	$8,0142 \cdot 10^{-1}$	1,7685	$6,6867 \cdot 10^{-1}$
	3	32	0,7883	$1,7561 \cdot 10^{-2}$	$7,5397 \cdot 10^{-1}$	1,7350	$6,1141 \cdot 10^{-1}$
	4	17	0,7908	2515,0	$4,5949 \cdot 10^{-1}$	1,5348	1,5451
IV	1	20	0,8317	$3,0906 \cdot 10^{-7}$	$9,7075 \cdot 10^{-1}$	$2,5557 \cdot 10^{-1}$	$-5,3494 \cdot 10^{-1}$
	2	20	0,8310	$2,5444 \cdot 10^{-7}$	$9,6971 \cdot 10^{-1}$	$2,9883 \cdot 10^{-1}$	$-5,4185 \cdot 10^{-1}$
	3	20	0,9221	$4,8345 \cdot 10^{-8}$	$9,8763 \cdot 10^{-1}$	$1,6942 \cdot 10^{-1}$	$-7,1305 \cdot 10^{-1}$
	4	14	0,9143	$1,6712 \cdot 10^{+8}$	$-5,6279 \cdot 10^{-2}$	$4,5193 \cdot 10^{-1}$	2,0919

Uwaga: oznaczenie metod jak w tabl. 6.

Wartości stałych równania  $Nu_x = C_c Re_x^{A_c} Pr_c^{B_c} \left(\frac{x}{L}\right)^{D_c} Re_g^{E_c}$  wg różnych

Tablica 8

wariantów dla  $B = 0,4$

Kombina- cje wg tabl.2	Metoda	Ilość równań obser- wacyj- nych	$s_0$	$C_c$	$A_c$	$B_c$	$D_c$	$E_c$
I	1	41	0,4728	$2,1962 \cdot 10^{-3}$	$\epsilon = 1,18$ $6,2411 \cdot 10^{-1}$	1,2756	$5,8200 \cdot 10^{-1}$	$3,0581 \cdot 10^{-1}$
	2	41	0,4765	$1,8492 \cdot 10^{-3}$	$6,2351 \cdot 10^{-1}$	1,3392	$5,7787 \cdot 10^{-1}$	$3,0308 \cdot 10^{-1}$
	3	41	0,4801	$1,7205 \cdot 10^{-3}$	$6,1402 \cdot 10^{-1}$	1,3331	$5,6168 \cdot 10^{-1}$	$3,0112 \cdot 10^{-1}$
	4	36	0,5270	$6,9469 \cdot 10^{-4}$	1,1137	$6,2514 \cdot 10^{-1}$	$3,2454 \cdot 10^{-1}$	$-7,4920 \cdot 10^{-2}$
II	1	39	0,6165	$1,7210 \cdot 10^{-4}$	$-4,8378 \cdot 10^{-2}$	1,9845	$-2,0526 \cdot 10^{-1}$	$1,0019 \cdot 10^{-1}$
	2	39	0,5713	$1,1090 \cdot 10^{-3}$	$6,6455 \cdot 10^{-1}$	1,6496	$4,0695 \cdot 10^{-1}$	$1,0575 \cdot 10^{-1}$
	3	39	0,5728	$8,7518 \cdot 10^{-4}$	$6,4965 \cdot 10^{-1}$	1,6274	$3,8478 \cdot 10^{-1}$	$1,2183 \cdot 10^{-1}$
	4	29	0,7375	$8,9675 \cdot 10^{-3}$	1,2123	$5,3078 \cdot 10^{-1}$	$1,7817 \cdot 10^{-1}$	$-5,4243 \cdot 10^{-1}$
III	1	41	0,5775	$7,5242 \cdot 10^{-3}$	$6,6716 \cdot 10^{-1}$	1,5160	$4,9533 \cdot 10^{-1}$	$8,5027 \cdot 10^{-3}$
	2	41	0,5784	$9,3106 \cdot 10^{-3}$	$6,7745 \cdot 10^{-1}$	1,5218	$6,4862 \cdot 10^{-1}$	$1,4557 \cdot 10^{-1}$
	3	41	0,5792	$7,5121 \cdot 10^{-3}$	$6,7512 \cdot 10^{-1}$	1,5378	$6,1582 \cdot 10^{-1}$	$1,3162 \cdot 10^{-1}$
	4	36	0,7763	$7,1577 \cdot 10^{-6}$	1,4264	$6,1487 \cdot 10^{-1}$	$4,8258 \cdot 10^{-1}$	$-6,8144 \cdot 10^{-1}$
IV	1	37	0,6013	$3,3505 \cdot 10^{-3}$	$6,2502 \cdot 10^{-1}$	1,6424	$1,5423 \cdot 10^{-1}$	$-2,5344 \cdot 10^{-1}$
	2	37	0,5997	$2,5290 \cdot 10^{-3}$	$6,2212 \cdot 10^{-1}$	1,7195	$1,4194 \cdot 10^{-1}$	$-2,5373 \cdot 10^{-1}$
	3	37	0,6075	$2,2297 \cdot 10^{-3}$	$6,0486 \cdot 10^{-1}$	1,7017	$1,1359 \cdot 10^{-1}$	$-2,5547 \cdot 10^{-1}$
	4	24	0,6517	1,4102	1,3313	$4,7369 \cdot 10^{-1}$	$7,2218 \cdot 10^{-1}$	$-5,5713 \cdot 10^{-1}$
I	1	36	0,6628	$2,5121 \cdot 10^{-3}$	$5,7157 \cdot 10^{-1}$	1,6974	$-9,6874 \cdot 10^{-2}$	$-4,6546 \cdot 10^{-1}$
	2	36	0,6527	$1,2629 \cdot 10^{-3}$	$5,9373 \cdot 10^{-1}$	1,8199	$-1,2260 \cdot 10^{-1}$	$-4,6377 \cdot 10^{-1}$
	3	35	0,6891	$3,6783 \cdot 10^{-3}$	$5,7747 \cdot 10^{-1}$	1,7059	$2,6340 \cdot 10^{-1}$	$-1,0751 \cdot 10^{-1}$
	4	23	0,7141	$4,5020 \cdot 10^{-4}$	1,4889	1,0346	$-3,5455 \cdot 10^{-1}$	-1,0929
II	1	27	0,8420	$2,8732 \cdot 10^{-4}$	$9,3152 \cdot 10^{-1}$	2,0507	$-2,4449 \cdot 10^{-1}$	$-6,8702 \cdot 10^{-1}$
	2	27	0,8382	$2,5672 \cdot 10^{-4}$	$9,5190 \cdot 10^{-1}$	2,1184	$-2,2620 \cdot 10^{-1}$	$-6,8755 \cdot 10^{-1}$
	3	27	0,8637	$1,6983 \cdot 10^{-4}$	$8,8759 \cdot 10^{-1}$	2,0542	$-2,8159 \cdot 10^{-1}$	$-6,4591 \cdot 10^{-1}$
	4	17	0,9124	$2,2994 \cdot 10^{-4}$	$5,8365 \cdot 10^{-1}$	2,1622	1,2468	$-7,4949 \cdot 10^{-1}$
III	1	32	0,7390	$1,2693 \cdot 10^{-3}$	$7,6240 \cdot 10^{-1}$	1,9229	$-1,4522 \cdot 10^{-1}$	$-6,0484 \cdot 10^{-1}$
	2	32	0,7494	$1,8777 \cdot 10^{-2}$	$7,3721 \cdot 10^{-1}$	1,9788	$1,9658 \cdot 10^{-1}$	$-5,1366 \cdot 10^{-1}$
	3	32	0,7705	$1,5086 \cdot 10^{-2}$	$6,9922 \cdot 10^{-1}$	1,9479	$1,3406 \cdot 10^{-1}$	$-5,2444 \cdot 10^{-1}$
	4	17	0,7655	$1,3290 \cdot 10^{-1}$	$7,3487 \cdot 10^{-1}$	1,7340	$4,6513 \cdot 10^{-1}$	$-8,6996 \cdot 10^{-1}$
IV	1	20	0,8109	$3,8724 \cdot 10^{-6}$	1,0402	$9,6626 \cdot 10^{-1}$	$7,8745 \cdot 10^{-1}$	$-7,3235 \cdot 10^{-1}$
	2	20	0,8099	$3,1855 \cdot 10^{-6}$	1,0392	1,0105	$7,9527 \cdot 10^{-1}$	$-7,3348 \cdot 10^{-1}$
	3	20	0,9008	$7,5743 \cdot 10^{-7}$	1,0632	$9,4427 \cdot 10^{-1}$	$9,8902 \cdot 10^{-1}$	$-7,9863 \cdot 10^{-1}$
	4	14	0,9592	$3,1627 \cdot 10^{-7}$	$8,2675 \cdot 10^{-3}$	$5,5982 \cdot 10^{-1}$	1,7421	$-2,8880 \cdot 10^{-1}$

Uwaga: oznaczenie metod jak w tabl. 6

Minimalne różnice błędów średnich pomiędzy tabl. 7 i 8 nie pozwalają na odrzucenie hipotezy o wpływie prędkości fazy gazowej na wnikanie ciepła w fazie ciekłej. Nie udało się również stwierdzić kierunku tego ewentualnego wpływu, otrzymując zarówno dodatnie jak i ujemne wartości  $E_c$ , przy czym analiza jakościowa mechanizmu procesu pozwala na uzasadnienie obu tych grup wartości, a mianowicie: wzrost szybkości gazu (liczby  $Re$ ) powoduje zwiększone falowanie spływającej warstwy cieczy wpływając korzystnie na wnikanie ciepła ( $E_c > 0$ ), równocześnie jednak na skutek tarcia maleje prędkość spływającego filmu i wzrost jego grubości, co utrudnia wnikanie ciepła w fazie ciekłej ( $E_c < 0$ ). Niewątpliwie obie te tendencje występują w rzeczywistości, przy czym, może być, dominacja jednej z nich jest funkcją stosunku  $Re_2/Re$ .

## 5. OBLICZANIE POWIERZCHNI RÓWNOCZESNEJ WYMIANY CIEPŁA I MASY

W oparciu o przedstawioną w rozdz. 2.3. zmodyfikowaną metodę obliczania omawianego procesu zaproponowano odmienny od tradycyjnego sposób wyznaczania powierzchni równoczesnej wymiany ciepła i masy.

Rozpatrywane poprzednio ciepła można napisać w nieco innych postaciach, a mianowicie:

$$dQ = q \, dF \quad (86)$$

$$dQ_T = q_T \, dF$$

$$dQ_C = q_C \, dF \quad (87)$$

przy czym:

$$q_T = \alpha (t_g - t_z) \quad (88)$$

$$q_C = \alpha_C (t_z - t_B) \quad (89)$$

Podobnie ilość wymienionej masy można wyrazić związkiem

$$dG_A = N_A \cdot dF \quad (90)$$

Korzystając z określeń (86) i (90), można pochodną  $dG_A/dQ$ , opisaną równaniem (46), przedstawić w innej postaci:

$$\frac{dG_A}{dQ} = \frac{N_A \, dF}{q \, dF} = \frac{N_A}{q}$$

która z równoczesnym uwzględnieniem zależności (57), (68), (86), (90), (88) pozwala na wyprowadzenie z równania (22) związku:

$$q = \frac{q_T}{1 - i_A'' \frac{dG_A}{dQ}} = \frac{\alpha (t_g - t_z)}{1 - i_A'' \frac{dG_A}{dQ}} \quad (91)$$

W podobny sposób z równań (23) i (87) otrzymuje się równość:

$$q_c = q \left( 1 - i'_A \frac{dG_A}{dQ} \right) \quad (92)$$

Wspomniana koncepcja obliczania wymiennika opiera się na równaniu (86), w którym różniczkę zastąpiono przyrostami skończonymi. Można zatem napisać:

$$\Delta F = \frac{\Delta Q}{q} \quad (93)$$

W celu skorzystania z tej zależności zaproponowano następujący schemat obliczeń numerycznych.

Przedział zmienności temperatury gazu  $\langle t_{gI}, t_{gII} \rangle$  należy podzielić na "n" odcinków, najwygodniej na odcinki o jednakowych rozmiarach:

$$\Delta t_g = \frac{t_{gII} - t_{gI}}{n} = t_{gi} - t_{g(i-1)} \quad (94)$$

gdzie:  $i = 1, 2, \dots, n$ ,

$$t_{g0} = t_{gI}; \quad t_{gn} = t_{gII}$$

Ponieważ faza gazowa jest mieszaniną nasyconą, można dla każdego "i-tego" przedziału, ograniczonego temperaturami  $t_{gi}$  i  $t_{g(i-1)}$ , korzystając z krzywych prężności pary nasyconej, wyznaczyć  $p_{Ai}$  i  $p_{A(i-1)}$ , oraz odpowiadające im entalpie  $i_{gi}$  oraz  $i_{g(i-1)}$ . Te ostatnie wielkości umożliwiają określenie ilości ciepła  $\Delta Q_i$  i masy  $\Delta G_i$  wymienionej w rozpatrywanym przedziale, które w powiązaniu z bilansem cieplnym i masowym dla fazy ciekłej pozwalają na wyznaczenie  $G_{Ai}$  lub  $G_{A(i-1)}$  oraz  $t_{si}$  lub  $t_{s(i-1)}$  w zależności od tego, czy obliczenia rozpoczęto od  $t_{gI}$  czy  $t_{gII}$ .

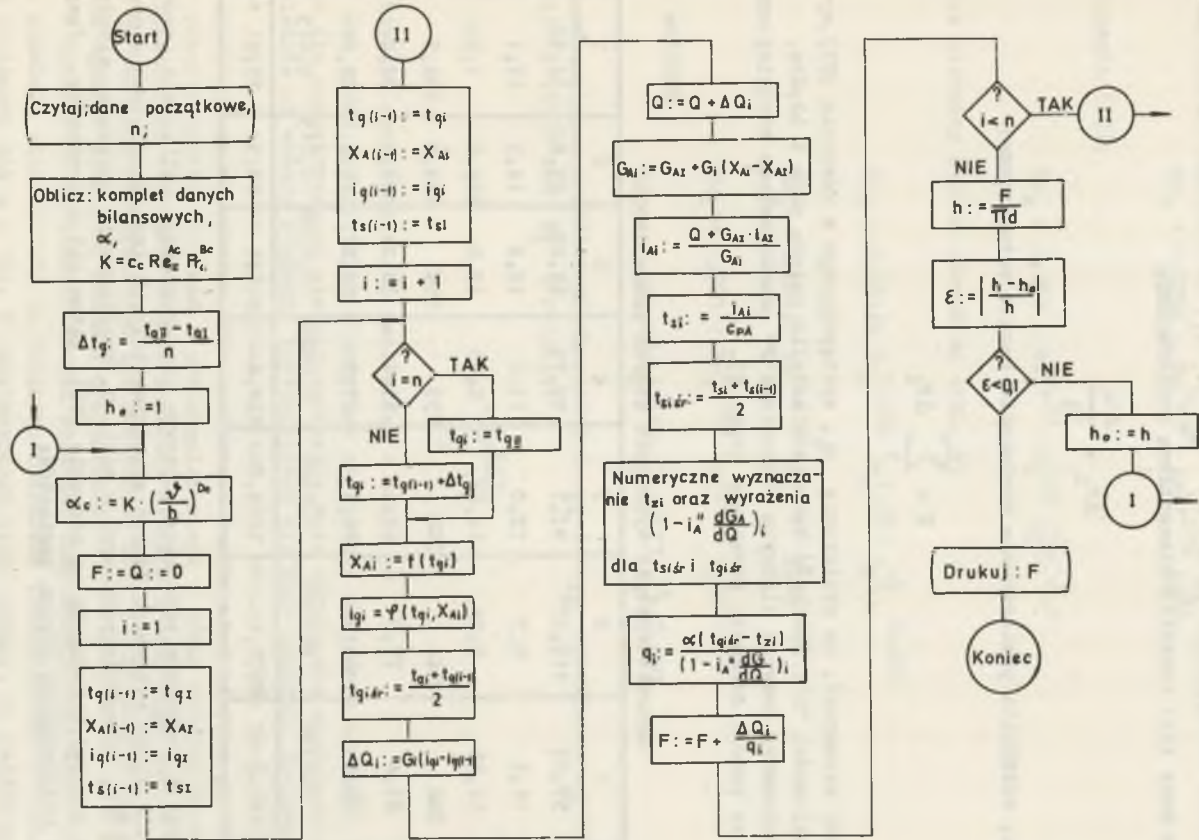
Dla dostatecznie dużego "n" można przyjąć, że w "i-tym" przedziale różnice temperatur  $(t_g - t_s)$  będą praktycznie stałe. W celu zmniejszenia ewentualnego błędu wynikającego z powyższego założenia wspomnianą różnicę temperatur zdefiniowano związkiem

$$\Delta t_i = t_{gi\acute{s}r} - t_{si\acute{s}r}$$

gdzie:

$$t_{gi\acute{s}r} = \frac{t_{gi} + t_{g(i-1)}}{2}$$

$$t_{si\acute{s}r} = \frac{t_{si} + t_{s(i-1)}}{2}$$



Rys. 5. Schemat blokowy obliczenia powierzchni wymiany

Dla tych parametrów, korzystając z równań (46), (91), (92) i (89) można metodami numerycznymi wyznaczyć  $t_{z_1}$  oraz  $q_1$ . Ta ostatnia wartość pozwala na mocy (93) określić elementarną powierzchnię

$$\Delta F_1 = \frac{\Delta Q_1}{q_1}$$

Szukana, całkowita powierzchnia wymiennika będzie zatem równa:

$$F = \sum_1^n \Delta F_1$$

Należy zaznaczyć, że obliczanie  $q_1$ , występującego w równaniu (89), wymaga znajomości "h". Wielkość tę należy ustalić metodą prób i błędów.

Naszkicowany powyżej algorytm obliczania "F" przedstawiono bardziej szczegółowo za pomocą schematu blokowego (rys. 5).

Tablica 9

Charakterystyka wybranych danych pomiarowych

Lp.	1	2	3	4	5	6	7
$G_{wI}$	59,04	115,57	93,7	59,75	65,09	35,60	34,92
$t_{wI}$	11,4	9,7	12,0	13,6	12,2	14,5	17,1
$G_i$	12,85	5,01	12,84	8,73	12,0	225,5	1,54
P	748	744	750	755	750	742,5	738,7
$t_{gI}$	83,4	75,0	64,1	51,1	38,1	25,1	23,0
$t_{gII}$	88,5	86,2	76,1	67,3	53,6	46,8	48,0
d	0,034E	0,0348	0,0348	0,0348	0,0348	0,015	0,015
Q	3992,8	1870,1	1864,0	324,4	516,4	86,5	67,8

Zgodnie z powyższym schematem blokowym przeprowadzono obliczenia porównawcze dla kilku wybranych danych eksperymentalnych (zaczepniętych z pmc [1] i [15]), scharakteryzowanych w tabl. 9. Współczynnik wnikania ciepła w fazie gazowej wyznaczono wg równania (56), natomiast w przypadku fazy ciekłej uwzględniono siedem wariantów:

równanie (76):

$$Nu_z = 0,924 Re_z^{0,33} Pr_o^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (I)$$



równanie (72):

$$Nu_z = 0,0245 \cdot Re_z^{0,787} Pr_c^{0,276} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,0906} \quad (II)$$

równanie (77):

$$Nu_z = 0,282 \cdot Re_z^{0,33} Pr_c^{0,5} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,5} \quad (III)$$

oraz pierwszy zestaw równań wg tabl. 7:

$$Nu_z = 0,00148 Re_z^{0,606} Pr_c^{1,362} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,281} \quad (IV)$$

$$Nu_z = 0,00125 Re_z^{0,606} Pr_c^{1,425} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,279} \quad (V)$$

$$Nu_z = 0,00117 Re_z^{0,597} Pr_c^{1,418} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,265} \quad (VI)$$

$$Nu_z = 0,03536 Re_z^{1,149} Pr_c^{0,00173} \left(\frac{v_z}{h}\right)^{0,693} \quad (VII)$$

Występujące w obliczeniach wartości  $p_A$  i  $i_{Ag}$  wyznaczano wg równań (54) i (55), zaś  $X_A$  z relacji:

$$X_A = \frac{0,622}{\frac{p}{p_A} - 1}$$

Otrzymane wyniki obliczeń zestawiono w tabl. 10

Jak widać, z wyjątkiem pierwszego przypadku, obliczone wartości "h" i "F" dla rozpatrywanych siedmiu wariantów mało różnią się między sobą, niezależnie od wyboru równania kryterialnego dla fazy ciekłej. Przypuszczalnie jedną z przyczyn tej zgodności jest mały udział oporu fazy ciekłej w całkowitym oporze procesu. Dla porównania w cytowanej tabelicy przedstawiono również wyniki obliczeń z pominięciem oporu w fazie ciekłej. Zgodnie z oczekiwaniami otrzymano niższe wartości wynikowe, przy czym błąd w stosunku do wartości rzeczywistych nie przekracza 30%, a więc mieści się w ramach ogólnie przyjętej rezerwy projektowej.

W tabelicy 11 zestawiono wyniki obliczeń charakteryzujące wpływ gęstości podziału (liczby "n") na dokładność wyników (zamieszczone w tabl. 10 dane obliczono dla  $n = 10$ ). Z przytoczonych liczb wynika, że dla stosunkowo małego n, rzędu 5, otrzymuje się już wystarczająco dokładne wyniki. Zaskakujące jest stwierdzenie, że już dla  $n=1$ , a więc bez podziału wymiennika na stopnie, otrzymuje się dostatecznie dokładne wartości, różniące się o mniej niż 10% w stosunku do danych obliczonych dla  $n = 25$ . Fakt ten prze-

Zestawienie porównawczych wyników obliczeniowych  
(układ liczb porządkowych odpowiada tabl.9)

Wariant	$\alpha_c = \infty$		$\alpha_c$	h	F	Uwagi
	h	F				
I II III IV V VI VII	1,084	0,1185	1504,4 5005,8 295,7 481,9 454,5 461,0 963,9	1,340 1,144 3,280 2,259 2,353 2,330 1,546	0,1465 0,1251 0,3586 0,2470 0,2573 0,2547 0,1691	Lp: 1 h <sub>dośw</sub> : 1,37 F <sub>dośw</sub> : 0,1497 $\alpha_g$ : 32,35
I II III IV V VI VII	1,214	0,1327	1672,0 4422,0 486,8 969,9 958,1 952,6 1003,7	1,257 1,230 1,385 1,293 1,294 1,295 1,290	0,1375 0,1344 0,1525 0,1414 0,1415 0,1416 0,1411	Lp: 2 h <sub>dośw</sub> : 1,37 F <sub>dośw</sub> : 0,1497 $\alpha_g$ : 13,03
I II III IV V VI VII	1,023	0,1118	1686,6 4204,0 462,9 846,2 930,5 827,1 936,1	1,124 1,062 1,461 1,240 1,245 1,246 1,217	0,1229 0,1161 0,1597 0,1356 0,1361 0,1362 0,1330	Lp: 3 h <sub>dośw</sub> : 1,37 F <sub>dośw</sub> : 0,1497 $\alpha_g$ : 21,53
I II III IV V VI VII	1,076	0,1176	1423,6 2895,7 401,5 638,9 627,4 627,2 524,7	1,162 1,118 1,403 1,275 1,279 1,279 1,312	0,1271 0,1222 0,1543 0,1394 0,1398 0,1398 0,1445	Lp: 4 h <sub>dośw</sub> : 1,37 F <sub>dośw</sub> : 0,1497 $\alpha_g$ : 13,90
I II III IV V VI VII	1,126	0,1231	1392,4 2676,5 393,1 589,2 682,7 682,2 464,9	1,217 1,173 1,455 1,311 1,313 1,313 1,403	0,1330 0,1283 0,1591 0,1434 0,1436 0,1436 0,1534	Lp: 5 h <sub>dośw</sub> : 1,37 F <sub>dośw</sub> : 0,1497 $\alpha_g$ : 16,24
I II III IV V VI VII	0,815	0,0384	1782,5 3283,9 558,5 309,2 900,7 892,3 860,0	0,860 0,839 0,960 0,904 0,905 0,906 0,909	0,0405 0,0396 0,0453 0,0426 0,0426 0,0427 0,0428	Lp: 6 h <sub>dośw</sub> : 1,00 F <sub>dośw</sub> : 0,0471 $\alpha_g$ : 18,76
I II III IV V VI VII	1,087	0,0512	1575,9 3581,4 460,1 783,4 770,7 768,1 760,8	1,136 1,109 1,255 1,185 1,187 1,187 1,188	0,0535 0,0522 0,0591 0,0559 0,0559 0,0560 0,0560	Lp: 7 h <sub>dośw</sub> : 1,00 F <sub>dośw</sub> : 0,0471 $\alpha_g$ : 13,80

wia na korzyść stosowanego w materiałach źródłowych przybliżonego związku (66).

Wpływ gęstości podziału na dokładność obliczeń (dla przykładu lp : 1)

Tablica 11

n	$\alpha_c = \infty$		$\alpha_c$ wg wariantu I	
	h	F	h	F
1	1,056	0,1155	1,236	0,1351
5	1,081	0,1182	1,331	0,1455
10	1,084	0,1185	1,340	0,1465
25	1,084	0,1186	1,344	0,1469

Na tle przeprowadzonych w poprzednich rozdziałach rozważań nad entalpią standardową nasuwa się możliwość zastosowania niżej podanego sposobu obliczania powierzchni wymiany w razie zaniku oporu w fazie ciekłej ( $\alpha_c = \infty$ ). W tym przypadku  $t_z = t_g$ , a zatem obowiązuje związek:

$$dQ = \alpha \phi^0 (t_g - t_s) dF \quad (95)$$

gdzie  $\phi^0$  jest określone równaniem:

a) zgodnie z równaniem (7)

$$\phi^0 = 1 + i_A^0 \frac{\psi}{\mu}$$

b) zgodnie z równaniem (60):

$$\phi^0 = \frac{1}{1 - i_a'' \frac{dG_A}{dQ}}$$

przy czym  $i_A^0$ , zależnie od poglądów, może być równe  $i_{Ag}$ ,  $i_{Agsr}$  lub  $i_A''$ . Łatwo zauważyć, że kładąc

$$i_{st} = i_A^0 \quad (96)$$

otrzyma się, zgodnie z równaniem (17),

$$\phi^0 = 1 \quad (97)$$

niezależnie od przyjętej koncepcji wyznaczania tej poprawki..

Zatem równanie (95) przybierze postać

$$dQ^* = \alpha (t_g - t_s) dF \quad (98)$$

i odpowiednio

$$dQ^* = d(G_A \cdot i_A^*)$$

gdzie  $Q^*$  oznacza ilość ciepła obliczoną zgodnie z warunkiem (96). Wprowadzając  $i_A^*$  jest zmienna wzdłuż wymiennika, można jednak przyjąć, że przy dostatecznie gęstym podziale wymiennika na stopnie (dostatecznie duże "n") zależność (97) będzie bardzo dobrze spełniona w poszczególnych przedziałach dla

$$i_{st} = i_{Aiśr}^{\circ} \quad (99)$$

gdzie:

$$i_{Aiśr}^{\circ} = \frac{i_{Ai1}^{\circ} + i_{A(i-1)}^{\circ}}{2} \quad (100)$$

Określając podział wymiennika na stopnie wg równania (94) można, jak poprzednio, wykorzystując cząstkowy bilans ciepły i masowy określić wartości  $i_{Ai1}$ ,  $i_{A(i-1)}$ ,  $i_{Ai1}^{\circ}$ ,  $i_{A(i-1)}^{\circ}$ , a następnie  $i_{Aiśr}^{\circ}$  w myśl równania (100). Uwzględniając (99) oraz (17), można określić  $i_{Ai}^*$  oraz  $i_{A(i-1)}^*$ , a stąd ilość wymienionego ciepła w rozpatrywanym przedziale w myśl równania:

$$\Delta Q_i^* = G_{Ai} i_{Ai}^* - G_{A(i-1)} \cdot i_{A(i-1)}^*$$

Zgodnie z (98) można napisać:

$$\Delta F_i = \frac{\Delta Q_i^*}{\alpha (t_g - t_s)_i}$$

a zatem:

$$F = \frac{1}{\alpha} \sum \frac{\Delta Q_i^*}{(t_g - t_s)_i}$$

Istotną zaletą proponowanej metody jest możliwość wyeliminowania z rachunku poprawki  $\phi^{\circ}$ , obliczanie której nie jest jednoznacznie, definitywnie określone. Pozostają wątpliwości co do doboru  $i_A^{\circ}$ . Jednak różnice pomiędzy  $i_A''$ ,  $i_{Ag}$  oraz  $i_{Agśr}$  są z reguły bardzo małe, tak że wynikające stąd błędy obliczeniowe, szczególnie w przypadku dużych wartości ciepła parowania, będą mało istotne.

## 6. OMOWIENIE WYNIKÓW I WNIOSKI

Na tle teorii T. Hoblera dotyczącej równoczesnej wymiany ciepła i masy w fazie gazowej zaproponowano model, uwzględniający dodatkowo opór cieplny w fazie ciekłej w przypadku bezpośredniego kontaktu fazy ciekłej i gazowej (wymienniki bezprzeponowe). Wspomniany model opisano równaniem (19), w którym zastępczy współczynnik przenikania ciepła określano zależnością (37). Występujące w tym związku zastępcze współczynniki wnikania ciepła zdefiniowane są równaniami (8) i (35). Warto zwrócić uwagę, że poprawki  $\phi$  i  $\phi_c$  posiadają jednakową strukturę - równania (32) i (33) - przy czym istnieje między nimi prosta zależność dana równaniem (36), umożliwiającą szybko wyznaczanie  $\phi_c$  dla znanej wartości  $\phi$ . Poprawkę  $\phi$  można obliczyć wg roboczej formuły (13) opracowanej przez T. Hoblera. Równanie (36) ma charakter ogólny, a więc jest aktualne również dla mieszanin nienasyconych. W tym przypadku  $\phi$  można wyznaczyć z równania (62) względnie (63). Stwierdzono, że poprawki  $\phi$  i  $\phi_c$  uwzględniają nie tylko ciepło wymienione za pośrednictwem wnikania masy, lecz równocześnie eliminują wpływ dowolnego doboru entalpii standardowej na wynik obliczeń.

Dla procesu wykręplania pary z nasyconej mieszaniny gazowej zaproponowano zmodyfikowaną metodę wyznaczania  $\phi$  oznaczając tę nową poprawkę symbolem  $\phi_M$ . Istota tej koncepcji polega na wprowadzeniu do rozważań zależności (41) oraz wyrażeniu pochodnej  $dG_A/dQ$  zależnością (46). Dzięki temu można było zrezygnować z niezbędnego w teorii T. Hoblera założenia o niezależności zachodzących równocześnie procesów wymiany ciepła i masy, a tym samym uściślić omawianą teorię. Prócz tego, mając na uwadze względy rachunkowe, można było zrezygnować z analogii ruchu ciepła i masy oraz z parametrów charakteryzujących wnikanie masy zastępując je bardziej dokładnymi i łatwiej dostępnymi wielkościami termodynamicznymi.

Z szeregu prac badawczych zinterpretowanych w myśl teorii T. Hoblera wynika, że do obliczenia współczynnika wnikania ciepła w fazie gazowej ( $\alpha$ ) można skorzystać ze znanego powszechnie równania Dittusa-Boeltera (56). Korzystanie w obliczeniach z poprawki  $\phi_M$ , określonej zależnością (61), wymagałoby z teoretycznego punktu widzenia posługiwania się skorygowanym współczynnikiem wnikania ciepła  $\alpha$ , uwzględniającym dodatkowo wpływ dyfundującej masy na wnikanie ciepła.

W praktyce jednak w zakresie temperatur objętych badaniami można nadal posługiwać się zależnością (56), a to z tego względu, że różnice pomiędzy  $\phi$  i  $\phi_M$  są w stosunkowo szerokim przedziale nieduże, mieszczące się w granicach błędów pomiarów. Prócz tego tak obliczone wartości  $\alpha$  są mniej-

sze od skorygowanych, a tym samym bezpieczne z punktu widzenia projektowego.

Odrębnej wzmianki wymaga współczynnik wnikania ciepła w fazie ciekłej. Spotykane w piśmiennictwie technicznym odpowiadające temu współczynnikowi równania korelacyjne są silnie zróżnicowane i w zasadzie wszystkie należy traktować jako jednakowo wiarygodne. Z tego względu postanowiono ponownie opracować wspomniane równanie korelacyjne, wykorzystując łącznie dane eksperymentalne zamieszczone w uwzględnionych w niniejszej pracy materiałach źródłowych. Pomimo rozważenia znacznej ilości wariantów opisanych w rozdz. 4.3., dających w wyniku 64 równania korelacyjne (tabl. 7 i 8), nie udało się ustalić możliwie pewnego związku. Stwierdzono jedynie, że w przypadku posługiwania się poprawką  $\phi$  należy stosować zalecany przez T. Hoblera współczynnik korekcyjny  $\xi = 1,18$  i że nie można wykluczyć wpływu prędkości fazy gazowej na współczynnik wnikania  $\alpha_c$ . Niewątpliwie jedną z przyczyn negatywnych wyników jest fakt, że w rozpatrywanych pracach badawczych udział oporu cieplnego w fazie ciekłej wynosił przeciętnie 10% (spordycznie osiągał wielkość 30%), a więc był tego samego rzędu, co błąd pomiaru; stąd duży rozrzut wartości obliczonych  $\alpha_c$ . Z całokształtu przeprowadzonej analizy wynika, że wnikanie ciepła w fazie ciekłej wymaga odrębnej był jak największy przy równoczesnym możliwie bliskim spełnieniu warunku  $\phi_c = 1$ .

Na podstawie omówionej zmodyfikowanej metody opracowano algorytm obliczania powierzchni wymiany, przedstawiony w postaci schematu blokowego na rys. 5. Zgodnie z wymienionym algorytmem przeprowadzono obliczenia porównawcze dla kilku przypadkowo wybranych danych eksperymentalnych, uwzględniając siedem różnych postaci równań korelacyjnych służących do wyznaczenia  $\alpha_c$ . Stwierdzono, że mimo odrębnych postaci szczegółowych tych równań poszczególne obliczone wartości powierzchni były stosunkowo bliskie sobie. Spowodowane to było najprawdopodobniej wspomnianym już uprzednio faktem niewielkiego udziału oporu fazy ciekłej w całkowitym procesie wymiany. Interesujące było również stwierdzenie, że ilość stopni podziału obliczane go wymiennika ma stosunkowo niewielki wpływ na dokładność wyników i przyjęcie  $n = 10$  można ocenić jako całkowicie wystarczające. Oba przedstawione tutaj spostrzeżenia przemawiają na korzyść wprowadzenia opracowanego algorytmu do obliczeń projektowych.

W szczególnym przypadku zaniku oporu w fazie ciekłej zaproponowano inny algorytm obliczania powierzchni wymiany polegający na tym, że przy odpowiednim doborze entalpii standardowej można wyeliminować z obliczeń stosowanie poprawki  $\phi^o$ , niezależnie od tego, w jaki sposób ta poprawka została określona. Metoda ta wydaje się interesująca przede wszystkim z tego powodu, że dla potrzeb praktyki projektowej daje wyniki wystarczająco dokładne, niezależnie od teoretycznych poglądów na zagadnienie równoczesnej wymiany ciepła i masy. Wprowadzenie sposobu ten nie zwalnia użytkownika od wy-

boru entalpii standardowej, jednak wybór ten jest ograniczony do entalpii z przedziału  $\langle i_A^{\#}, i_{Ag} \rangle$ . Praktycznie przedział ten jest bardzo wąski, a zatem błąd wynikający z niewłaściwego obrania  $i_{st}$  można pominąć.

## OZNACZENIA

c	- ciepło właściwe	kcal/kg.deg
d	- średnica wewnętrzna rury	m
F	- powierzchnia wymiany	m <sup>2</sup>
G	- masowe natężenie przepływu	kg/h
h	- wysokość rury	m
i	- entalpia jednostkowa	kcal/kg
k	- współczynnik przenikania ciepła	kcal/m <sup>2</sup> .h.deg
N <sub>A</sub>	- strumień masowy	kg/m <sup>2</sup> .h
p	- ciśnienie cząstkowe	kG/m <sup>2</sup>
P	- ciśnienie całkowite	kG/m <sup>2</sup>
q	- strumień cieplny	kcal/m <sup>2</sup> .h
Q	- ciepło wymienione	kcal/h
r	- ciepło parowania	kcal/kg
R <sub>A</sub>	- indywidualna stała gazowa	kGm/kg °C
t, T	- temperatura	°C, °K
X	- stosunek masowy	kg/kg <sub>1</sub>
α	- współczynnik wnikania ciepła	kcal/m <sup>2</sup> .h.deg
β <sub>A</sub>	- współczynnik wnikania masy	kg/m <sup>2</sup> .h
δ <sub>A</sub>	- dynamiczny współczynnik dyfuzji	kg/mh
Γ	- jednostkowe natężenie zraszania	kg/mh
ν	- dynamiczny współczynnik lepkości	kg/mh
$v_z = \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}$	- zastępczy wymiar poprzeczny	m
λ	- współczynnik przewodzenia ciepła	kcal/m h.deg
ρ	- gęstość	kg/m <sup>3</sup>
φ	- wilgotność względna	

## MODUŁY PODOBIENSTWA

$$Re = \frac{gd}{\nu} \quad - \text{liczba Reynoldsa dla fazy gazowej}$$

$$Re_z = \frac{4G}{\nu} \quad - \text{liczba Reynoldsa dla fazy ciekłej}$$

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad - \text{liczba Nusselta dla fazy gazowej}$$

$$Nu_z = \frac{\alpha_c v_z^2}{\lambda_c} \quad - \text{zastępcza liczba Nusselta dla fazy ciekłej}$$



$Pr = \frac{c \cdot D}{\lambda}$  - liczba Prandtla dla fazy gazowej

$Pr_c = \frac{c_c \cdot D_c}{\lambda_c}$  - liczba Prandtla dla fazy ciekłej

#### INDEKSY

- I - dotyczy przekroju dolnego wymiennika
- II - dotyczy przekroju górnego wymiennika
- A - dotyczy składnika A
- c - dotyczy fazy ciekłej
- g - dotyczy fazy gazowej
- i - dotyczy inerty
- m - dotyczy wartości średniej
- E - dotyczy rdzenia cieczy
- z - dotyczy powierzchni międzyfazowej

## LITERATURA

- [1] Hobler T.: Ruch ciepła i wymienniki. Wyd.I, PWi, Warszawa 1953 r.
- [2] Strumiżko Cz.: Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Chemia Spożywcza, z.11, nr 84, 1966 r.
- [3] Hobler T.: Ruch ciepła i wymienniki. Wyd. III, WNT - Warszawa, 1968 r.
- [4] Krupiczka R.: Chemia Stosowana, V, 3B, 323 (1968).
- [5] Krupiczka R.: Chemia Stosowana, VI, 3B, 305 (1969).
- [6] Krupiczka R.: Chemia Stosowana, VI, 4B, 389 (1969).
- [7] Krupiczka R.: Chemia stosowana, VI. 4B, 411 (1969).
- [8] Hobler T., Machej K.: Chemia Stosowana, 1, 3 (1962).
- [9] Hobler T., Grudziński L., Machej K.: Chemia Stosowana IV, 4B, 357 (1967).
- [10] Hobler T., Machej K.: Chem.Techn., 8, 464 (1968).
- [11] Machej K., Sobolewski L.: Chemia Stosowana, 4B, 443 (1964).
- [12] Machej K., Bylica I.: Inżynieria Chemiczna, II, 2, 239 (1972).
- [13] Machej K.: Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Chemia 63,71 1973)
- [14] Machej K., Bylica I.: Inżynieria i Aparatura Chemiczna. Cz.1, Prace Naukowe Instytutu Inżynierii Chemicznej i Urzędzeń Ciepłych Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 24, 199 (1974).
- [15] Bylica I.: Praca doktorska, Instytut Inżynierii Chemicznej i Budowy Aparatury Politechniki Śląskiej, Gliwice, 1975 r.
- [16] Machej K., Sokół W.: Inż. i Ap.Chem. XIII, 1, 9 (1974).
- [17] Machej K.: Chemia Stosowana, 3, 333 (1963).
- [18] Rohsenow W.H.: Developments in Heat Transfer, London, Edward Arnold (Publishers) Ltd, 1964 r.
- [19] Krischer O., Kröll K.: Trocknungstechnik, t.I, Springer-Verlag, Berlin, 1956 r.
- [20] Amielin A.G.: Powstawanie mgły przez kondensację pary, WNT, Warszawa, 1968 r.
- [21] Carslaw H.S., Jaeger J.C.: Conduction of Heat in Solids, wyd.II, Clarendon Press, Oxford, 1959 r.
- [22] Hobler T., Froński A.: Chemia Stosowana, V, 2B, 137 (1968),
- [23] Hobler T., Kędzierski St.: Chemia Stosowana, V, 1B, 3 (1968).
- [24] Hobler T.: Dyfuzyjny ruch masy i absorberzy, WNT, Warszawa, 1962 r.
- [25] Machej K., Sokół W.: Inż. i Ap.Chem., XIV, 2, 19 (1975).
- [26] Machej K., Sokół W.: Inżynieria Chemiczna (w druku).
- [27] Machej K., Sokół W.: Inżynieria Chemiczna (w druku).

- [23] Sokół W.: Praca doktorska, Instytut Inżynierii Chemicznej i Budowy Aparatury Polit. Śląskiej, Gliwice, 1975 r.
- [29] Żaworonkow N.M.: Gidrawliczeskije osnovy skrubbiernowo processa i ciepłopieriedacza w skrubbierach, Sowietskaja Nauka, Moskwa, 1944 r.
- [30] Machej K.: Wybrane metody matematyczne opracowywania wyników doświadczeń w inżynierii chemicznej, PAN, Gliwice, 1965.r.

## Streszczenie

Na tle teorii T. Hoblera dotyczącej procesu równoczesnej wymiany ciepła i masy zaproponowano sposób obliczania tego procesu prowadzonego w wymienniku bezprzeponowym, z uwzględnieniem oporu cieplnego w fazie ciekłej. W szczególnym przypadku, a mianowicie dla wykraplania pary z nasyconej mieszaniny gazowej, wprowadzono do wspomnianej teorii pewną modyfikację pozwalającą na zrezygnowanie z założenia o niezależności ruchu ciepła i masy, a w obliczeniach praktycznych na zastąpienie parametrów opisujących ruch masy wielkościami termodynamicznymi bez konieczności odwoływania się do analogii ruchu ciepła i masy. Mając na uwadze ewentualne praktyczne wykorzystanie wyprowadzonych zależności poddano analizie informacje dotyczące współczynników wnikania ciepła w fazie gazowej i ciekłej, wykorzystując opublikowane w piśmiennictwie dane eksperymentalne (w tym również wyniki badań własnych). Opracowano również algorytm na maszynę cyfrową pozwalający na obliczanie powierzchni wymiany. Dla przypadku zaniku oporu cieplnego w cieczy przedstawiono odmienny algorytm, umożliwiający wyeliminowanie z praktycznych obliczeń kontrowersyjnej poprawki, stosowanej do wyznaczenia zastępczego współczynnika wnikania ciepła.

ОДНОВРЕМЕННЫЙ ТЕПЛО- И МАССООБМЕН СЖИЖЕНИЕМ  
В ТЕПЛОБЕЖЕННИКАХ СМЕЩЕНИЯ

Резюме:

На основе теории Т. Гоблера, касающейся процесса одновременного тепло- и массообмена, был предложен способ расчёта этого процесса, проведённого в теплообменнике смещения, с учётом термического сопротивления в жидкой фазе. В некоторых случаях, а именно для сжижения пара из насыщенной газовой смеси была введена в упомянутую теорию своего рода модификация, позволяющая отказаться от исходных данных о независимости тепло- и массопередачи, а в практических расчётах на замещение параметров, описывающих массопередачу, термодинамическими величинами без необходимости ссылаться на аналогию тепло- и массопередачи. Имея в виду возможное практическое использование выведенных зависимостей, подвергаются анализу информации, касающиеся коэффициентов теплоотдачи в газовой и жидкой фазе, используя экспериментальные данные, опубликованные в литературе в том числе результаты собственных исследований. Разработан также алгоритм на ЭВМ предоставляющий возможность расчёта поверхности тепло- и массообмена. Для случая исчезновения термического сопротивления в жидкости представлен другой алгоритм, позволяющий на исключение из практических расчётов спорной поправки, применяемой для определения эквивалентного коэффициента теплоотдачи.

SIMULTANEOUS HEAT AND MASS TRANSFER (OUTDROPPING)  
IN DIRECT CONTACT HEAR EXCHANGERS

S u m m a r y

Basing on the T. Hobler's theory concerning the process of simultaneous heat and mass transfer, the author has proposed in the paper a new way of calculating this process, conducted in a direct contact heat exchanger, taking into account thermal resistance in the liquid stage.

In a particular case viz. for the outdropping of steam from the saturated gaseous micture, there was introduced to this theory a certain modification which makes it possible to resign of assumption concerning the independence of heat and mass transfer. It allowed too in practical calculations to replace parameters describing masstransfer by means of thermodynamic quantities, without referring to the analogy of heat and mass transfer.

Taking into consideration probable practical utilization of the introduced dependencies, an analysis of information concerning coefficients of heat transfer in the gaseous and liquid stage has been carried out, in which experimental data (among them results of the author's investigations) available in the literature of the subject were utilized.

An algorithm for the computer which enables the calculation of the heat and mass transfer surface, has been also elaborated. A different algorithm in case of heat resistance decay in a liquid has been presented too. In enables eliminating a controvesial correction in practical calculations used to determine a replacing coefficient of heat transfer.

P 3345/76/78

**WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻ-  
NA NABYĆ W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:**

- Gliwice** — Księgarnia Techniczna, ul. M. Strzody 14b;  
**Gliwice** — Punkt sprzedaży Studenckiej Spółdzielni Pracy, ul. Wrocławska 4/6;  
**Katowice** — Księgarnia nr 004, ul. Warszawska 11;  
**Katowice** — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33;  
**Bytom** — Księgarnia nr 048, pl. Kościuszki 4;  
**Chorzów** — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22;  
**Dąbrowa Górnicza** — Księgarnia nr 081, ul. ZBoWiD-u 2;  
**Rybnik** — Księgarnia nr 126, Rynek 1;  
**Sosnowiec** — Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7;  
**Zabrze** — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288;  
**Zawiercie** — Księgarnia nr 250, ul. 3 Maja 11;  
**Warszawa** — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw PAN, Pałac Kultury i Nauki.

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Księgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.