

Jan STASIEK

Katedra Techniki Ciepłej
Politechniki Gdańskiej

WYMIANA CIEPŁA PRZEZ PROMIENIOWANIE W OŚRODKU OPTYCZNIE CZYNNYM

Streszczenie. W artykule przedstawiono równania wymiany ciepła przez promieniowanie w układzie otwartym wypełnionym izotermicznym ośrodkiem optycznie czynnym. Wyprowadzono wzory ogólne w oparciu o uogólniony współczynnik konfiguracji. Uogólniono znaną metodę netto Poljaka, Hottela i Gebharta dla układów zamkniętych z powierzchniami dyfuzyjno-szarymi, lustrzanymi lub częściowo przezroczystymi na dowolny układ otwarty wypełniony izotermicznym ośrodkiem optycznie czynnym.

1. Wstęp

Rozpatrywany będzie układ otwarty złożony z N izotermicznych powierzchni szarych o refleksyjności dyfuzyjnej oraz α, β, \dots, z powierzchni abstrakcyjnych, wypełniony izotermicznym ośrodkiem optycznie czynnym. Ze względu na prostotę obliczeń inżynierskich, przyjmuje się ośrodek optycznie czynny jako szary lub o określonej emisji monochromatycznej. Wykorzystując podane w poprzednich artykułach bilanse jasności oraz zasady metody netto Poljaka, Hottela i Gebharta [6] dokonuje się w tym przypadku, uogólnienia tych metod, przez wprowadzenie uogólnionych współczynników konfiguracji. Uogólnione współczynniki konfiguracji zawierają informację nie tylko o wzajemnej konfiguracji powierzchni promieniujących, ale także informację o własnościach optycznych ośrodka. Istotna dla całej metody koncepcja tworzenia uogólnionych współczynników konfiguracji została przedstawiona w pracy [2] i [3]. W niniejszym artykule przedstawione zostaną zasady metody opartej na teorii uogólnionych współczynników konfiguracji.

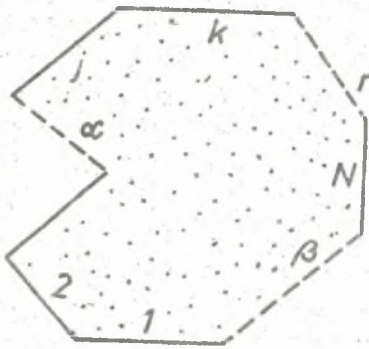
2. Bilans jasności z uwzględnieniem uogólnionych współczynników konfiguracji

Zgodnie z zasadami bilansowania dla powierzchni A_p (rys. 1) równanie bilansu energii ma postać:

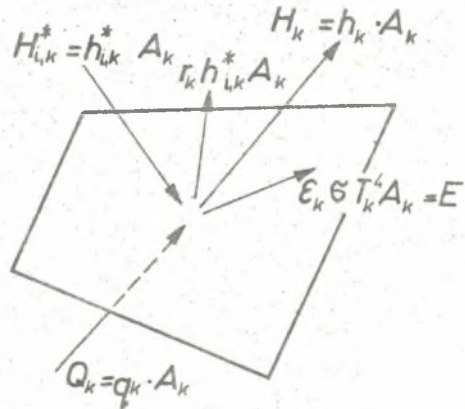
$$Q_k = q_k \quad A_k = A_k (h_k - h_{1,k}^{\pi}) \quad (1)$$

gdzie:

- h_k - gęstość jasności,
 $h_{1,k}^{\pi}$ - gęstość strumienia padającego w ośrodku optycznym czynnym.



Rys. 1. Układ otwarty składający się z N powierzchni rzeczywistych i $\alpha, \beta \dots r$ powierzchni abstrakcyjnych.



Rys. 2. k -ta powierzchnia układu otwartego z naniesionymi strumieniami ciepła

Drugie równanie bilansu energii umożliwiające korzystanie z równania (1) otrzymuje się z definicji jasności powierzchni A_k [1]:

$$H_k = h_k \quad A_k = A_k (e_k + r_k h_{1,k}^{\pi}) \quad (2)$$

Gęstość jasności h_k promieniowania powierzchni A_k składa się z trzech pozycji [1][2]:

1. emisji własnej

$$e_k = \epsilon_k \sigma T_k^4 \quad (3)$$

2. gęstości strumienia energii odbitej pochodzącej od przepuszczonego strumienia energii opromieniowania powierzchni własnej i powierzchni obcych

$$h_{1,k} = \sum_{j=1}^N \varphi_{k-j} \tau_{k-j} h_j \quad (4)$$

3. gęstości strumienia energii odbitej docierającej ze wszystkich kierunków do rozpatrywanej powierzchni, a pochodzącej od emisji masy gazu [1][2]:

$$e_{g,k} = e_{g,c} \sum_{j=1}^n \varepsilon_{g,k-j} \varphi_{k-j} \quad (5)$$

Po wstawieniu zależności (3)(4) i (5) do (2) otrzymuje się:

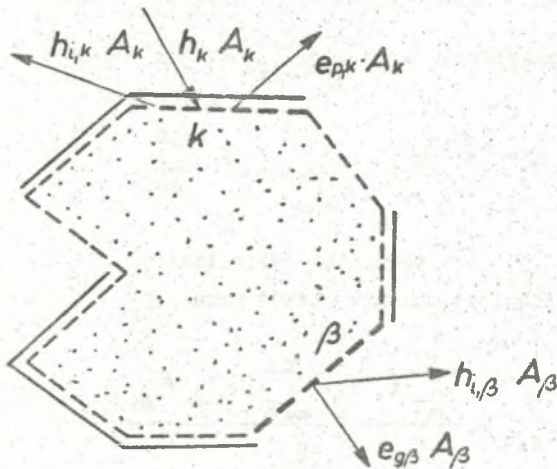
$$h_k = \varepsilon_k \cdot \sigma T_k^4 + \tau_k \left[\sum_{j=1}^n \varphi_{k-j} \tau_{k-j} h_j + e_{g,c} \sum_{j=1}^n \varepsilon_{g,k-j} \varphi_{k-j} \right] \quad (6)$$

oraz

$$h_{i,k}^{\pm} = h_{i,k} + e_{g,k} = \sum_{j=1}^n \varphi_{k-j} \tau_{k-j} h_j + e_{g,c} \sum_{j=1}^n \varepsilon_{g,k-j} \varphi_{k-j} \quad (7)$$

Wyprowadzona wielkość h_k (równanie 6) jest gęstością jasności k -tej powierzchni układu otwartego wypełnionego ośrodkiem optycznie czynnym (gazem).

W celu obliczenia gęstości jasności i padającego strumienia energii promieniowania powierzchni A_k należy wyznaczyć gęstość emisji gazu $e_{g,c}$. Gęstość emisji gazu $e_{g,c}$ wyznacza się w oparciu o bilans energii masy gazu [1].



Rys. 3. Schemat bryły gazowej

Na rys. 3 przedstawiono schematycznie masę gazu otoczoną osłoną bilansową z naniesionymi pozycjami strumieni energii dochodzących i odchodzących od gazu na przykładzie powierzchni rzeczywistej A_k i abstrakcyjnej A_r .

Zgodnie z zasadami bilansowania można napisać:

$$\sum_{k=1}^N A_k h_k = \sum_{k=1}^N A_k h_{1,k} + \sum_{r=\alpha}^{\beta, \gamma, \dots} A_r h_{1,r} + \sum_{k=1}^n A_k e_{g,k} \quad (8)$$

Uwzględniając teraz w równaniu (8) zależność (4) jak również strumień energii wychodzącej przez powierzchnię abstrakcyjną A_r [3]:

$$\begin{aligned} A_r h_{1,r} = & A_1 \tau_{1-r} \varphi_{1-r} h_1 + A_2 \tau_{2-r} \varphi_{2-r} h_2 + A_3 \tau_{3-r} \varphi_{3-r} h_3 + \dots \\ & + \dots + A_k \tau_{k-r} \varphi_{k-r} h_k + A_N \tau_{N-r} \varphi_{N-r} h_N \end{aligned} \quad (9)$$

otrzymuje się:

$$\sum_{k=1}^N A_k h_k = \sum_{k=1}^N A_k e_{g,k} + \sum_{j=1}^N A_j h_j \sum_{z=1}^n \varphi_{j-z} \tau_{j-z} \quad (10)$$

Uwzględniając w (10) związek (11) :

$$\tau_{j-z} + \alpha_{g,j-z} = 1 \quad \alpha_{g,j-z} = \varepsilon_{g,j-z} \quad (11)$$

oraz prawo zamkniętości, tj. $\sum_{z=1}^n \varphi_{j-z} = 1$ z równania (10) mamy:

$$\sum_{j=1}^N A_j h_j \sum_{z=1}^n \varphi_{j-z} \varepsilon_{g,j-z} = \sum_{k=1}^N A_k e_{g,k} \quad (12)$$

Podstawiając za $e_{g,k}$ w równaniu (12) zależność (5) otrzymuje się wzór na wielkość gęstości strumienia emisji gazu $e_{g,c}$ [4] [2]:

$$e_{g,c} = \frac{\sum_{j=1}^N A_j h_j \sum_{z=1}^n \varphi_{j-z} \varepsilon_{g,j-z}}{M_n} \quad (13)$$

gdzie:

$$M_n = \sum_{k=1}^N A_k \sum_{j=1}^n \varepsilon_{g,k-j} \varphi_{k-j} \quad (14)$$

Podstawiając odpowiednio (13) do (6) otrzymamy:

$$h_k = \varepsilon_k G T_k^4 + r_k \left[\sum_{j=1}^N \varphi_{k-j} \tau_{k-j} h_j + \frac{\sum_{j=1}^N A_j h_j \sum_{z=1}^N \varphi_{j-z} \varepsilon_{g,j-z}}{M_n} \sum_{j=1}^n \varphi_{k-j} \varepsilon_{g,k-j} \right] \quad (15)$$

Układ równań (1), (2) oraz (15) można sprowadzić do dwóch równań

$$q_k = h_k - \left[\sum_{j=1}^N \varphi_{k-j} \tau_{k-j} h_j + \frac{\sum_{j=1}^N A_j h_j \sum_{z=1}^N \varphi_{j-z} \varepsilon_{g,j-z}}{M_n} \sum_{j=1}^n \varphi_{k-j} \varepsilon_{g,k-j} \right] \quad (16)$$

$$q_k = \frac{\varepsilon_k}{1 - \varepsilon_k} (G T_k^4 - h_k) \quad (17)$$

a następnie do jednego równania [3]:

$$q_k = \frac{q_k}{A_k} = \sum_{j=1}^N (\delta_{k-j} - \bar{\varphi}_{k-j}) h_j \quad (18)$$

gdzie:

$$k = 1, 2, 3, 4 \dots N$$

δ_{k-j} - symbol kroneckera

$$\delta_{k-j} = \begin{cases} 1 & \text{jeżeli } k = j \\ 0 & \text{jeżeli } k \neq j \end{cases}$$

Współczynnik $\bar{\varphi}_{k-j}$ spełnia tzw. uogólnione prawo zamkniętości i uogólnioną zasadę wzajemnej konfiguracji [1][2]:

$$\sum_{j=1}^N \bar{\varphi}_{k-j} = 1 \quad A_k \bar{\varphi}_{k-j} = A_j \bar{\varphi}_{j-k} \quad (19)$$

oraz ma następującą, ogólną postać dla układu otwartego wypełnionego emitującym (izotermicznym) gazem:

$$\bar{\varphi}_{k-j} = \bar{\varphi}_{1-j} \tau_{k-j} + \frac{A_j \sum_{z=1}^N \varphi_{j-z} \varepsilon_{g,j-z}}{M_n} \sum_{j=1}^n \varphi_{k-j} \varepsilon_{g,k-j} \quad (20)$$

Nietrudno zauważyć, że wyrażenie $\bar{\varphi}_{k-j}$ (uogólniony współczynnik konfiguracji) w przypadku przestrzeni przezroczystej staje się klasycznym

współesymikien konfiguracji φ .

3. Związek pomiędzy temperatura powierzchni i gęstością strumienia ciepła doprowadzonego

Równanie (18) podaje związek pomiędzy gęstością strumienia ciepła q i gęstością jasności h . Często w rzeczywistych układach technicznych poszukiwane są zależności pomiędzy gęstością strumienia ciepła q i temperaturą powierzchni T . Zależność tę otrzymuje się z równania (16) i (17) eliminując z nich gęstość jasności h [3]:

$$\sum_{j=1}^N \left(\frac{\delta_{k-j}}{\varepsilon_j} - \bar{\varphi}_{k-j} \frac{1-\varepsilon_j}{\varepsilon_j} \right) q_j = \sum_{j=1}^N (\delta_{k-j} - \bar{\varphi}_{k-j}) \sigma T_j^4 \quad (21)$$

Zależność (21) pozwala na ułożenie N równań z N niewiadomymi q lub T . Równanie (21) w przypadku, gdy niewiadomymi są temperatury powierzchni rozwiązuje się metodą kolejnych przybliżeń [6].

4. Rozwiązywanie zagadnień z wykorzystaniem gęstości jasności powierzchni

W tym wariancie rozwiązywania zagadnień radiacyjnej wymiany ciepła przez promieniowanie określa się wielkość gęstości jasności h w oparciu o znane wielkości Q i T . Równanie (17) pozwala na obliczenie h , jeżeli jednocześnie znana jest wielkość strumienia ciepła Q i temperatura powierzchni T . Przy zadanej temperaturze powierzchni T oraz wyłączeniu Q z równania (17) i (18) otrzymuje się układ równań zawierających tylko h i T .

Dla dowolnej powierzchni k jedno z tych równań przyjmuje postać [3]:

$$\sum_{j=1}^N [\delta_{k-j} - (1 - \varepsilon_k) \bar{\varphi}_{k-j}] h_j = \varepsilon_k \sigma T_k^4 \quad (22)$$

Przy zadanych temperaturach powierzchni T gęstość jasności oblicza się z układu równań typu (22). Po wyznaczeniu gęstości jasności z równania (22) można korzystając z równania (17) wyznaczyć strumień ciepła Q_k . Jeżeli natomiast część powierzchni będzie miała zadane wielkości Q , to wówczas do obliczenia gęstości jasności należy wykorzystać równanie (18).

W ogólniejszym przypadku, kiedy układ otwarty ma powierzchnie rzeczywiste $1, 2, 3 \dots n$ z zadаныmi temperaturami i powierzchnie rzeczywiste $n+1, n+2, n+3, \dots N$ z zadаныmi strumieniami ciepła Q z równania (22) i (18) otrzymuje się układ równań względem h , które mają następującą

postać:

$$\sum_{j=1}^N [\delta_{k-j} - (1 - \varepsilon_k) \bar{\varphi}_{k-j}] h_j = \varepsilon_k \sigma T_k^4 \quad 1 \leq k \leq m \quad (23)$$

$$\sum_{j=1}^N (\delta_{k-j} - \bar{\varphi}_{k-j}) h_j = q_k \quad m+1 \leq k \leq N \quad (24)$$

Przedstawione zależności (23) i (24) pozwalają obliczać większość przypadków występujących w technice.

4. Macierz współczynników - odwracanie macierzy

Układ równań (23) i (24) można przy wykorzystaniu rachunku macierzowego zapisać w bardziej zwartej formie. Zaznaczając więc wielkości znane: po prawej stronie równania przez C_k a wielkości w nawiasach po lewej stronie równania przez a_{kj} , system k równań zapisujemy w następującej formie [3][4][6]:

$$\sum_{j=1}^N a_{kj} h_j = C_k \quad (25)$$

gdzie:

$$a_{kj} = \begin{cases} \delta_{k-j} - (1 - \varepsilon_k) \bar{\varphi}_{k-j} \\ \delta_{k-j} - \bar{\varphi}_{k-j} \end{cases} \quad C_k = \begin{cases} \varepsilon_k \sigma T_k^4 & 1 \leq k \leq m \\ q_k = \frac{Q_k}{A} & m+1 \leq k \leq N \end{cases} \quad (26)$$

Równanie (25) zapisane przy użyciu rachunku macierzowego przyjmuje postać:

$$A \cdot B = C \quad (27)$$

gdzie:

$$A \equiv [a_{kj}] \equiv \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1j} & \dots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2j} & \dots & a_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{k1} & a_{k2} & \dots & a_{kj} & \dots & a_{kN} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{Nj} & \dots & a_{NN} \end{pmatrix} \quad (28)$$

$$B \equiv [h_j] \equiv \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ \dots \\ h_j \\ \dots \\ h_N \end{pmatrix} \quad G \equiv [c_k] \equiv \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \dots \\ c_k \\ \dots \\ c_N \end{pmatrix} \quad (29) \quad (30)$$

a elementy macierzy $G \equiv [c_k]$ określone są równością:

$$c_k = a_{k1} h_1 + a_{k2} h_2 + \dots + a_{kj} h_j + \dots + a_{kN} h_N \quad (31)$$

Wykorzystując następnie działania na rachunku macierzowym równanie (27) przekształca się (w oparciu o macierz odwrotną współczynników [3],[6]) w następujące równanie macierzowe:

$$B = A^{-1} \cdot C \quad (32)$$

gdzie:

jest macierzą odwracalną ($\det \neq 0$),

$$A^{-1} \equiv [A_{kj}] = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \dots & A_{1j} & \dots & A_{1N} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2j} & \dots & A_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{k1} & A_{k2} & \dots & A_{kj} & \dots & A_{kN} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{N1} & A_{N2} & \dots & A_{Nj} & \dots & A_{NN} \end{pmatrix} \quad (33)$$

jest macierzą odwrotną współczynników a_{kj} .

Równanie (33) umożliwia obliczanie gęstości jasności h . Zapisane w formie równania (25) przyjmuje następującą postać:

$$h_k = \sum_{j=1}^N A_{kj} c_j \quad (34)$$

lub

$$h_k = A_{k1} c_1 + A_{k2} c_2 + \dots + A_{kj} c_j + \dots + A_{kN} c_N \quad (35)$$

Zależność (35) pozwala na obliczanie $h_{k,k}$ za pomocą sumy $\sum \epsilon \sigma T_k^4$ i $\frac{Q}{A}$ (oznaczonych ogólnie symbolem C), odpowiednio pomnożonych przez współczynnik k macierzy odwrotnej $A_{k,1}$. Metodę odwracania macierzy można stosować również do równania (21), za pomocą którego oblicza się strumienie ciepła Q jako sumę wielkości T^4 pomnożonej przez elementy macierzy odwrotnej utworzonej z lewej części równania (21) [3][4][6].

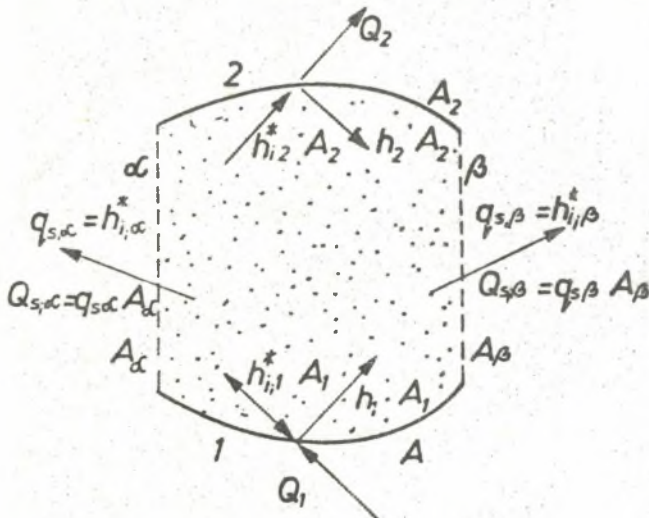
5. Strata rozproszenia

Za stratę rozproszenia układu otwartego rozumie się energią promienistą powierzchni rzeczywistych i gazu (ośrodka optycznie czynnego), która wydostaje się na zewnątrz przez powierzchnie abstrakcyjne i nigdy do niego nie wraca [2][3].

Stratę rozproszenia Q_B układu otwartego wyznacza się w oparciu o równanie (7), które przy wykorzystaniu uogólnionego współczynnika konfiguracji przyjmuje postać [2][3]:

$$h_{i,k}^* = \sum_{j=1}^N \bar{\Phi}_{k-j} h_j \quad (36)$$

Stratę rozproszenia Q_B wyznaczono na przykładzie dwupowierzchniowego układu otwartego z dwoma nieograniczonymi powierzchniami rzeczywistymi i dwoma powierzchniami abstrakcyjnymi (rys. 4).



Rys. 4. Schemat dwupowierzchniowego układu otwartego

Wyznaczenie strat rozproszenia sprowadza się do wyznaczenia strat rozproszenia wszystkich powierzchni abstrakcyjnych i ich zsumowaniu. W oparciu o wzór (36) i rys. 3 otrzymuje się następujące równania dla dwóch powierzchni:

$$q_{s,\beta} = h_{1,\beta}^{\#} = h_1 \bar{\varphi}_{\beta-1} + h_2 \bar{\varphi}_{\beta-2} \quad (37)$$

$$q_{s,\alpha} = h_{1,\alpha}^{\#} = h_1 \bar{\varphi}_{\alpha-1} + h_2 \bar{\varphi}_{\alpha-2} \quad (38)$$

Wykorzystując teraz zasadę wzajemnej konfiguracji i uogólnione prawo zamkniętości otrzymujemy:

$$Q_s = \sum_{j=1}^N H_j \left(1 - \sum_{k=1}^N \bar{\varphi}_{j-k} \right) \quad (39)$$

przy czym:

$$Q_s = \sum_{r=\alpha}^{\beta, \gamma, \dots} Q_{s,r} = \sum_{r=\alpha}^{\beta, \gamma, \dots} H_{1,r}^{\#} \quad (40)$$

Równanie (39) ma charakter ogólny.

6. Dwupowierzchniowy układ otwarty

W analizach złożonych układów otwartych lub zamkniętych często rozpatruje się wymianę ciepła przez promieniowanie pomiędzy dwoma dowolnymi powierzchniami. Rozpatrzmy kilka przypadków szczególnych dwupowierzchniowego układu otwartego wypełnionego izotermicznym gazem. Przypadki te będą analizowane kolejno poniżej.

6.1. Wymiana energii promienistej między dwoma powierzchniami wklęsłymi

Wymiana energii cieplnej przez promieniowanie między dwoma powierzchniami wklęsłymi układu otwartego wypełnionego czynnikiem optycznie czynnym, równa się różnicy pomiędzy strumieniem ciepła doprowadzonego do powierzchni A_1 i stratą rozproszenia emisji E_1 ($Q_{s,1}$) tej powierzchni [1][2]. Stratą rozproszenia emisji E_1 (lub ewentualnie E_2) określa się z (39) zakładając, że $E_2 = 0$ lub $E_1 = 0$ (oznacza to, że raz jedna a raz druga powierzchnia nie promieniuje) [1][2]. Wykorzystując podane wcześniej zależności oraz przedstawioną w pracy [1] i [2] analizę dwupowierzchniowego układu otwartego otrzymuje się następującą zależność na wymianę

energii promienistej pomiędzy dwoma powierzchniami wklęsłymi:

$$q_{T,1-2} = \varepsilon_{T,1-2} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (41)$$

gdzie:

$$\varepsilon_{T,1-2} = \frac{\bar{\varphi}_{1-2} \varepsilon_1 \varepsilon_2}{Z} \quad (42)$$

$$Z = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad (43)$$

Wielkość $\varepsilon_{T,1-2}$ jest zastępczym stopniem czarności dwupowierzchniowego układu otwartego wypełnionego gazem o określonej emisji - może ona służyć do poszerzenia informacji o wymianie ciepła przez promieniowanie w układach wypełnionych ośrodkiem optycznie czynnym.

6.2. Temperatura równowagi ścianki adiabatycznej

Zakładając adiabatyczność powierzchni A_2 względem otoczenia ($Q_2 = 0$) otrzymuje się następujący związek pomiędzy temperaturą T_1 i T_2 [2][3]:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_1}{T_a} = \sqrt[4]{\frac{1}{\bar{\varphi}_{2-1} \varepsilon_1} \left[1 - (1 - \varepsilon_1) \bar{\varphi}_{2-1} \bar{\varphi}_{1-2} - \bar{\varphi}_{1-1} (1 - \varepsilon_1) (1 - \bar{\varphi}_{2-2}) - \bar{\varphi}_{2-2} \right]} \quad (44)$$

Temperatura $T_2 = T_a$ jest maksymalną temperaturą, jaką może osiągnąć powierzchnia A_2 - nosi ona nazwę temperatury równowagi ścianki adiabatycznej.

Temperatura równowagi ścianki adiabatycznej T_a jest niezależna od własności radiacyjnych powierzchni A_2 :

$$T_a = f(T_1, \varepsilon_1, \bar{\varphi}) \quad (45)$$

tzn., że temperatura T_a zależy tylko od własności emisyjnych źródła promieniowania, tj. powierzchni A_1 i ośrodka optycznie czynnego np: gazu [2][3].

6.3. Temperatura równowagi ośrodka optycznie czynnego

Uczynienie powierzchni A_2 adiabatycznej względem otoczenia spowoduje równoczesne podniesienie się temperatury powierzchni A_2 do temperatury T_a i temperatury ośrodka optycznie czynnego (gazu) do temperatury $T_{E,a}$, którą przez analogię do poprzedniej nazwać można temperaturą równowagi ośrodka optycznie czynnego. Temperaturę równowagi $T_{E,a}$ wyprowadza się w oparciu o zależność (13). Wielkość temperatury równowagi $T_{E,a}$ oblicza się z następującej zależności [2][3]:

$$\frac{T_1}{T_{E,a}} = \frac{T_1}{T_a} \sqrt[4]{\frac{\bar{\varphi}_{2-1} M_2}{A_1 [(1 - \bar{\varphi}_{2-2}) M_1 + \bar{\varphi}_{1-2} M_2]}} \quad (46)$$

gdzie:

$$M_1 = \sum_{z=1}^n \varphi_{1-z} \varepsilon_{E,1-z} \quad M_2 = \sum_{z=1}^n \varphi_{2-z} \varepsilon_{E,2,z} \quad (47) (48)$$

Z analizy zależności (46) wynika wniosek mówiący, że stosunek temperatur jaki ustali się między powierzchnią A_1 i ośrodkiem optycznie czynnym w równowadze granicznej ($Q_2 = 0$ i $T_2 = T_a$) zależy od stosunku temperatur T_1/T_a oraz kształtu własności emisyjnych ośrodka optycznie czynnego [1][2][3].

7. Podsumowanie

W niniejszym artykule podjęto próbę najogólniejszego ujęcia zagadnienia wymiany ciepła przez promieniowanie w układzie otwartym wypełnionym izotermicznym ośrodkiem optycznie czynnym. Wyprowadzono wzory ogólne dające rozwiązania poprawne w zastosowaniu do znanych przypadków technicznych [5][6]. Zastąpienie emisji masy gazowej emisją kierunkową przynależną do odpowiednich powierzchni tworzących bryłę gazową umożliwiło wprowadzenie uogólnionego współczynnika konfiguracji $\bar{\varphi}$. Konstrukcja uogólnionego współczynnika konfiguracji $\bar{\varphi}$ pozwoliła na uogólnienie znanych metod obliczeniowych dla układów zamkniętych z powierzchniami dyfuzyjno-szarymi, lustrzanymi lub częściowo przezroczystymi na dowolny układ otwarty wypełniony izotermicznym gazem szarym lub gazem o określonej selektywnej emisji [1][5][6].

LITERATURA

- [1] Buraczewski C.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w komorze tworzącej układ otwarty, wypełniony gazem rzeczywistym o określonej emisji, PWN, Warszawa - Poznań 1965.
- [2] Buraczewski C., Stąsiek J.: Radiating Heat Exchange in Open Enclosures filled with Absorbing and Radiating Aerosol, Archiwum Termodynamiki, v.4, nr 2-3, 1983.
- [3] Stąsiek J.: Zastosowanie uogólnionych współczynników konfiguracji i zasady transformacji powierzchniowej do radiacyjnej wymiany ciepła w układach z ośrodkiem optycznie czynnym, ZNPG Mechanika XLIX Nr 386, 1985.
- [4] Stąsiek J., Mikielewicz J.: Wpływ konfiguracji oraz warunków brzegowych komory na radiacyjną wymianę ciepła, Sesja naukowa z okazji 40-lecia Politechniki Gdańskiej /referaty/, Gdańsk, 1985.
- [5] Hottel H.C., Sarofim A.F.: Radiative Transfer, Mc Graw-Hill Book Co. New York 1967.
- [6] Siegel R., Howell I.R.: Thermal Radiation Heat Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1972.

Praca wpłynęła do Redakcji w maju 1985 r.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Stefan Wiśniewski

ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Р е з ю м е

В статье представлены уравнения теплообмена излучением в открытой системе заполненной изотермической оптически активной средой. Выведены общие формулы на основании обобщенного коэффициента конфигурации. Обобщен известный метод нетто Польяка, Готтеля и Гебгарта для замкнутых систем с диффузионно-серыми, зеркальными или частично прозрачными поверхностями для произвольной открытой системы заполненной оптически активной средой.

RADIATIVE HEAT TRANSFER IN AN OPTICALLY ACTIVE MEDIUM

S u m m a r y

Radiant heat exchange equations for an open system filled with an isothermal optically active medium have been presented. General formulae basing on the generalized configuration factor have been derived. The Poljak, Hottel and Gebhart net method for closed systems with diffuse-grey, reflecting or semi-transparent surfaces has been generalized for any open system filled with an optically active medium.