

ENERGETYKA



OLITECHNIKA SLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 496

BLIDTEKA

ELÓWNA

P 3349/76

JANUSZ WANDRASZ

PASMOWY MODEL MATEMATYCZNY Przepływu energii przez promieniowanie w piecu komorowym

REDAKTOR NACZELNY WYDAWNICTW UCZELNIANYCH POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Jan Bandrowski

REDAKTOR DZIAŁU Gerard Kosman

SEKRETARZ REDAKCJI Jan Znamirowski

Druk wykonano z makiet dostarczonych przez autora

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej Gliwice, ul. Kujawska 2

Nakł. 80+146 Ark. wyd. 5 Ark. druk. 7,12 Papier offsetowy kl. III. 70x100, 80 g Oddano do druku 15.7. 1976 Podpis. do druku 15 7,1976 Druk uk. w październiku 1976 Zam. 882 76 Cena zł 12.-

Fotokopie, druk i oprawę wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

PJ-381176

SPIS STRESCI

		Str.
Pod	lstawowe oznaczenia i indeksy	5
4	Weten i cel nrecu	7
2.	Przekazywanie energii przez promieniowanie niezapylonej izo-	
	termicznej bryły gazowej	9
	2.1. Założenie ogólne	9
	2.2. Bilanse jasności w układzie zamkniętym	9
	2.2.1. Zakres przezroczystości bryły gazowej	9
	2.2.2. Zakres nieprzezroczystości bryły gazowej	11
	2.3. Obliczenia strumieni energii	15
3.	Przekazywanie energii przez promieniowanie w układach trójele- mentowych z wypukłą izotermiczną bryłą gazową	14
	3.1. Model pasmowy przekazywania ciepła w piecu koworowym	15
	3.2. Model gazu szarego	16
	3.3. Model pasm czarnych	17
4.	Wzory emisji pasmowej gazów	19
	4.1. Model emisji pasmowej Edwardsa	19
	4.2. Zagadnienie szerokości pasm emisji gazów	28
	4.3. Obliczenia współczynników absorpcji roztworu CO_2 i H_2O .	31
	4.4. Wzory i zależności uproszczone modelu Edwardsa	31
	4.5. Obliczenia wpływu nakładania się pasm emisji	36
	4.6. Obliczenia emisji i emisyjności CC ₂ i H ₂ O	38
	4.7. Wpływ ciśnienia składnikowego na emisję H ₂ 0	48
	4.8. Próba matematycznego ujęcia wyprowadzonych zależności	50
	4.8.1. Wzory dla obliczania $\Delta \mathcal{E}$	50
	4.8.2. Wzory dla obliczania emisji ścian w zakresie pasm emisji gazów	52
	4.8.3. Wzory uwzględniające wpływ ciśnienia pary wodnej p _{H_O} na emisję H ₂ O	55
	4.9. Analiza dokładności uzyskanych rezultatów	56
5.	Obliczenia przepływu energiiprzez promieniowanie w piecu ko-	62
	5.1. Porównanie wyników obliczeń dla modelu gazu szarego i	
	modelu pasmowego	62
	5.2. Szczegółowa analiza uzyskanych wyników	65
6.	Szczególne przypadki przepływu energiiw piecu komorowym	69
	6.1. Wpływ zapylenia gazów na model pasmowego przekazywania	60
	energii	69
	6.1.1. Emisja gazów zapylonych	09
	0.1.2. Modyfikacja wzorow z uwzgrędnieniem gazu zapytow Nego	71

		6.1.3. Porównanie wyników obliczeń	72
	6.2.	Uwzględnienie wpływu temperatury i długości fali na emi- syjność ścian	75
		6.2.1. Wpływ długości fali oraz temperatury na emisyj- ność ścian	75
		6.2.2. Możliwości uwzględnienia w obliczeniach zmiennej emisyjności ścian	7?
7.	Wynil	ki badań eksperymentalnych	83
	7.1.	Opis badanego obiektu	83
	7.2.	Metoda badań	86
	7.3.	Zestawienie wyników pomiarowych	88
	7.4.	Zestawienie wyników obliczeń	90
	7.5.	Analiza uzyskanych rezultatów	96
8.	Uwag:	i i wnioski końcowe	98
9.	Doda	tek	101
	9.1.	Zestawienia poprawek Δε	103
	9.2.	Zestawienia stosunku e _{ec} /e _g	108
	°.3.	Zestawienia emisyjności ε_{CO_0} i ε_{H_0O}	112
0.	Liter	ratura	114
	Stres	szczenia	116

PODSTAWOWE OZNACZENIA I INDEKSY

Oznaczenia:

a _k	-	średni współczynnik absorpcji dla k-tego pasma, m ⁻¹ ,
A	-	absorpcyjność,
Cc	-	stała promieniowania ciała doskonale czarnego, W/m ² K ⁴ ,
с	-	prędkość światła, m/s,
D	-	przezroczystość,
ė	-	gęstość emisji, W/m ² ,
E	-	strumień emisji, W,
F	-	pole powierzchni, m ² ,
'n	-	gęstość jasności, W/m ² ,
H	-	strumień jasności, W,
1 _A .	-	intensywność emisji, W/m ³ ,
1 ₆₀	-	intensywność emisji, W/m,
L	-	średnia długość drogi promieniowania, m,
p	-	suma ciśnień składnikowych CO ₂ i H ₂ O, bar,
Pg	-	ciśnienie składnikowe gazu, bar,
P	-	stosunek ciśnienia składnikowego pary wodnej do sumy ciśnień
		składnikowych CO2+ H2O
Q	-	strumień ciepła, W,
R	-	refleksyjność,
t		
	-	temperatura, °C,
T	-	temperatura, °C, temperatura bezwzględna, K,
T		temperatura, °C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma,
T or ox _k		temperatura, ^o C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma, konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła, W/m ² K,
τ α α β		temperatura, °C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma, konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła, W/m ² K, bezwymiarowy parametr szerokości linii,
τ α β Δ		temperatura, ^o C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma, konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła, W/m ² K, bezwymiarowy parametr szerokości linii, odchyłka, %,
τ or β Δ		temperatura, °C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma, konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła, W/m ² K, bezwymiarowy parametr szerokości linii, odchyłka, %, szerokość pasma wyrażona liczbą falową, m ⁻¹ ,
τ or β Δ Δ Δ β		temperatura, °C, temperatura bezwzględna, K, całkowita intensywność pasma, konwekcyjny współczymik wnikania ciepła, W/m ² K, bezwymiarowy parametr szerokości linii, odchyłka, %, szerokość pasma wyrażona liczbą falową, m ⁻¹ , poprawka na zachodzenie pasm emisji C0 ₂ i H ₂ 0,

- ζ poprawka uwzględniająca wpływ ciśnienia P_{H_20} na ξ_{H_20} ,
- n bezwymiarowy parametr,
- temperatura powierzchni ściany, ^oC,
- λ długość fali, μ m,
- gęstość masy, kg/m³
 ,
- Ø stała Boltzmanna, ₩/m²K⁴,

τ_H - bezwymiarowy parametr grubości optycznej,

9_{1j} - średni stosunek konfiguracji,

- ω liczba falowa, m⁻¹,
- W_H parametr szerokości pasma, m⁻¹.

Indeksy:

k,o - indeksy dotyczące zakresu absorpcji i przezroczystości,

i, j, p - indeksy dotyczące numeru powierzchni.

1. WSTEP I CEL PRACY

Zdolność gazów do emisji i absorpcji promieniowania zależy od rodzaju gazu, długości fali, od temperatury i od iloczynu ciśnienia składnikowego przez średnią długość drogi promieniowania. Zdolność ta występuje tylko w pewnych zakresach długości fal różnych dla różnych gazów. Przy rozpatrywaniu przekazywania energii przez promieniowanie w piecach przemysłowych największe znaczenie praktyczne ma promieniowanie CO₂ i H₂O, przy czym łączna emisja H₂O jest większa od łącznej emisji CO₂.

Zazwyczaj w obliczeniach przekazywania energii przez promieniowanie obliczenia przeprowadza się za pomocą zastępczej emisyjności gazu, uśrednionej dla całego zakresu długości fali

$$e_{g} = \frac{\sum_{i=1}^{\lambda_{i}} i_{c_{\lambda}} d\lambda}{\sigma \tau^{4}}$$

gdzie:

 λ_i' , λ_i'' - dolna i górna granica szerokości pasma promieniowania, m,

5 - stała Boltzmanna,

1 - kolejny numer pasma.

Zastępcza emisyjność gazu \mathcal{E}_g zależy od temperatury i iloczynu p_g L ciśnienia składnikowego przez średnią długość drogi promieniowania. Do wyzna czenia wartości \mathcal{E}_g wykorzystywane są znane wykresy Hottela [20, 21, 22].

Przy rozwiązywaniu zagadnień przekazywania energii przez promieniowanie w piecach przemysłowych należy zwrócić uwagę na szczególną rolę jaką odgrywa reemisja promieniowania pochłanianego przez ściany pieca.

Własności emisyjne gazu pozwalają przekazywać promieniowanie ścianom pieca tylko w zakresach określonych długości fal. Sciany zwracają znaczną część pochłoniętej energii w postaci promieniowania ciągłego. Z uwagi na dużą powierzchnię ścian pieca, ich wysoką temperaturę oraz spełnianie roli transformatora promieniowania przyczyniają się one do zwiększenia intensywności podgrzewania wsadu. Dokładna ocena powyższego efektu nie jest możliwa

(1)

bez uwzględnienia pasmowej struktury emisji.

Wynika stąd podstawowy cel pracy, polegający na sformułowaniu wzorów uwzględniających oddzielnie strumienie energii promienistej przypadające na zakres przyzroczystości i na zakres emisji gazu. Wzory te, w zastosowaniu do układu trójelementowego (komora, wsad, bryła gazowa) pozwolą wykazać różnice w stosunku do obliczeń opartych na zastępczej emisyjności. Z uwagi na konieczność sformułowania metody przydatnej dla praktyki przewiduje się opracowanie zależności pozwalających w sposób prosty dokonać obliczeń emisji pasmowej dla warunków praktycznych.

Wydaje się również celowe przeprowadzenie analizy zależności dotychczas stosowanych przy rozwiązywaniu zagadnień przekazywania energii.

W końcowej części pracy w miarę dostępnych danych rozpatrzono szczególne zagadnienia przekazywania energii, jak wpływ zapylenia gazu na wyniki obliczeń oraz możliwość uwzględnienia w obliczeniach zależności emisyjności ścian i wsadu od temperątury i długości fali.

2. PRZEKAZYWANIE ENERGII PRZEZ PROMIENI OWANIE NIEZAPYLONEJ IZOTERMICZNEJ BRYŁY GAZOWEJ

2.1. Założenia ogólne

Dla przeprowadzenia analizy teoretycznej konieczne jest przyjęcie założeń upraszczających:

- a) spaliny w rozpatrywanym układzie nie są zapylone,
- b) możliwe jest uśrednienie temperatury bryły gazowej,
- c) płomień nie jest świecący (w płomieniu nie występują czastki stałe).

Z uwagi na cele sformułowane we wstępie niniejszej pracy uwzględnia słę w dalszych rozważaniach emisję pasmową gazów.

2.2. Bilanse jasności w układzie zamkniętym

Zakłada się, że wypukła bryła gazowa ograniczona jest izotermicznymi ścianami w ilości p (i=1,2,...,p). Dla uwzględnienia emisji pasmowej należy rozpatrzyć dwa przypadki, jeden dotyczący zakresu przezroczystości bryły gazowej oraz drugi obejmujący zakres emisji i absorpcji w gazie.

2.2.1. Zakres przezroczystości bryły gazowej

Schemat przekszywania energii w zakresie przezroczystości bryły gazo-



wej przedstawieno na rys. 1. Jasność i-tej powierzchni obejmuje odbite jasności pozostałych powierzchni, emisję własną eraz odbitą od powierzchni i jasność własną.

Rys.1. Model przekazywania energii z przezroczystą bryłą gazową

$$\bigwedge_{i=1,...,p} H_{i}^{o} = H_{i}^{o} \varphi_{i-1} R_{i} + E_{i}^{o} + R_{i} \sum_{\substack{j=1\\j=1}}^{p} H_{j}^{o} \varphi_{j-i}$$
(2)

Przyjmuje się, że znane są współczynniki konfiguracji φ_{j-1} . Po uwzględnieniu warunku wzajemności

$$\varphi_{1-j} = \frac{F_{j}}{F_{j}} \varphi_{j-1} \tag{3}$$

i po podzieleniu równania (2) przez powierzchnię \mathbb{F}_i dochodzi się do zależności

$$\bigwedge_{i=1...p} h_{i}^{o} (1 - \varphi_{i-i} R_{i}) = \dot{e}_{i}^{o} + R_{i} \sum_{\substack{j \neq i \\ j=1}}^{p} \dot{h}_{j}^{o} \varphi_{i-j}$$
(4)

Indeks "o" w równaniach (2) i (4) odnosi się do zakresu przezroczystości gazu. Równanie (4) można przedstawić w zapisże macierzowym

$$H^{\circ} \pm (I - OF)^{-1} E^{\circ}$$
⁽⁵⁾

4-4-4

$$O = \begin{bmatrix} R_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & R_2 & \vdots \\ \vdots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & R_p \end{bmatrix}$$

 macierz diagonalna refleksyjności powierzchni.

Jasność danej powierzchni jest więc liniową funkcją emisji własnej wszystkich powierzchni układu, przy czym współczynniki tej funkcji nie są zależne od temperatury.

2.2.2. Zakres nieprzezroczystości bryły gazowej

Analogicznie do przypadku poprzedniego, równanie ujmujące przekazywanie



energii w zakresie nieprzezroczystości bryły gazowej wyznaczono za pomocą schematu przedstawionego na rys.2. W równaniu tym indeksem "k" oznaczono wielkości dotyczące rozpatrywanego pasma emisji lub absorpcji gazu.

Rys.2. Schemat wymiany ciepła w zakresie nieprzezroczystości bryły gazowej

$$\bigwedge_{i=1,\dots,p} H_{i}^{k} = \mathring{E}_{i}^{k} + H_{i}^{k} \varphi_{i-i} D_{ii}^{k} R_{i} + \mathring{E}_{gi} R_{i} + R_{i} \sum_{\substack{j\neq i \\ j\neq i}}^{p} D_{j-i}^{k} \varphi_{j-i} H_{j}^{k}$$
(6)

W równaniu (6) z uwagi na przyjęcie założenia o niezapylonym gazie pominięto rozproszczenie (odbijanie) promieniowania w gazie wprowadzając jedynie przezroczystość D bryły gazowej w zakresie rozpatrywanego pasma emisji i absorpcji. W przypadku, gdy rozpatrywaną powierzchnię otaczają co najmniej dwie powierzchnie o różnych temperaturach, średnią przezroczystość D_{j-1} w oparciu o [21,30] dla promieniowania monochromatycznego można określić z zależności

$$D_{j-i} = \frac{\int \int \frac{D(\mathbf{r}) \cos \alpha_{j} \cos \alpha_{i}}{\mathbf{r}^{2}} dF_{j} dF_{i}}{F_{j} \varphi_{j-i}}$$
(7)

gdzie:

r - odległość punktów powierzchni i,j,

 α_1, α_j - kąt między promieniem r a normalną do powierzchni F_1, F_j ,

D(r) - przezroczystość wyznaczona dla promienia r,

y_{j-1} - stosunek konfiguracji powierzchni j w stosunku do i, Równanie (6) po podzieleniu przez powierzchnię F_i rozpatrywanego elementu układu i zastosowaniu zasady wzajemności przyjmie podobnie jak w przypadku poprzednim następującą postać

$$\bigwedge_{i=1...p} \dot{h}_{i}^{k} (1 - D_{i-i}^{k} \varphi_{i-i} R_{i}) = \dot{e}_{i}^{k} + \dot{e}_{gi}^{k} R_{i} + R_{i} \sum_{\substack{j=1\\j=1}}^{p} D_{j-i}^{k} \varphi_{i-j} \dot{h}_{j}^{k}$$
(8)

Równanie (8) podobnie jak (4) dotyczy rozpatrywanej powierzchni i. Wyznaczenie jasności tej powierzchni wymaga rozwiązania układu p równań o podobnej budowie. Dla ułatwienia obliczeń na maszynie cyfrowej, podobnie jak to pokazano w p. 2.2.1. równanie (8) można zapisać w postaci macierzowej

$$H^{k} = (I - OD)^{-1} (E^{k} + OE^{k}_{a})$$
⁽⁹⁾

gdzie:

$$D = \begin{bmatrix} D_{11} & \varphi_{11} & D_{21} & \varphi_{12} & \cdots & D_{p1} & \varphi_{1p} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ D_{1p} & \varphi_{p1} & D_{2p} & \varphi_{p2} & \cdots & D_{pp} & \varphi_{pp} \end{bmatrix} - \underset{współczynników kon-figuracji}{\text{macierz kolumnowa gęstości}}$$
$$E_g^k = \begin{bmatrix} \vdots_{g1}^k \\ \vdots \\ \vdots \\ gp \end{bmatrix} - \underset{macierz kolumnowa gęstości \\ emisji gazów.$$

Równanie (9) po przyjęciu założeń

oraz $E_g^k = 0$ sprowadza się do równania (5). W przypadku tym należy indeks "k" zastąpić indeksem "o".

2.3. Obliczenia strumieni energii

Metodę obliczania strumieni energii pochłanianych przez daną powierzchnię przedstawił Eckert [8]. Metoda ta oparta jest na bilansie energii układu ograniczonego osłoną kontrolną poprowadzoną tuż nad i pod rozpatrywaną powierzchnią. Prowadzi ona do zależności

$$\dot{a}_{i} = \frac{F_{i}}{R_{i}} \left(\epsilon_{i} \dot{h}_{i} - \dot{e}_{i} \right)$$
(10)

gdzie $\varepsilon_1 = 1 - R_i$ oznacza emisyjność powierzchni F_i . Wykorzystując znane macierze kolumnowe gęstości jasności powierzchni H^o i H^k obejmujące zakres przezroczystości i nieprzezroczystości bryły gazowej, można wyznaczyć za pomocą równania (10) wartości strumieni energii pobieranej przez dane powierzchnie

$$\dot{\hat{Q}}_{i} = \frac{F_{i}}{R_{i}} \left[\epsilon_{i} \left(\sum_{o} \dot{\hat{h}}_{i}^{o} + \sum_{k} \dot{\hat{h}}_{i}^{k} \right) - \dot{\hat{e}}_{i} \right]$$
(11)

Równanie (11) obowiązuje w przypadku, gdy \mathscr{E}_{i} nie zależy od długości fali.

3. PRZEKAZYWANIE ENERGII PRZEZ PROMIENIOWANIE W UKŁADACH TROJELEMENTOWYCH Z WYPUKŁĄ IZOTERMICZNĄ BRYŁĄ GAZOWĄ

Najprostszym przypadkiem mającym znaczenie praktyczne jest układ trójelementowy zawierający dwie izotermiczne ściany otaczające izotermiczną bryłę gazową. Każdy z rozpatrywanych elementów potraktowany jako izotermiczny ma temperaturę różną od pozostałych. Układ ten poddano analizie w celu porównania z zależnościami wyprowadzonymo w pracy J.Szarguta [35], dotyczącymi przekazywania energii w piecu komorowym. Model ten nazywany dalej modelem gazu szarego, wprowadza do obliczeń średnią emisyjność gazu. Do dalszych rozważań przyjęto założenia sformułowane w p.2.1 oraz przyjęto, że wsad znajdujący się w komorze pieca jest stosunkowo płaski, co pozwala bryłę gazową w przybliżeniu traktować jako wypukłą, a także, że gęstość emisji gazu docierająca do wyróżnionych powierzchni jest jednakowa.

Rozpatrzono dwa skrajne modele przekazywania energii przez promieniowanie traktujące w różny sposób własności emisji i absorpcji bryły gazowej. Model gazu szarego traktuje bryłę gazową jako ciało o średniej zdolności emisji i absorpcji bez uwzględniania emisji pasmowej. Drugi model nazywany w dalszych rozważaniach modelem pasm czarnych oparty jest na założeniu, że w zakresie pasm emisji gaz jest całkowicie nieprzezroczysty. Do przyjęcia tego założenia upoważniają wyniki uzyskane przez Edwardsa [12], który stwierdza, że nie wprowadza się do obliczeń dużego błędu uwzględniając w nich odpowiednio zmniejszoną szerokość pasm, tak by w ich zakresie można było traktować gaz jako ciało doskonale czarne. Realne własności emisji gazu zawarte są pomiędzy obu tymi modelami. Do rozważań modelu pasmowego potrzebna jest znajomość szerokości pasm emisji.

Przyjęty do rozważań układ geometryczny przedstawiono na rys. 3.



Rys.3. Schemat komory pieca

Średnie stosunki konfiguracji w rozpatrywanym układzie wynoszą

$$\begin{split} \varphi_{1-2} &= 1 \,, \qquad & \varphi_{2-2} &= \, (F_2 \, - \, F_1)/F_2 \,, \\ \varphi_{2-1} &= \, F_1/F_2 \,\,, \quad & \varphi_{1-1} \, = \, 0 \,\,. \end{split}$$

3.1. Model pasmowy przekazywania energii w piecu komorowym

Wykorzystując wyprowadzone w rozdziale 2 zależności wyrażające jasności powierzchni w zakresie przezroczystości i nieprzezroczystości bryły gazowej otrzymuje się dla komory pieca przedstawionej na rysunku 3 niżej podane układy równań.

Zakres przezroczystości bryły gazowej (równanie (5))

$$\dot{h}_{1}^{0}(1 - \Psi_{1-1} R_{1}) - R_{1} \dot{h}_{2}^{0} \Psi_{1-2} = \dot{e}_{1}^{0}$$
 (12)

$$h_2^o(1 - \varphi_{2-2} R_2) - R_2 h_{12}^o \varphi_{1-2} = e_1^o$$
 (13)

Zakres nieprzezroczystości (równanie (9))

$$\dot{h}_{1}^{k}(1 - D_{1-1}^{k} \varphi_{1-1} R_{1}) - R_{1} D_{2-1}^{k} \varphi_{1-2} \dot{h}_{2}^{k} = \dot{e}_{1}^{k} + \dot{e}_{g1}^{k} R_{1}$$
 (14)

$${}_{2}^{k}(1 - D_{2-2}^{k}\varphi_{2-2}R_{2}) - R_{2}D_{1-2}^{k}\varphi_{2-1}\dot{h}_{1}^{k} = \dot{e}_{2}^{k} + \dot{e}_{g2}^{k}R_{2}$$
 (15)

Uwzględniając, że $\Psi_{1-1} = 0$ i $\Psi_{1-2} = 1$ otrzymuje się po rozwiązaniu powyższych układów równań

$$\dot{n}_{1}^{o} = \frac{\dot{e}_{1}^{o}(1 - \varphi_{2-2} R_{2}) + \dot{e}_{2}^{o} R_{1}}{M_{o}}$$
 (16)

$$\dot{n}_{2}^{o} = \frac{\dot{e}_{2}^{o} - \dot{e}_{1}^{o} R_{2} \varphi_{2-1}}{M_{o}}$$
 (17)

oraz

2

$$\dot{x}_{1}^{k} = \frac{1}{M_{k}} \left[(\dot{e}_{1}^{k} + \dot{e}_{g1}^{k} R_{1}) (1 - R_{2} D_{2-2}^{k} \varphi_{2-2}) + (\dot{e}_{2}^{k} + \dot{e}_{g2}^{k} R_{2}) R_{1} D_{2-1}^{k} \right]$$
(18)

$$\dot{\mathbf{n}}_{2}^{k} = \frac{1}{M_{k}} \left[(\dot{\mathbf{e}}_{2}^{k} + \dot{\mathbf{e}}_{g2}^{k} R_{2}) + (\dot{\mathbf{e}}_{1}^{k} + \dot{\mathbf{e}}_{g1}^{k} R_{1}) R_{2} D_{1-2} \varphi_{2-1} \right]$$
(19)

gdzie:

$$M_{0} = 1 - R_{2}(\varphi_{2-2} + \varphi_{2-1} R_{1})$$

$$M_{k} = (1 - R_{2} D_{2-2}^{k} \varphi_{2-2}) - D_{2-1}^{k} D_{1-2}^{k} R_{1} R_{2} \varphi_{2-1}$$

Podane zależności obejmują jedno z rozpatrywanych pasm emisji (absorpcji) lub przezroczystości gazu. Łączna gęstość jasności danej powierzchni w zakresie promieniowania całego widma jest sumą jasności składowych w poszcze gólnych pasmach

$$\dot{\mathbf{h}}_{1} = \sum_{k=1}^{\frac{1}{2}} \dot{\mathbf{h}}_{1}^{k} + \sum_{o=1}^{p} \dot{\mathbf{h}}_{1}^{o}$$
 (20)

Do wyznaczenia strumieni ciepła należy zastosować równanie (10) przy czym, w przypadku uwzględniania równoczesnej konwekcji, równanie to należy rozszerzyć o człon konwekcyjnej wymiany ciepła

$$\dot{Q}_{i} = \frac{F_{i}}{R_{i}} (\hat{z}_{i} \dot{h}_{i} - \dot{e}_{i}) + F_{i} \alpha_{ki} (T_{g} - T_{i})$$
 (21)

gdzie \propto_{ki} jest konwekcyjnym współczynnikiem wnikania ciepła dla i-tej powierzchni.

3.2. Model gazu szarego

W przypadku stosowania modelu gazu szarego wprowadza się do wzorów emisyjności gazu uśrednione dla całego zakresu długości fal. Absorpcyjność bryły gazowej, zależną od temperatury gazu, iloczynu pL i temperatury ściany można według badań Hottela i Egberta [21] wyznaczyć za pośrednictwem emisyjności

$$A_{CO_2}(T_{\acute{sc}}, T_g, pL) = \varepsilon_{CO_2}(T_{\acute{sc}}, p_{CO_2} L \frac{T_{\acute{sc}}}{T_g}) \left(\frac{T_g}{T_{\acute{sc}}}\right)^{0, 65}$$
(22)

$$A_{H_2O}(T_{śc}, T_g, pL) = \mathcal{E}_{H_2O}(T_{śc}, p_{H_2O} L \frac{T_{śc}}{T_g}) \left(\frac{T_g}{T_{śc}}\right)^{0, 45}$$
(23)

gdzie $A_g = A_{CO_2} + A_{H_2O} - \Delta A$, przy czym przezroczystość bryły gazowej wyraża wzór

$$D = 1 - A_g$$
 (24)

Zgodnie z [7] można w rozważaniach wprowadzić uproszczenia przy obliczaniu przezroczystości bryły gazowej przyjmując

$$D_{2-1} = D_{2-2} = D_2$$
 $D_{1-2} = D_1$ (25)

Po pominięciu indeksu "k" oraz wprowadzeniu powyższych zależności do równań (19) i (20) otrzymamy

$$= \frac{1}{M} \left[e_1 \left(1 - R_2 D_2 \varphi_{2-2} \right) + e_2 R_1 D_2 + e_g R_1 \left(1 + R_2 D_2 \varphi_{2-1} \right) \right]$$
(26)

$$h_{2} = \frac{1}{M} \left[\dot{e}_{2} + \dot{e}_{g} R_{2} (1 + R_{1} D_{1} \varphi_{2-1}) + \dot{e}_{1} R_{2} D_{1} \varphi_{2-1} \right]$$
(27)

gdzie:

$$M = 1 - R_2 D_2 (\varphi_{2-2} + R_1 D_1 \varphi_{2-1})$$

W równaniach (26) i (27) uwzględniono założenie, że gęstość emisji gazu docierającej do ściany jest równa gęstości emisji gazu docierającej do wsadu

$$\dot{e}_{g1} = \dot{e}_{g2} = \dot{e}_{g}$$
 (28)

Otrzymane zależności są zgodne z wyprowadzonymi w pracy Szarguta [35] co potwierdza poprawność niniejszych wywodów. Cytowana praca stanowi podstawę obliczeń porównawczych obu rozpatrywanych modeli.

3.3. Model pasm czarnych

Uwzględniając dane Edwardsa [12] przyjęto, że absorpcyjność bryły gazowej w zakresie każdego z pasm emisji równa jest jedności, co zgodnie z (24) prowadzi do zależności

$$D^{k} = 0 \tag{29}$$

Uwzględniając powyższą zależność w równaniach (16), (17), (18), (19) oraz sumując gęstości emisji w zakresie całego widma otrzymamy

$$\dot{\mathbf{h}}_{1} = \frac{1}{M_{0}} \left[e_{p1} \left(1 - R_{2} \varphi_{2-2} \right) + e_{p2} R_{1} \right] + e_{e1} + e_{g} R_{1}$$
(30)

$$h_{2} = \frac{1}{M_{0}} (e_{p2} + e_{p1} R_{2} \varphi_{2-1}) + e_{e2} + e_{g} R_{2}$$
(31)

W powyższych równaniach występuje łączna gęstość emisji danych powierzchni w zakresie przezroczystości i w zakresie emisyjności bryły gazowej

$$\dot{e}_{pi} = \sum_{o=1}^{p} \dot{e}_{i}^{o} = (\dot{e}_{i} - \dot{e}_{ei})$$
 (32)

$$\dot{\mathbf{e}}_{ei} = \sum_{k=1}^{t} \dot{\mathbf{e}}_{i}^{k}$$
(33)

Po podstawieniu do równania (21) dochodzi się do wzorów

$$\hat{a}_{1} = F_{1} \left[\epsilon_{1} e_{g} - e_{e_{1}} + \frac{1}{M_{o}} (\epsilon_{1} e_{p_{2}} - \epsilon_{2} e_{p_{1}}) \right] + F_{1} \alpha_{k1} (T_{g} - T_{1})$$
(34)

$$\hat{P}_{2} = F_{2} \left[\epsilon_{2} \dot{e}_{g} - \dot{e}_{e2} + \frac{\varphi_{2-1}}{M_{o}} \left(\epsilon_{2} \dot{e}_{p1} - \epsilon_{1} \dot{e}_{p2} \right) \right] + F_{2} \alpha_{k2} (T_{g} - T_{2})$$
(35)

Uzyskane wzory są znacznie prostsze od wzorów wynikających z zastosowania równania (1) [35].

4. WZORY EMISJI PASMOWEJ GAZÓW

4.1. Model emisji pasmowej Edwardsa

Gaz emituje energię promienistą w całej swej objętości z tym, że część wyemitowanego promieniowania zostaje pochłonięta przez ten sam gaz przed dotarciem do powierzchni bryły gazowej. Emisję docierającą do powierzchni bryły gazowej w zakresie k-tego pasma emisji można wyrazić wzorem [21]

$$\tilde{E}_{k} = F \int_{\omega_{k}}^{\omega_{k}} i_{c\omega} \frac{\left[1 - \exp\left(-\alpha_{\omega k} L\right)\right] d\omega}{\Delta \omega_{k}}$$
(36)

gdzie:

- α wk monochromatyczny współczynnik objętościowego pochłaniania,
- L średnia droga promieniowania, m,

6

- $\omega = \frac{1}{\lambda}$ liczba falowa określona odwrotnością długości fali promieniowania, m⁻¹,
- i co intensywność emisji ciała doskonale czarnego. W/m.

Wprowadzając bezwymiarową absorpcyjność A_k można sprowadzić równanie (36) do postaci

$$\dot{B}_{k} = F A_{k} \int_{\omega_{k}}^{\omega_{k}} i_{c\omega} d\omega \qquad (37)$$

Całka w równaniu (37) wyraża gęstość emisji ciała doskonale czarnego w zakresie k-tego pasma

$$c_{k} = C_{1} \int_{\omega_{k}}^{\omega_{k}} \frac{\omega^{3} d\omega}{\exp\left(\frac{\omega^{2}}{T}\right) - 1}$$
(38)

gdzie:

$$C_1 = 0,374 \cdot 10^{-15} \text{ Wm}^2$$
, $C_2 = 0,014385 \text{ mK}$.

Wprowadzając zgodnie z [34] średnią intensywność emisji powierzchni doskonale czarnej w rozpatrywanym paśmie promieniowania $i_{c\omega}$ można równanie (37) zapisać w postaci

$$E_{k} = F a_{k} \bar{1}_{c\omega_{k}}$$
(39)

gdzie współczynnik absorpcji ak jest określony wzorem

$$\mathbf{a}_{\mathbf{k}} = \mathbf{A}_{\mathbf{k}} \Delta \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}} \tag{40}$$

Wzory korelacyjne do obliczania średniego współczynnika absorpcji CO_2 i H_2O zostały opracowane przez D.K.Edwardsa i współpracowników [4,10,11,12,13,14, 15,16,27,38]. Wzory te zestawiono w tablicy 1.

Tablica 1

Parametr ciśnienia	Przedział param T	wartości netru H	Współczynnik absorpcji ^a k			
$\gamma = 1^{-1} P_{\rm E}$	od	do				
	0	2	ω _H T _H			
?<1	?	1/7	$\omega_{\rm H}(\sqrt{47T_{\rm H}}-7)$			
	1/7	00	$\omega_{\rm H}[\ln(\tilde{\tau}_{\rm H}\gamma) + 2 - \gamma]$			
D \1	0	1	$ω_{\rm H}$ τ _H			
	1	ω	$\omega_{\rm H}(1 + \ln \tau_{\rm H})$			

Wzory korelacyjne określające współczynnik absorpcji CO₂ i H₂O

Wartość średniego współczymika absorpcji zależy od parametrów $\omega_{\rm H}$, $T_{\rm H}$ i?. Parametr $\omega_{\rm H}$ jest zgodnie z [12] proporcjonalny do pierwiastka stosunku temperatury do temperatury odniesienia $T_{\rm o}$ ($T_{\rm o}$ = 100 K).

$$\omega_{\rm H} = \omega_0 \left(\frac{T}{100}\right)^{0.5} ({\rm m}^{-1})$$
 (41)

Wartości ω_0 wyznaczone eksperymentalnie przez Edwardsa oraz charakterystyczne długości fali umownie przyjęte dla danego pasma w oparciu o [12] podano w tablicy 2.

Bezwymiarowy parametr grubości optycznej $T_{\rm H}$ jest proporcjonalny do ilo-

czynu ciśnienia składnikowego i średniej długości drogi promieniowania

$$\Upsilon_{\rm H} = \Upsilon_{\rm H1} p_{\rm g} L \tag{42}$$

gdzie wartość T_{H1} obowiązuje przy p_g L = 1 bar m według zależności

$$\tau_{\rm H1} = \frac{\alpha(T)}{\omega_{\rm H} \, \rm RT} \, (\rm bar \, m)^{-1} \tag{43}$$

R - indywidualna stała gazowa, J/kg K.

Występująca w równaniu (43) całkowita intensywność pasma $\alpha(T)$, w oparciu o teorię wibracyjno-rotacyjnej absorpcji fotonu promieniowania wyrażona jest zależnością

$$\alpha(\mathbf{T}) = \alpha_{0} \frac{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^{m} \pm u_{k} \delta_{k}\right)\right] \Psi(\mathbf{T})}{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^{m} \pm u_{0,k} \delta_{k}\right)\right] \Psi(\mathbf{T}_{0})}$$
(44)

gdzie:

$$\Psi'(\mathbf{T}) = \frac{\prod_{k=1}^{m} \sum_{\mathbf{v}_{k}=\mathbf{v}_{0,k}}^{\infty} \frac{(\mathbf{v}_{k} + \mathbf{g}_{k} + |\delta_{k}| - 1)!}{(\mathbf{g}_{k} - 1)! \mathbf{v}_{k}!} e^{-\mathbf{u}_{k} \mathbf{v}_{k}}}{\prod_{k=1}^{m} \sum_{\mathbf{v}_{k}=0}^{\infty} \frac{(\mathbf{v}_{k} + \mathbf{g}_{k} - 1)!}{(\mathbf{g}_{k} - 1)! \mathbf{v}_{k}!} e^{-\mathbf{u}_{k} \mathbf{v}_{k}}}$$
(45)

v_k - liczba kwantów,

 $\delta_k = \delta_k$ - dodatni lub ujemny przyrost liczby kwantowej spowodowany absorpcją lub emisją fotonu promieniowania,

$$\mathbf{s}_{\mathbf{k}}$$
 - waga statystyczna zależna od liczby kwantowej $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$

$$v_{o,k}$$
 - wielkość zależna od znaku δ_k

m - ilość liczb kwantowych (dla
$$CO_2$$
 i H_2O m = 3)

$$u_k = h c y_k / kT$$

$$\mu_{\rm k} = h c \gamma_{\rm k} / kT_{\rm c}$$

przy czym:

h, k - stałe Plancka i Boltzmanna,

 y_k - liczba falowa,

c - prędkość światła.

Bezwymiarowy parametr 7 wynika z wzoru

$$\gamma = \beta_{P_E} \tag{46}$$

gdzie p_E wyraża zredukowane ciśnienie zastępcze określone zależnością

$$p_E = \left(\frac{p_{in} + bp_{e}}{p_0}\right)^n \tag{47}$$

gdzie:

p_{in} - ciśnienie składnikowe gazów nie promieniujących
 (głównie azotu),

- po ciśnienie odniesienia (przyjęto po = 1 bar),
- b,n współczynnik i wykładnik określony w tablicy 2.

Parametr β jest bezwymiarowym parametrem szerokości linii pasma i wyraża się zależnością

$$\beta(\mathbf{T}) = \beta_0 (\mathbf{T}_0/\mathbf{T})^{0,5} \frac{\Phi(\mathbf{T})}{\Phi(\mathbf{T}_0)}$$
(48)

gdzie:

$$\Phi(\mathbf{T}) = \frac{\left(\prod_{k=1}^{m} \sum_{\mathbf{v}_{k}=\mathbf{v}_{0,k}}^{\infty} \left[\frac{(\mathbf{v}_{k} + \mathbf{g}_{k} + |\boldsymbol{\delta}_{k}| - 1)!}{(\mathbf{g}_{k} - 1)! \mathbf{v}_{k}!} e^{-\mathbf{u}_{k}} \mathbf{v}_{k} \right]^{0,5} \right)^{2} - \frac{1}{(\mathbf{g}_{k} - 1)! \mathbf{v}_{k}!} e^{-\mathbf{u}_{k}} \mathbf{v}_{k} - \frac{1}{(\mathbf{v}_{k} + \mathbf{g}_{k} + |\boldsymbol{\delta}_{k}| - 1)!} e^{-\mathbf{u}_{k}} \mathbf{v}_{k}}{\left(\mathbf{g}_{k} - 1\right)! \mathbf{v}_{k}!} e^{-\mathbf{u}_{k}} \mathbf{v}_{k}}$$
(49)

Wartości parametrów T_{H1} oraz β w oparciu o dane Edwardsa [12] przedstawiono na wykresach rys. 4, 5, 6, 7, 8 (linie ciągłe). Do dalszych rozważań potrzebna jest ponadto szerokość pasm emisji $\Delta\lambda$ lub $\Delta\omega$.



Rys.4. Funkcja τ_{H1} dla CO₂

23



Rys.5. Funkcja 7_{H1} dla H₂0



Rys.7. Funkcja /3 dla H20



Rys.8. Funkcja β dla CO₂

Tablica 2

Parametry	korelacyjne	przy	obliczaniu	współczynnika	absorpcji	C0,	1 HgC)
-----------	-------------	------	------------	---------------	-----------	-----	-------	---

	Charakterystyczna			(.)-	a +10 ⁻⁵		Liczba falowa określająca położenia pasma		
Gaz	długość fali	Ъ	n	ω _H	0	130	lewa granica	środek	prawa granica
	μm			<u>m</u> -1	m/kg			cm ⁻¹	
co	15	1,3	0,7	1270 T/T	19,0	0,06157		667	
2	10,4	1,3	0,8	1340 T/T	2,47.10 ⁻⁹	0,04017		960	
	9,4	1,3	0,8	1010/ T/T	2,48.10-9	0,11888		1060	
	4,3	1,3	0,8	11207 T/T	110,0	0,24723			2410
	2,7	1,3	0,65	2350 T/To	4,0	0,13341		3660	
	2,0	1,3	0,65	3450 T/To	0,066	0,39305		5200	
H ₂ 0	20	8,6/ T + 0,5	1	2840/ T/To	5200,0	0,14311	0		ak
2	6,3	8,61 -0/1+0,5	1	5640 T/To	41,2	0,09427		1600	
	2,7	8,6 / T ₀ /T + 0,5	1	6000 T/T ₀	0,19 2,30 22,40	0,13219		3760	
	1,87	8,61 To/T+0,5	1	4310 T/T	3,0	0,08169		5350	
	1,38	8,67 To/T+0,5	1	3200 T/T	2,5	0,11628		7250	-

 $T_0 = 100 \ ^{\circ}K$

4.2. Zagadnienie szerokości pasm emisji gazów

Emisja i absorpcja promieniowania w gazach występuje w pewnych pasmach długości fali. Położenie danego pasma oraz jego szerokość zależy od rodzaju gazu, od temperatury i wartości iloczynu pL. Na rysunku 9 na podstawie [11] pokazano położenie pasm promieniowania dla CO₂ przy dwu różnych temperaturach.



Rys.9. Przykład rozkładu widma promieniowania CO2

Z rysunku tego wynika wyraźny wpływ temperatury na szerokość poszczególnych pasm oraz na średnią absorpcyjność pasma. Zwiększanie się szerokości ze wzrostem temperatury może spowodować łączenie się niektórych pasm. Każde z pasm jest określane jego charakterystyczną długością fali, przy czym w danych literaturowych wartości tych długości dla niektórych pasm są różne i brak jest szczegółowych informacji odnośnie wpływu iloczynu pL.

Dane dotyczące szerokości poszczególnych pasm emisji dla promieniowania CO_2 i H_2O zestawiono w tablicy 3. Tablica 3 zawiera ponadto wartości temperatur odniesienia, przy których wyznaczono poszczególne wartości.

Zmiana szerokości pasm z temperaturą według danych Hottela [21] może być ujęta zależnością

$$\Delta \omega_{\mathbf{k}} = \Delta \omega_{\mathbf{0}\mathbf{k}} \sqrt[7]{T/T_{\mathbf{0}}}$$
(50)

Taką samą zależność przyjmuje Edwards [12].

Tablica 3

Gaz	Charakterystyczna długość fali µm		Szerokość pasm emisji Δω _k cm ⁻¹						
co ₂	15,0 10,4 9,4 7,5		250	310	203	181	250,2	247 164 128 344	
	5,2 4,8 4,3 2,7 2,0 1,6 1,4		350 320	500 950 100	217 371	341 318	111 179,9 340,2 318 469 547,9 579,7	165 174 254 283 1600 700 900	
H ₂ 0	20,0 14,5 11,0 6,7 6,3	609 609		200 250	433 906,9	500 1098	899,8	500 145 330	
	5,7 3,2 2,7 1,87 1,5 1,38 1,10	609		250 350	141,6	181,2	543,4 1060,8 1109,5 1506,5 1100,6	650 1580 1900	
Po	T _o K zycja literatury	300 [21]	300 [36]	294 [2 4]	273 [29]	273 [25]	295 [1]	295 [16]	

Szerokość pasm emisji gazów CO₂ i H₂O

W pracy Koštiala [24] uwzględniono zmienność szerokości pasm, różną dla różnych pasm i gazów (tablica 4).

Tablica 4

Gaz		co2	-	H ₂ 0	
Charakterystyczna długość fali µm	15	4,3 2,7	2,0	10 6,3 2,7	1,5
Funkcja zmian $\frac{\Delta \omega_{\mathbf{k}}}{\Delta \omega_{\mathbf{ok}}}$	VI.	$\frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{\frac{1}{2}} \right]$	1	$\sqrt{\frac{T}{T_o}}$	1

Zmienność szerokości pasm emisji według [24]

W dalszych rozważaniach istotny jest kierunek zmian położenia pasma. Niektóre z pasm posiadają nieruchomy lewy, inne prawy brzeg, a pozostałe wykazują tendencje rozszerzania się w obie strony względem nieruchomego środka. Stosunkowo najwięcej danych na ten temat zawierają publikacje Edwardsa [12, 14]. Informacje na ten temat można znaleźć także w pracach [1, 21, 25, 29].

Z uwagi na różny wpływ poszczególnych pasm emisji na emisyjno-absorpcyjne własności gazu Edwards po wyeliminowaniu pasm o znikomym wpływie, podał pasma o największym praktycznym znaczeniu (tablica 2) z równoczesnym ich umiejscowieniem. Spośród pasm uwzględnionych w tablicy 2 jedynie dwa pasma emisji CO₂: 10,4 i 9,4 μ mają bardzo mały wpływ na wyniki obliczeń emisji gazu z uwagi na bardzo małą wartość współczynnike α_0 ($\alpha_0 \approx 2,5:10^{-9}$ cm⁻¹/gm m⁻²). Łatwo wykazać, że już dla temperatury T₀ wartość współczynnika τ_{H1} osiąga wartość rzędu ~ 1·10⁻⁶ (bar m)⁻¹, która w porównaniu z wartościami dla innych długości fali (rys. 6 i 7) jest nieporównywalnie mała. Pasma te w rozważeniach praktycznych można więc pominąć.

Przeprowadzona przez Edwardsa [12] szczegółowa analiza zagadnienia absorpcji w gazach i porównanie materiału eksperymentalnego z przyjętymi modelami teoretycznymi wykazała, że nie wprowadza się do obliczeń dużego błędu traktując gaz w zakresie pasm emisji jako całkowicie nieprzezroczysty.

Z założenia tego wynika, że obliczeniowa szerokość pasm jest równa współczynnikowi absorpcji

$$\Delta \omega_{\mathbf{k}} = \mathbf{a}_{\mathbf{k}} \tag{51}$$

4.3. Obliczenia współczynników absorpcji roztwora CO2 + H2O

Zmienność położenia granic pasm promieniowania wraz ze zmianą temperatury wprowadza dodatkową komplikację zagadnienia, wynikającą z możliwości nakładania się pasm CO₂ i H₂O. Dokładna analiza tego zagadnienia została przedstawiona w pracy Hottela [21] gdzie średni współczynnik absorpcji dwu zachodzących na siebie pasm w zakresie $\Delta\omega$ można wyznaczyć z zależności

$$\frac{\mathbf{a}_{\mathbf{k}}}{\Delta \omega} = \frac{\overline{\mathbf{a}}_{\mathbf{k}1}}{\Delta \omega} + \frac{\overline{\mathbf{a}}_{\mathbf{k}2}}{\Delta \omega} - \frac{\overline{\mathbf{a}}_{\mathbf{k}1} - \overline{\mathbf{a}}_{\mathbf{k}2}}{\Delta \omega \Delta \omega}$$
(52)

gdzie a_{k1}, a_{k2} są średnimi współczynnikami absorpcji poszczególnych gazów w zakresie Δω nakładania się pasm.

W przypadku stosowania zależności (51) korzystanie z wzoru (52) nie jest potrzebne. Po wyznaczeniu wzorem (51) oraz w oparciu o tablicę 1 i 2 granic poszczególnych pasm, w zakresie nakrywania się pasm należy przyjąć, że łączna absorpcyjność roztworu gazów wynosi A = 1, co pozwoli określić granice pasm promieniowania roztworu. Emisja własna bryły gazowej w każdym z tych pasm wynosi

$$\dot{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} = F \int_{\omega_{\mathbf{k}}}^{\omega_{\mathbf{k}}} \mathbf{i}_{o\omega_{\mathbf{k}}} d = F \int_{\lambda_{\mathbf{k}}}^{\lambda_{\mathbf{k}}} \mathbf{i}_{o\lambda_{\mathbf{k}}} d$$
(53)

Znaczenie symboli w równaniu (53) jest podobne jak w (36).

4.4. Wzory i zeleżności uproszczone modelu Edwardsa

Zgodnie z teorią Edwardsa dla wyznaczenia wartości współczynnika absorpcji a_k wystarczająca jest znajomość opisanych uprzednio parametrów $\tau_{\rm H1}$, β i $\omega_{\rm H}$. Ostatni z nich wyrażony jest prostym wzorem, jednak pozostałe dwa parametry są określone równaniami (43) - (47) nie nadającymi się do praktycznych obliczeń. We wcześniejszych pracach [13, 14, 15] Edwards podawał zależności prostsze, jednakże ostateczną ich postać osiągnął po analizie bogatego materiału doświadczalnego.

Celem ułatwienia praktycznych obliczeń postanowiono wyprowadzić zależności mniej skomplikowane dające jednak stosunkowo dużą dokładność w porównaniu z wzorami Edwardsa. Opierając się na metodzie najmniejszych kwadratów i biorąc pod uwagę fakt, że funkcje T_{H1} i β są funkcjami ciągłymi w obszarze $T \in [T_{min}, T_{max}]$ poszukiwano takiej funkcji, aby spełniony był warunek

$$\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \left[\beta(T) - f(T)\right]^2 dT = \min$$
(54)

gdzie funkcja f(T) jest szukaną funkcją aproksymacyjną. Podobną zależność można napisać dla funkcji T_{H^+} . Warunek minimum można tu zastąpić nierównością żądając, by strona lewa równania była mniejsza od liczby ε określającej wymaganą dokładność aproksymacji. W celu wyznaczenia współczynników funkcji f(T) można zróżniczkować zależność (54) po czym otrzymuje się układ równań

$$\bigwedge_{i=0...n} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \left(\frac{\partial f}{\partial a_i} \right) \left[\beta(T) - f(T) \right] dT = 0$$
 (55)

W przypadku prostszych funkcji aproksymacyjnych można układ równań (55) rozwiązać analitycznie, dla bardziej skomplikowanych funkcji rozwiązania dogodnie jest szukać metodami numerycznymi. Po przyjąciu przedziału poszukiwanej funkcji w zakresie 500 $\leq T \leq 2000$ K dobrano dla zmiennych $T_{\rm H}$ 1 β funkcje aproksymacyjne w postaci

$$T_{H1k} = A_k \left(\frac{T}{T_0}\right)^{f(x)} \exp\left(E_k \frac{T}{T_0}\right)$$
(56)

oraz

$$\beta_{k} = A_{k} \left(\frac{T}{T_{0}} \right)^{T} \left(x \right) \exp \left(\mathbf{E}_{k} \frac{T}{T_{0}} \right)$$
(57)

gdzie

$$f(x) = B_{k} \left(\frac{T}{T_{0}}\right)^{2} + C_{k} \frac{T}{T_{0}} + B_{k}$$
(58)

Temperaturę T_o przyjęto za Edwardsem równą T_o = 100 K. Wartości stałych A_k , B_k , C_k , D_k , E_k dla poszczególnych pasm promieniowania CO₂ i H_2 O zestawiono w tablicy 5.

Maksymalna odchyłka dobranych równań od funkcji dokładnych (43), (44) 1 (48) nie przekracza wartości 0,7% liczonej w stosunku do dokładnej wartości funkcji $\beta(\mathbf{T})$ lub T_{H1}(**T**). Znaczna część krzywych przebiega z odchyleniami mniejszymi od 0,01%. Przy zagadnieniach, w których wymagana jest mniejsza dokładność obliczeń przedstawione zależności (56) i (57) można uprościć do postaci

$$\beta_{k}(\mathbf{T}) = A_{k}\left(\frac{\mathbf{T}}{\mathbf{T}_{0}}\right)^{B_{k}} \exp\left(C_{k}\frac{\mathbf{T}}{\mathbf{T}_{0}}\right)$$
(59)

$$\hat{T}_{H1k}(T) = A_{k}' \left(\frac{T}{T_{0}}\right)^{B_{k}'} \exp\left(C_{k}' \frac{T}{T_{0}}\right)$$
(60)

Wartości współczynników Ak, Bk Ck zestawiono w tablicy 6.

Przebieg funkcji (61) i (62) pokazano na wykresach rys. 4 - 8 zaznaczając kółkami obliczone punkty. Wpływ uproszczenia wzorów aproksymacyjnych na dokładność obliczeń łącznej emisji gazów nie jest duży, bowiem przy małych wartościach iloczynu pL i niskich temperaturach ~400 °C błąd nie przekracza 1% w stosunku do wartości obliczonych z równań (45) i (48), przy czym wartości błędu zmniejszają się ze zwiększaniem pL i T.



Tablica 5

and the owner where the party is not the											
Gaz	λ	A _k		Bk		C _k		Dk		Ek	
Funkcja		T _{H1} m ⁻¹ bar	β	τ _{H1}	ß	T _{H1}	ß	τ _{H1}	β	τ _{H1}	ß
CO2	15	8029,97	0,01192	0.	0,00123	0.	-0,38273	-1,5	-1,45055	0.	1,55189
	4,3	52797,3	0,04392	0.	0,00133	0,00046	-0,45295	-1,49828	-2,08519	-0,00162	1,85695
	2,7	1123,97	0,01692	-0,00061	0,00180	0,07276	-0,55325	-1,42784	-2,43467	-0,17267	2,21625
	2,0	14,3525	0,03860	-0,00098	0,00218	0,011662	-0,62765	-1,42339	-2,66935	-0,26317	2,47576
H20	20	0,27675	0,14308	-0,00218	0.	0,63102	-0,00004	7,26557	-0,50017	-2,56168	0,00014
	6,3	1560,89	0,06294	0.	0,00015	0.	-0,20879	-1,5	-2,21788	0.	1,02873
	2,7	888,489	0,12274	0.	0.	0,00084	-0,19701	-1,49842	-2,48352	-0,00227	1,02338
	1,87	179,33	0,05856	-0,00044	0,00006	0,06942	-0,21873	-1,34928	-2,49432	-0,19213	1,10167
	1,38	178,479	0,11357	0.	0.	0,03145	-0,22263	-1,34450	-2,79538	-0,11397	1,14843

Wartości współczynników równań korelacyjnych $\tau_{\rm H1}$ i β

¥

Tablica 6

Gaz	λ	Ak		I	k	Ck				
Funkcja		T _{H1} m ⁻¹ bar	β	T _{H1}	β	Т _{н1}	β			
co2	15	8029,97	0,01621	-1,5	1,0428	0,000	0,09263			
	4,3	52807,28	0,06040	-1,5023	0,94295	0,00035	0,11389			
	2,7	920,05	0,02669	-1,6574	1,14954	0,05395	0,11099			
	2,0	10,41	0,06813	-1,7909	1,30861	0,09995	0,10572			
н ₂ 0	20	0,1572	0,14308	3,2564	-0,49986	-0,17686	-0,00001			
	6,3	1560,89	0,03195	-1,5	-0,04411	0.	0,12060			
	2,7	887,367	0,05639	-1,5029	-0,27818	0,00073	0,14189			
	1,87	156,292	0,02627	-1,6605	-0,05507	0,04323	0,13404			
-	1,38	180,950	0,04716	-1,61660	-0, 30319	0,01991	0,15229			

Wartości współczynników uproszczonych funkcji β i $\Upsilon_{\rm H1}$
4.5. Obliczenia wpływu nakładania się pasm emisji

Przy równoczesnym promieniowaniu CO₂ i H₂O pasma emisji tych gazów nakładają się na siebie. Zastępczą emisyjność bryły gazowej oblicza się w tym przypadku z zależności

$$\varepsilon_{g} = \varepsilon_{CO_{2}} + 3\varepsilon_{H_{2}O} - \Delta\varepsilon_{g}$$
(61)

gdzie:

ΔEg

 poprawka wynikająca z częściowego nakładania się pasm emisji CO₂ 1 H₂O,







Rys.10. Zależność poprawki od temperatury

$$\overline{p}L = (p_{CO_2} + p_{H_2O})L$$
 is
 $P = p_{H_2O}/\overline{p}$

 poprawka uwzględniająca wpływ ciśnienia składnikowego pary wodnej na emisyjność H₂O. Wartość tej poprawki można odczytać z wykresów [21,29].

Dla zakresu ciśnień $p_{H_{20}} = 0 \leq p_{H_{20}} < 0,3$ i iloczynu pL < 0,5 m bar słuszna jest zależność opracowana przez autora

$$\zeta = 1 + [0,822 \exp(-0,78 \text{ p L})] p_{\text{H}_20} - 0.5 p_{\text{H}_20}^2$$
 (62)

(dokładność funkcji 3 ± 0,3% w stosunku do danych literaturowych).

Wielkość Až w równaniu (61) była przedmiotem kilku badań i opracowań. Wielu autorów w swoich pracach w oparciu o analizę teoretyczną przeprowadzoną przez Eckerta [9] przedstawia dla obliczania tej poprawki wykresy -rys. 10.

Badaniem tych zależności zajmował się Hottel i Mangelsdorf [20] w roku 1935 oraz Bierljand i Czarusznikow [2] w roku 1963. Rezultaty pracy [2] pokazano na wykresach rys. 11. Zakres badań obejmował stosunkowo wąski obszar sumy iloczynu $\overline{p}L$ ($p_{H_{2}0}l + p_{CO_{2}}l = 0,126; 0,096; 0,068 m atm$). W pracy [29]



Rys.11. Zależność od temperatury dla P = 0.2 (krzywa 1), 0.4 (2), 0.6 (3) 1 0.8 (4)

autor stwierdza, że wartość Af jest nie wielka i w obliczeniach wymiany ciepła przez promieniowanie można ją pominąć.

Wpływ poprawki A8 można ocenić przyjmując przykładowo dla temperatury gazu t = 1000 °C jednakowe iloczyny pł wynoszące pl = 0,05 m atm. Według dostęp nych danych [2] pominiącie poprawki A£ daje błąd względny określenia ε_g wynoszący ~ 20%.

Zaproponowany w niniejszej pracy model emisji o pasmach doskonale czarnych pozwa la w oparciu o dane Edwardsa i wyprowadzone uproszczene funkcje τ_{H1} i β wyznaczyć wartości peprawki Δf . Obliczając oddziel-

37

nie emisje pasmewe CO₂ i H₂O eraz łączną emisję tych gazów z uwzględnieniem nakładania się pasm można napisać zależneść:

$$\Delta \varepsilon = \frac{\sum_{k \in O_2}^{\omega_k^{\#}} \mathbf{i}_{c\omega} d\omega + \sum_{k \in I_2^0}^{\omega_k^{\#}} \mathbf{i}_{c\omega} d\omega - \sum_{k}^{\omega_k^{\#}} \mathbf{i}_{c\omega} d\omega}{\mathbf{G} \mathbf{r}^4}$$
(63)

gdzie: kC0₂, kH₂0 - kolejny numer pasm emisji C0₂ i H₂0, k - kolejny numer pasm emisji łącznej C0₂ + H₂0.

Uzyskane rezultaty obliczeń poprawki $\Delta \varepsilon$ przedstawiono na rysunkach 12, 13, 14, 15. Obliczenia przeprowadzone dla zakresu ciśnień CO₂ i H₂O występujących w piecach przemysłowych O < P_{CO2} < 0,2 bar i O < P_{H2O} < 0,2 bar, przy czym iloczyn pl zmieniał się w zakresie 0,2 < pl < 2 . Wartości poprawek At dla stosunku ciśnień składnikowych P = P_{H2O} / (P_{H2O} + P_{CO2}) w zakresie 0,2 - 0,8 przy różnych wartościach iloczynu pl dla zakresu temperatur 400 - 1600 °C zestawiono w załączniku niniejszej pracy.

4.6. Obliczenia emisji emisyjności CO, i H₂O

Celem porównania modelu Edwardsa z danymi Hottela przeprowadzono obliczenia emisji i emisyjności CO₂ i H₂O. Emisję poszczególnych gazów oraz ich emisyjności można wyznaczyć w oparciu o podane uprzednio zależności. Łączna emisja gazu wynika z równania

$$\dot{\mathbf{b}}_{1} = \sum_{k} \int_{\omega_{k}^{*}}^{\omega_{k}^{*}} \mathbf{1}_{c\omega} \left| \mathbf{d}_{\omega} \right|_{T,pL}$$
(64)

uwzględniającego sumy emisji w poszczególnych pasmach dla zadanej temperatury T i iloczynu pL. Równanie (64) stanowi podstawę obliczeń średniej emisyjności danego gazu

$$e_1 = \frac{e_1}{5T^4}$$
(65)

Przeprowadzone obliczenia emisji i emisyjności CO₂ wykazały, że parametry p oraz L w jednakowym stopniu wpływają na emisyjność, wobec czego wystarczy analizować wpływ iloczynu pL.







Rys.13. Wartości poprawki AE dla P = 0.4









Na wykresach rys. 16 i 17 pokazano średnią emisyjność CO₂ i jego łączną gęstość emisji.



Rys. 16. Srednia emisyjność CO,

Podobne obliczenia przeprowadzeno dla określenia łącznej emisji i średniej emisyjności H_2^0 . W tym przypadku jednak emisyjność w znacznym stopniu zależy od p niż od L, w związku z czym oprócz zmian iloczynu pL należy dodatkowe uwzględniać wpływ ciśnienia składnikowego $P_{H_2^0}$. Z wykresów 18, 19, 20, dla $e_{H_2^0}$ i 21, 22, 23 dla $f_{H_2^0}$ wynika, że ze zwiększeniem ciśnienia składnikowego pary wodnej zwiększa się jej emisja, co jest zgodne z danymi z literatury [18,28,29].

Podane wykresy dla łącznej emisji H_2^0 i CO₂ pozwalają w sposób zadowalający wyznaczyć konieczne do obliczeń wartości poszczególnych emisji. Wykorzystując dodatkowe zależność (65) można napisać równanie

$$\mathbf{e}_{g} = \mathbf{e}_{CO_{2}} + \mathbf{e}_{H_{2}O} - \Delta \mathbf{E} \mathbf{D} \mathbf{T}^{4}$$
(66)

4.



Rys.17. Gęstość emisji CO2



Rys.18. Gęstość emisji H_2^0 dla $P_{H_2^0} = 0,05$ bar



Rys.19. Gestość emisji H_2^0 dla $P_{H_2^0} = 0,1$ bar





Rys.21. Srednia emisyjność H_2^0 dla $p_{H_2^0} = 0$



t 1600 °C



Rys.24. Srednia emisyjność H_20 dla $P_{H_20} = 0,2$

4.7. Wpływ ciśnienia składnikowego na emisie H₂O

Ze względu na zależność emisji pary wodnej w większym stopniu od jej ciśnienia p niż od L, wykresy ujmujące emisyjność H_2^0 według Hottela [21,29], podają jej wartość dla ciśnienia $P_{H_20} \equiv 0$. Wpływ ciśnienia H_2^0 ujęty jest odrębnym współczynnikiem ź (patrz równanie (62)). Zależność tego współczynnika od P_{H_20} została podana w pracy [19] i przebadana do ciśnień 0,4 at przez Timofiejewa i Karsinową [37]. Zależność tę pokazano na wykresie rysunku 25. Dla stwierdzenia zgodności przedstawionych danych z zależnościami Edwardsa przeprowadzono dodatkowe obliczenia dla zakresu ciśnień $0 \leq p_{H_20} \leq 0,2$ bar. Zakres ten wybrano uwzględniając praktyczne ciśnienia pary wodnej w produktach spalania w piecach przemysłowych. W obliczeniach tych, z uwagi na przyjęte założenia Hottela, w równaniu ekreślającym wartość zredukowanego ciśnienia zastępczego gazu równanie (47) przyjęte dla $p_g = p_{H_20}$ wartość zero. Wykonując kolejne obliczenia dla podanego wy-



żej zakresu ciśnień składnikowych H_2^0 określono poprawkę z jako stosunek emisyjności $\epsilon_{H_2^0}$ dla p $\neq 0$ do wartości przy $p_{H_2^0} = 0$. Uzyskane rezultaty przedstawiono przykładowo na rys. 26 dla trzech różnych temperatur t = 400, 1000, 1600 °C oraz trzech ciśnień składnikowych pary wod nej $p_{H_2^0} = 0,05$; 0,1; 0,2 bar. Wykres ten, w stosunku do zaczerpniętego z literatury rys. 25, dla łat-

wiejszej interpretacji przedstawiono w zmienionym układzie współrzędnych. Widać tu wyraźny wpływ temperatury pary wodnej na wartość poprawki 🏅, ze wzrostem której znaczenie wpływu poprawki maleje. Wpływ iloczynu pl. według



Rys.26. Zależneść poprawki uwzględniającej ciśnienie składnikowe pary wodnej

danych Edwardsa jest również różny dla różnych zakresów tego iloczynu. Zmienność krzywych dla pL > 0,2 m bar jest na obu wykresach zgodna (ζ - maleje) podczas gdy dla zakresu pL > 0,01 dla temperatur wyższych od t = 700 °C wartość poprawki zwiększa się do pL \cong 0,2 a przy niższych osiąga maksimum dla pL \cong 0,1 m bar.

4.8. Próba matematycznego ujęcia etrzymanych zależności

4.8.1. Wzory dla obliczania A&

Próbę matematycznego ującia poprawki A& podjąto z uwagi na możliwość zastosowania w praktyce obliczeniowej kalkulatora elektronicznego lub maszyny cyfrowej. Kryteria doboru takiej zależności powinny zapewniać dokładność aproksymacji nie większą niż błędy pomiarów popełniane w badaniach wymiany ciepła promieniewaniem (dokładność pomiarów w pracy [2] wynosi ± 16%) oraz stosunkowo prostą postać wzoru. Poprawka aj jest funkcją trzech zmiennych

$$\Delta \varepsilon = f \left[\mathbf{T}, (\mathbf{p}_{CO_2} + \mathbf{p}_{H_2O}) \mathbf{L}, \mathbf{p}_{H_2O} / (\mathbf{p}_{CO_2} + \mathbf{p}_{H_2O}) \right]$$
(67)

w różny sposób wpływających na jej przebieg. W wyniku analizy kilku postaci równania (67) jeke stesunkowe najprostsze i dające wystarczająco dokładne przybliżenie uzyskane równanie w postaci

$$\Delta \varepsilon = \left[\Lambda \left(\overline{p} L \right)^{B} \exp \left(C \cdot \overline{p} L \right) \right] \left(1 + D \frac{T}{1000} \right)^{n}$$
(68)

gdzie pL = (p_{CO2} + p_{H2O})L, a występujące w równaniu empiryczne współczynniki A, B, C, D opisane są zależnościami:

$$A = - (0,0336 P + 0,0722) \left(\frac{T}{1000}\right)^2 + (0,0784 P + 0,372) \frac{T}{1000} - - (0,0183 P + 0,1863)$$
(59)

$$B = (0,0861 P + 0,1954) \left(\frac{T}{1000}\right)^2 - (0,1949 P + 0,1852) \frac{T}{1000} - (0,0348 P - 1,298)$$
(70)

$$C = - (0,1133 P + 0,3092) \left(\frac{1}{1000}\right)^{2} + (0,455 P + 0,2513) \frac{T}{1000} - - (0,474 P + 0,8287)$$
(71)

$$D = 0,3061 (\bar{p}L)^2 - 0,5747 (\bar{p}L) + 0,2114$$
(72)

Równanie (68) określono dla następującego zakresu zmian parametrów równania (66)

$$400 \le t \le 1600 \ ^{\circ}C$$

 $0,2 \le (p_{CO_2} + p_{H_20})L \le 1,6$ bar =
 $0,2 \le P \le 0,8$

Wykładnik n w równaniu (68) przyjmuje wartości zależne od iloczynu pl (dla 0,1 \leq , pl \leq 0,2 n = - 1, a w pozostałym zakresie n = 1).

Współczynniki równań (68 - 72) wyznaczono metodą najmniejszych kwadratów. W obliczeniach zastosowano metodę kombinowaną wyznaczając w pierwszej kolejności wartości współczymników A, B i C = f(T, pL, P). Po dobraniu postaci równań dla tych współczynników badano wpływ każdego z nich na wyniki obliczeń i dla przyjętych wartości współczymików B i C z równania pierwotnego wyznaczono powtórnie metodą najmniejszych kwadratów współczynniki równania A. Przyjmując w dalszej kolejności jako stała wartości współ czynników B i C oraz A z równania pierwotnego wyznaczone wartości współ czymików zależności D. Metoda taka w powyższym przypadku okazała się jedyna z uwagi na nieliniewość pełnej postaci równania (68). Tak prowadzone obliczenia nie pozwalają na określenie przedziałów ufności współczynników poszczególnych równań. Dokładność aproksymacji dla 650-ciu wartości określone obliczając odchylenia wynikające z otrzymanej zależności od wartości podstawowych. Na rysunku 27 pokazano dystrybuantę rozkładu odchyłek dla wszystkich przyjętych punktów oraz dla poszczególnych wartości P. Oś rzędnych tego wykresu wyraża prawdopodobieństwo uzyskania wyniku w zakresie błędu $+\Delta$ %. Widać wyraźnie, że błędy większe od $\Delta = +5$ % występują z prawdopodobieństwem p = 0,025 , przy czym maksymalna odchyłka nie przekraeza + 9%.



Rys.27. Dystrybuanta rozkładu odchyłek dobranej funkcji dla wszystkich obliczonych punktów (linia ciągłe) oraz dla odpowiednich wartości P

Uzyskane nieliczne odchylenia przekraczające ± 5% wartości funkcji od wartości otrzymanych z obliczeń wystąpują jedynie przy temperaturze 400 °C, co w zagadnieniach wymiany ciepła w piecach ma małe praktyczne znaczenie. Znacznie większą dokładność obliczeń poprawki Δε można uzyskać stosując metodę podaną w punkcie 4.5.

4.8.2. Wzory dla obliczania emisji ścian w zakresie pasm emisji gazów

Równanie (66) pozwala wyznaczyć łączną gęstość emisji CO_2 i H_2O_3 jako funkcję ich temperatury. Gęstość emisji ścian w zakresie przezroczystości i w zakresie emisyjności bryły gazowej jest dodatkowo funkcją temperatury ścian. Uwzględniając zależność

$$\mathbf{e}_{pi} + \dot{\mathbf{e}}_{ei} = \varepsilon_i \mathbf{\mathcal{O}} \mathbf{I}_i \tag{73}$$

wystarczy określić gęstość emisji ściany w zakresie pama emisji bryły gazowej $\dot{\mathbf{e}}_{e1} = \mathbf{f}(\mathbf{T}_1, \mathbf{T}_g, \vec{p}L, P)$ (74)

aby uzyskać rozwiązanie równań (30) 1 (31).

Gęstość emisji gazu jest funkcją tych samych parametrów, za wyjątkiem T_i i dlatego przyjęto założenie, że stosunek obu tych wielkości powinien w głównej mierze zależeć od stosunku T_i/T_g . Dla potwierdzenia słuszności powyższych założeń oraz celem ustalenia funkcji stosunku obu wielkości przeprowadzono obliczenia gęstości emisji ściany dla różnych jej temperatur oraz różnych wartości T_g , pL, P wyznaczając równocześnie łączną gęstość emisji. Gęstość emisji gazu i ściany wyznaczano sumując poszczególne gęstości emisji w pasmach.

W wyniku przeprowadzonej analizy stwierdzono, że stosunek obu tych wielkości nie zależy od P, a wpływ iloczynu pL dla małych wartości T_g (~ 600 K) jest mało istotny dając przy T = 2000 K odchylenia rzędu kilku procent od przyjętej wartości średniej dla zakresu 0,1 < pL < 1,6 m bar. Ostatecznie przyjęto szukać zależności w postaci

$$\dot{\theta}_{ei}/\dot{\theta}_{e} = f(T_{e}, T_{i})$$
 (75)

Badanie kilku postaci różnych funkcji pozwoliło otrzymać następującą zależność (przy 💈 = 1)

$$\frac{\dot{e}_{ec,1}}{\dot{e}_{g}} = 0,006527 \frac{T_{g}}{100} \left[\frac{T_{1}}{T_{g}} - \left(\frac{T_{1}}{T_{g}} \right)^{2} \right]^{1,6} \exp\left(4,2 \frac{T_{1}}{T_{g}}\right) + \frac{T_{1}}{T_{g}} \left[\frac{1}{2} + 2,297\left(1 - \frac{T_{1}}{T_{g}}\right) - 2,833\left(1 - \frac{T_{1}^{2}}{T_{g}^{2}}\right) \right]$$
(76)

Wartości współczynników równania (76) wyznaczono metodą najmniejszych kwadratów dla funkcji niezlinearyzewanej. Dokładność aproksymacji dla 429 obliczonych wartości δ_{sci}/ϵ_g pedane podobnie jak w 4.8.1 określając dystrybuantę rozkładu odchyłek $\pm \Delta \$, rysunek 28. Haksymalne odchylenie wynosi tu $\pm 9\%$ i występuje dwukrotnie dla $T_i/T_g = 0,5$ przy pL = 1,4 i 1,6. Zakres stosowalności równania (76) obejmuje:

$$0,5 \leq T_1/T_g \leq 1$$



Rys.28. Dystrybuanta rozkładu odchyłek Δ funkcji w całym zakresie T_i/T_g oraz dla różnych wartości T_i/T_g

> 0,1 ≤ pL ≤ 1,6 bar m 0,2 ≤ P ≤ 0,8

Wyznaszona z równania (76) wartość gęstości emisji ściany w zakresie emisyjneści bryły gazewej nie uwzględnia emisyjności samej ściany traktując ją jako doskonale czarną. Wyznaczenie gęstości emisji ściany w zakresie przezroczystości i emisyjności bryły gezowej wymaga uwzględnienia wielkości d.

4.8.3. Wzory uwzględniające wpływ ciśnienia pary wodnej na emisję H20

Podobnie jak w punktach 4.81 i 4.8.2 dla określenia wpływu ciśnienia pary wodnej na emisję H₂O poddano analizie matematycznej uzyskane zależności przedstawione w p. 4.7. Dla przebadanego zakresu temperatur 400 \leq t \leq 1600 °C, iloczynu 0,01 \leq P_{H₂O} L \leq 0,8 bar m oraz ciśnień składnikowych 0 \leq P_{H₂O} \leq 0,2 bar uzyskano następującą postać równania

$$3 = A(p_{H_20} L)^B \exp(C p_{H_20} L)$$
 (77)

gdzie współczymniki A, B, C ujęte są zależnościami

$$A = (0,01638 - 0,6895 p_{H_20}) \left(\frac{T}{1000}\right)^2 - (0,04777 - 1,5179 p_{H_20}) \frac{T}{1000} + (0,4406 p_{H_20} + 1,0398)$$
(78)

$$B = (0,0009 - 0,2064 p_{H_20}) \left(\frac{T}{1000}\right)^2 - (0,0017 - 0,6636 p_{H_20}) \frac{T}{1000} + (0,0023 - 0,3414 p_{H_20})$$
(79)

$$c = (0,6278 p_{H_20} - 0,0092) \left(\frac{T}{1000}\right)^2 - (1,5419 p_{H_20} - 0,0269) \frac{T}{1000} + (0,0816 p_{H_20} - 0,0272)$$
(80)

Dokładność aproksymacji, podobnie jak dla funkcji poprzednich, przedstawiono za pomocą dystrybuanty rozkładu odchyłek ± A na rysunku 29.



Rys.29. Dystrybuanta rozkładu odchyłek ± 4 funkcji

4.9. Analiza dokładności uzyskanych rezultatów

Zagadnienie analizy dokładności otrzymanych rezultatów w przeprowadzonych rozważaniach można sprowadzić do porównania otrzymanych wyników z dotychczas istniejącymi danymi stosowanymi w obliczeniach wymiany ciepła przez promieniowanie. W literaturze cytowane są zazwyczaj dane Hottela [18, 25, 28, 29, 34] i większość rozważań porównywanych jest z tymi danymi. Na uwagę zasługuje również praca [32] gdzie autorzy w oparciu e dane spektralne zaproponowali wzór na obliczanie emisyjności pary wodnej i dwutlenku węgla w postaci

$$\varepsilon = \frac{1}{\zeta(4)} \int_{0}^{\infty} \frac{x^{3}}{e^{x} - 1} \left[1 - \exp\left(-\sum_{i} \tau_{i}\right) \right] dx \qquad (81)$$

gdzie:

↓ I - funkcja dzeta Riemana i funkcja gamma,

x = hcy/kT - oznaczenia jak w równaniu (45),

Ti

 parametr uwzględniający własności optyczne pasm promieniowania gazu.

Otrzymane w pracy [32] wartości ε_{CO_2} i ε_{H_2O} dla temperatur ~ 2000 °K dają odchyłki w porównaniu z danymi Hottela ponad 30%, to samo występuje dla ε_{H_2O} przy niższych temperaturach rzędu ~ 300 K. Mniejsze odchyłki około 20% występują dla ε_{CO_2} przy temperaturach ~ 300 K.

W pracy [7] autorzy porównują przeprowadzone badania eksperymentalne emisyjności CO_2 z danymi Hottela uzyskując dokładność 2-3% w zakresie temperatur 700-1050 °C i iloczynu P_{CO_2} L = 0,01 - C,14 m at. Badania tych autorów przedstawione w pracy [2] dotyczące emisyjności pary wodnej wykazują zgodność 3-5% dla zakresu 400-1500 °C przy pL=0,015-0,12 m at.

Hottel w pracy [20] porównując swoje dane z wynikami badań Schmidta dla emisyjności \mathcal{E}_{H_2O} wskazuje na różnice dochodzące do 70% uważając za konieczne prowadzenie dalszych badań w tym zakresie.

Rezultaty uzyskane w niniejszej pracy przedstawiono na wykresach rys. 30 i 31 dla ϵ_{CO_2} i ϵ_{H_2O} w zakresie temperatur 400 - 1600 °C dla





trzech wartości ileczynu pL 0,01; 0,1; 0,8 porównując je z danymi Hottela. Widać, że dla emisyjności dwutlenku węgla wartości obliczone przez autora odchylają się od wartości Hottela maksymalnie o ~7% w przypadku zaś pary wodnej maksymalne odchylenia występują dle niskich temperatur (max 36% dla pL = 0,1 barm i t = 400 °C). Krzywe dotyczące H₂0 przecinają się i dlatego przy temperaturach rzędu 1600 °C występują odchylenia o przeciwnym znaku (max 28% dla t = 1600 °C i pL = 0,01).

W zakresie temperatur 900-1400 °C odchylenia te są znacznie mniejsze dla wartości iloczynu p_{H-0} L > 0,01 m bar.



Rys.31. Porównanie wyników obliczeń & H₂O z danymi Hottela



Rys. 32. Porównanie obliczeń poprawki & z obliczeniami Eckerta

Otrzymane rezultaty obliczeń emisyjności CO2 i H2O oparte na badaniach spektralnych potwierdzają zgodność z danymi Hottela dla ε_{CO_2} , odchylenia występujące w przypadku pary wodnej trudne są do uzasadnienia i wymagają dalszych badań. Wyniki obliczania poprawki 🛆 uwzględniającej wpływ zakładania się pasm emisji porównano z danymi Eckerta na wykresach rys. 32 dla dwu temperatur 538 °C i 980 °C. Przy niższych wartościach temperatur dla zakresu stosurku P = 0,4-0,8 widać stosunkowo dużą zbieżność z obliczeniami Eckerta. Znaczne odchylenia występują dla wyższych temperatur i większych wartości iloczynu $(p_{H_2O} + p_{CO_2})L$. W porównaniu nie brano pod uwagę wyników pracy [2] obejmujących stosunkowo mały zakres iloczynu (PH_0 + PCO_) L. Dla porównania uzyskanych rezultatów obliczeń poprawki uwzględniającej wpływ ciśnienia składnikowego pary wodnej na jej emisyjność, z uwagi na brak w literaturze danych odnośnie wpływu temperatury na tą wartość, pokazano na wykresie (rys. 33) przebieg zmian uśrednionej wartości Z w zakresie temperatur 400 - 1600 °C. Uśrednienie przeprowadzono całkując numerycznie równanie (77) w podanym wyżej zakresie temperatur według zależności

$$\bar{\xi} = \frac{\int_{T_1}^{T_2} \xi(T) dT}{T_2 - T_1}$$

3 1,15 równanie (82) literatura Q2 bai 0.2 bar 1,10 01 bar 01 bar 1,05 = 0.05 bo 1,0 0,1 02 03 0.4 0.6 0,8 0.7

(82)



Z uwagi na stosunkowo małą dokładność wykresów w zakresie ciśnień $p_{H_20} = 0 - 0,1$ bar naniesiono tylko wartości $p_{H_20} = 0,1 1 0,2$ bar według danych literaturowych. Maksymalne odchylenie wartości $\bar{\zeta}$ dla $p_{H_20} L > 0,1$ występuje dla $p_{H_20} = 0,2$ bar i wynosi 2,2 % przy czym charakter przebiegu obu zależności jest różny. Dla $p_{H_20} L = 0,01$ bar m i $p_{H_20} = 0,2$ bar odchylenie wynosi 6,1%. Odchylenia te nie są duże w porównaniu z dokładnością prowadzonych eksperymentów, a uzyskane rezultaty, przy założeniu, że badania spektralne dają znacznie większy zakres informacji od tradycyjnych mogą stanowić podstawę stosowania ich w obliczeniach wymiany ciepła.

5. OBLICZENIA PRZEPŁYWU ENERGII PRZEZ PROMIENIOWANIE W PIECU KOMOROWYM

5.1. Porównanie wyników obliczeń dla modelu gazu szarego

i modelu pasmowego

Dla przeprowadzenia obliczeń porównawczych rozpatrzono realny piec, w którym powierzchnia wsadu i powierzchnia ścian komory stykająca się ze spalinami wynosi $F_1 = 36.9 = 2$ i $F_2 = 53.1 \text{ m}^3$. Emisyjność powierzchni wsadu i ścian komory wynoszą $\tilde{\epsilon}_1 = 0.9$; $\tilde{\epsilon}_2 = 0.87$. Konwekcyjny współczynnik wni kania ciepła ma wartość $\alpha_{k1} = \alpha_{k2} = 20 \text{ W/m}^2$ K. Współczynniki konfiguracji wynoszą $\Psi_{2-1} = 0.69$ oraz $\Psi_{2-2} = 0.31$. Obliczenia przeprowadzono dla za kresu temperatur gazu od 1100 do 1600 °C oraz iloczynów $P_{H_20}L = P_{CO_2}L =$ = 0.04 - 0.4 m bar dla różnych wartości temperatur wsadu i ściany. Uzyskane rezultaty przedstawiono przykładowo na wykresach rys. 34 i 35. Na wykresach tych widać wyraźny wpływ zastosowanej metody obliczeń na otrzymane wartości strumieni ciepła pochłanianego przez wsad Q_1 i oddawanego do ścian komory Q_2 . Przy dużych różnicach temperatur gazu i wsadu obliczane strumionie ciepła różnią się o 30 - 80 %.

Należy zwrócić uwagę na to, że przy obliczeniach za pomocą modelu gazu szarego w celu wyeliminowania wpływu odchyleń pomiędzy danymi Hottela, a wartościami z modelu pasmowego wprowadzono wartości sumarycznej emisji obliczone modelem pasmowym zestawione w dodatku niniejszej pracy. Obliczenia za pomocą modelu gazu szarego opierały się na równaniach z rozdziału 3.1.1. oraz pracy [35], w obliczeniach modelem pasmowym oparto się na wzorach (34) i (35) z rozdziału 3.1.2.



Rys.34. Porównanie wyników obliczeń modelem objętościowym i pasmowym dla t $_g$ = 1100 °C



Rys.35. Porównanie wyników obliczeń modelem objętościowym i pasmowym dla $t_g = 1400$ °C

5.2. Szczegółowa analiza uzyskanych wyników

Rozbieżności w wynikach obliczeń między modelem gazu szarego a modelem pasmowym przeanalizowano na układzie dwuelementowym złożonym z wypukłej bry ły gazowej i otaczającej ją ściąny.

Wszystkie założenia dotyczące układu trójelementowego obowiązują również w rozważanym przypadku.

Dla modelu gazu szarego z równania (26) po przekształceniu wynika wzór na gęstość jasności ściany:

$$h = \frac{e + e_g R}{1 - D R}$$
(83)

Dla modelu pasmowego składowe gęstości jasności w zakresie przezroczystości i absorpcji bryły gazowej można określić z równań (12) i (14) lub z równania (30)

$$\dot{\mathbf{h}} = \frac{\dot{\mathbf{e}}_{\mathrm{p}}}{1 - R} + \dot{\mathbf{e}}_{\mathrm{e}} + \dot{\mathbf{e}}_{\mathrm{g}} R \tag{84}$$

skąd po przekształceniu w oparciu o równanie (32) otrzymamy

$$\dot{h} = \frac{\dot{e} + \dot{e}_{g}R}{1 - R} - \frac{(\dot{e}_{g} + \dot{e}_{g}R)R}{1 - R}$$
 (85)

Dla porównania gęstości jasności wynikającej z modelu gazu szarego i modelu pasmowego równanie (85) sprowadzimy do postaci (83) wprowadzając zastępczą przezroczystość D_z

$$\frac{e + e_{R} R}{1 - D_{Z} R} = \frac{e + e_{R} R}{1 - R} - \frac{(e_{e} + e_{R})R}{1 - R}$$
(86)

Po przeprowadzeniu przekształceń, dla wartości Dz otrzymamy zależność

$$D_z = \frac{\mathbf{e}_p}{\mathbf{e}_p + \mathbf{e}_e \varepsilon + \mathbf{e}_g R \varepsilon}$$
(87)

Bezpośrednią przyczynę występowania ilościowych różnic między obu modelami można wyjaśnić, przekształcając równanie (87) do postaci

$$D_{z} = \frac{\dot{\mathbf{e}}_{p}}{\dot{\mathbf{e}} + (\dot{\mathbf{e}}_{g} \boldsymbol{\varepsilon} - \dot{\mathbf{e}}_{g})R}$$
(88)

Zgodnie z (24) oraz zależnościami określającymi gęstość emisji ściany w zakresie przezroczystości i absorpcji

$$\mathbf{e}_{e} = \varepsilon \mathbf{A}_{g} \circ \mathbf{T}^{4}$$
 (89)

$$\mathbf{e}_{p} = \varepsilon (1 - \mathbf{A}_{g}) \mathbf{G} \mathbf{T}^{4}$$
(90)

przezroczystość bryły gazowej można zapisać zależnością

$$D = \frac{e_p}{e}$$

Spełnienie równoważności obu modeli $(D_z = D)$ wymaga, aby drugi człon mianownika równania (88) był równy zero. Model pasmowy uwzględniając emisję i absorpcję promieniowania w poszczególnych pasmach wykazuje wyraźnie zachodzącą nierówność między obu wielkościami występującymi w mianowniku wzoru (88). Jeżeli $T_g > T$ (co zawsze występuje w zagadnieniach praktycznych) to

$$\dot{e}_{g} \varepsilon > \dot{e}_{e}$$
 (91)

lub

$$e_g > e_{ec}$$
 (92)

Na wykresie rys. 36 pokazano położenie poszczególnych pasm emisji gazu i absorpcji emisji ściany przez gaz. Różnica między obu wielkościami jest widoczna, bowiem obie krzywe nie przecinają się wzajemnie, a różnice pól zakreskowanych pod obu krzywymi są tym większe im większa jest różnica pomiędzy temperaturą gazu i ściany.

Nierówność (91) jest przyczyną różnic pomiędzy obu przezroczystościami

$$D_z < D$$
 (93)

Otrzymany rezultat wyjaśnia różnicę w obliczonych wartościach gęstości jasności ściany, która po zastosowaniu wzoru Eckerta (10) prowadzi do różnic w obliczeniach strumieni energiiobu modelami. Dla potwierdzenia powyższych wywodów poniżej zestawiono przykład obliczeniowy.



Rys.36. Rozkład pasm emisji i absorpcji roztworu CO₂ i H₂O dla gazu i ściany

Tablica 7

Lp.	Wielkość	Symbol	Jednostka	Model gazu szarego	Model pasmowy
1	Temperatura gazu	Tg	K	1373	1 <i>3</i> 73
2	Temperatura ściany	T	K	973	973
3	Emisyjność ściany	ε _i	-	0,9	0,9
4	Iloczyn pL	pL	bar m	0,2	0,2
5	Gęstość emisji gazu	ėg	m ²	44625,7	44625,7
6	Gęstość emisji ściany	ė	$\frac{W}{m^2}$	45737,9	457 <i>3</i> 7,9
7	Gęstość emisji ściany w zakresie absorpcji gazu	e.	<u>W</u> m ²	-	13234,5
8	Gęstość ja sn ości	h	m ²	54081,5	53812,0
9	Strumień ciepła odniesiony do 1 m ² ściany	â	w m ²	29354,1	26928,6

Przykład obliczeniowy dla układu dwuelementowego

6. SZCZEGÒLNE PRZYPADKI PRZEPŁYWU ENERGII W PIECU KOMOROWYM6.1. Wpływ zapylenia gazów na model pasmowego przekazywania energii

W dotychczasowych rozważaniach przyjmowano w niniejszej pracy, że bryła gazu jest niezapylona. Wpływ zapylenia gazu na przekazywanie energii przez promieniowanie w piecach komorowych nie był dotychczas przedmiotem szczegółowej analizy.

Przyczyną takiego stanu rzeczy może być stosunkowo małe stężenie pyłu w spalinach występujące w piecach grzejnych. Badania prowadzone nad składem i pochodzeniem pyłu osiadającego się w rekuperatorach [23] wykazały, że zawiera on ~ 50 - 60 % SiO_2 i ~ 40 % tlenków żelaza. Udziały gramowe składników pyłu osadzającego się w rekuperatorach pieca grzejnego opalanego mazutem według danych [23] wynosiły 9,7 % Na₂O ; 2,9 % K₂O ; 2,9 % C; 0,25 % S ; 68,0 % SiO_2 ; 12,75% Al₂O₃ ; 8,45% Fe₂O₃ (podana analiza chemiczna nie jest dokładna z uwagi na sumę udziałów przekraczającą 100%). W skład pyłu zgodnie z [23] wchodzą drobne cząsteczki zgorzeliny, wymurówki żużla itp. W innych pozycjach źródłowych, np. [33], brak jest danych odnośnie składu i struktury pyłu w piecu komorowym.

Do dalszych rozważań, z uwagi na rodzaj paliwa stosowanego do epalania pieców (głównie paliwo gazowe) oraz organizację procesu spalania przyjmuje się możliwość występowania pyłu nie świecącego (brak sadzy) głównie pochodzenia mineralnego.

6.1 1. Emisia gazów zapylonych

Zagadnieniu promieniowania gazów zapylonych poświącone były liczne prace zebrane w takich monografiach, jak [3,26,29,34]. Najszerzej zagadnienie to ujęte zostało w [3]. Z uwagi na rozproszenie cząsteczek pyłu, gaz zapylony stanowiący układ ciał nieprzezroczystych, może być traktowany tak, jak czynnik pochłaniający w całej objętości [26]. Monochromatyczną przezroczystość gazu zapylonego można wyznaczyć z zależności

$$D_{\lambda ij} = \exp\left(-k_{\lambda}L\right) \tag{94}$$

gdzie k, jest monochromatycznym współczynnikiem absorpcji, a L średnią długością drogi promieniowania. Dla wartości k, w pracy [3] w oparciu o doświadczenia Gurwicza, Błocha i Nosowickiego podano zależność opartą na badaniach pyłów popiołów weglowych w spalinach

$$k_{\lambda} = 6 k_0 \frac{\delta p}{\beta} \sqrt[3]{\frac{1}{d^2 \lambda}} = 1$$
 (95)

gdzie:

- k_o wielkość stała, niezależna od temperatury określona własnościami materiałowymi (wartości k_o dla pyłu popiołu węglowego podano w [3], str. 213, [26], str. 724, [29], str. 119),
- $\gamma_{\rm p}$ stężenie pyłu w gazie, kg/m³,
 - Q gęstość substancji ziarna pyłu, kg/m³,
- λ długość fali, m,
 - d średnica zastępcza cząsteczek pyłu w przeliczeniu na cząsteczki kuliste, m.

Zastosowanie w równaniu (95) podawanych w literaturze stężeń pyłu odniesionych do objętości gazu w warunkach normalnych \mathcal{T}_{pn} (kg/m³_n) wymaga wprowadzenia dodatkowej zależności w postaci

$$\mathcal{X}_{p} = \mathcal{Y}_{pn} \frac{\mathbf{v}_{n}}{\mathbf{v}} \cong \mathcal{Y}_{pn} \frac{\mathbf{T}_{n}}{\mathbf{T}_{g}}$$
 (96)

gdzie v_n i v oznaczają objętości właściwe gazu w temperaturze normalnej i temperaturze gazu T_g. Druga część wzoru jest słuszna dla R = idem i $p_g = p_n$.

W rozpatrywanym w pracy pasmowym modelu przekazywania energii wpływ zapylenia gazu występuje jedynie w pasmach, w których gaz jest przezroczysty. Dla pasm emisji i absorpcji gazu zgodnie z p.3.3 przyjmuje się, że łączna absorpcyjność gazu i pyłu równa jest jedności. Gęstość emisji pyłu w zakresie jednego pasma przezroczystości gazu może być po zastosowaniu wzorów (94) i (95) oraz po wprowadzeniu liczby falowej & zapisana w pestaci

$$\dot{e}_{u}^{o} = \int_{\omega_{k}^{m}}^{\omega_{k}+1} i_{c\omega} \left[1 - \exp\left(-6 k_{o} - \frac{\partial}{g} \sqrt[3]{\omega} \sqrt{\frac{\omega}{d^{2}}} L\right)\right] d\omega$$
(97)

Całkowanie przebiega w granicach od ω_k^{*} - położenia końcowego pasma absorpcji do początku ω_{k+1}^{*} następnego pasma.

6.1.2. Modyfikacja wzorów z uwzględnieniem gazu zapylonego

W celu uwzględnienia zapylenia gazu przeprowadzono modyfikację wzorów podanych w punkcie 3.3. W zakresie przezroczystości bryły gazowej należy w równaniach bilansu gęstości jasności uwzględnić absorpcję i emisję promieniowania przez pył. Równanie (4) przyjmie postać

$$\hat{h}_{i}^{o}(1 - \Psi_{i-i} D_{ui}^{o} R_{i}) = \hat{e}_{i}^{o} + \hat{e}_{u}^{o} R_{i} + R_{i} \sum_{\substack{j \neq 1 \ j \neq 1 \ j = 1}}^{p} \hat{h}_{j}^{o} \Psi_{i-j} D_{uj}^{o}$$
 (98)

gdzie eu uwzględnia gęstość emisji pyłu w zakresie pasm przezroczystości bryły gazowej.

Dla zakresu nieprzezroczystości bryły gazowej przy uwzględnieniu założeń punktu 3.3 równanie gęstości jasności w paśmie można zapisać w postaci

$$\dot{\mathbf{h}}_{\underline{i}}^{k} = \dot{\mathbf{e}}_{\underline{i}}^{k} + \dot{\mathbf{e}}_{g}^{k} \mathbf{R}_{\underline{i}}$$
(99)

Srednią przezroczystość bryły gazowej dla promieniowania ściany o temperaturze T_i w zakresie jednego pasma przezroczystości bryły gazowej wyznacza się z zależności

$$D_{u1}^{0} = \frac{\int_{\omega_{k}^{w}}^{\omega_{k+1}} i_{e\omega} (\bar{r}_{1}) [1 - exp(-k_{\lambda} L)] d\omega}{\int_{\omega_{k}^{w}}^{\omega_{k+1}} i_{e\omega} (\bar{r}_{1}) d\omega}$$
(100)

Dla układu trójelementowego po zsumowaniu gęstości jasności w pasmach otrzymamy dla obu ścian równania określające łączną ich gęstość jasności

$$\dot{\mathbf{h}}_{1} = \frac{1}{2} \left\{ e_{1} \left(1 - \varphi_{22} D_{u2} R_{2} \right) + R_{1} D_{u1} \left(e_{p2} - e_{01} \varphi_{21} D_{u2} R_{2} \right) + e_{pu} R_{1} \left[1 - R_{2} \left(\varphi_{22} D_{u2} - D_{u1} \right) \right] \right\} + e_{g} R_{1}$$
(101)
$$\dot{\mathbf{h}}_{2} = \frac{1}{M_{p}} \left[\dot{\mathbf{e}}_{p1} \, \varphi_{21} \, D_{u2} \, R_{2} + \dot{\mathbf{e}}_{2} - \dot{\mathbf{e}}_{e2} \, D_{u2} \, R_{2} (\varphi_{22} + \varphi_{21} \, D_{u1} \, R_{1}) + \dot{\mathbf{e}}_{pu} \, R_{2} (1 + \varphi_{21} \, D_{u2} \, R_{1}) \right] + \dot{\mathbf{e}}_{g} \, R_{2}$$
(102)

gdzie

$$V_{\rm p} = 1 - D_{\rm u2} R_2 (\varphi_{22} + \varphi_{21} D_{\rm u1} R_1)$$

oraz

$$\dot{\mathbf{e}}_{pu} = \sum_{o=1}^{p} \dot{\mathbf{e}}_{u}^{o} \tag{103}$$

Wartości strumieni ciepła oblicza się po zastosowaniu równania (21).

6.1.3. Porównanie wyników obliczeń

1

Zgodnie z [3,26] wartości k w równaniu (105) przebadano dla popiołu różnych węgli, co nie w pełni odpowiada własnościom pyłu w piecu komorowym. Dane słuszne są dla zakresu doświadczeń 670 \leq T \leq 1470 K, 10 \leq $\gamma_{rm} \leq$ 250 g/m_p^3 . Z uwagi na dopuszczalne stężenie pyłu w spalinach płynących do rekuperatora wynoszące $\mathcal{T}_{pn} = 10 \text{ g/m}_n^3$ powyższe dane zastosowano dla zakresu $0 \leq V_{\text{on}} \leq 10 \text{ g/m}_{n}^{3}$. Wartość k_o dla $? = 2670 \text{ kg/m}^{3}$ i zastępczej średnicy cząsteczki pyłu 4,6 < d < 11,1 14 wynosi 0,15. Srednią długość drogi promieniowania przyjęto zmieniać w zakresie 0 < L <2 m. Uzyskane wyniki dla danych p. 5.1 przedstawiono przykładowo na rys. 37 i 38. Mogą one z uwagi na przyjęte założenia, stanowić jedynie podstawę jakościowej analizy wpływu zapylenia gazu na wymianę ciepła. Przedstawione rezultaty obejmują stałą wartość sumy ciśnień składnikowych CO₂ i H₂O przy zmiennej średnicy długości drogi promieniowania L. Stężenie pyłu 🍸 powoduje wyraźny przyrost strumienia ciepła co można wyjaśnić zwiększeniem emisji pyłu w zakresie pasm przezroczystości gazu. Zwiększenie zasiępczej średnicy cząstek pyłu dla wartości d > 5µ (zakres obliczeń) powoduje zmnieszanie strumienia ciepła.

Na intensyfikację strumienia ciepła wpływa również średnia długość drogi promieniowania. Dla pełnego opracowania zagadnienia wpływu zapylenia gazu na wymianę ciepła w piecu należałoby podjąć badania celem określenia



Rys.37. Wpływ zapylenia gazu na strumień ciepła pochłanianego przez wsad dla $t_g = 1000$ °C i temperatury wsadu $t_1 = 700$ °C

73





Rys.38. Wpływ zapylenia gazu na strumień ciepła pochłanianego przez wsad dla t_g = 1200 °C i temperatury wsadu t₁ = 900 °C

struktury pyłu i jego własności promienistych, a także oddziaływania na wsad i ściany komory.

Dane takie byłyby podstawą analizy ilościowej dającej przy zastosowaniu rachunku ekonomicznego możliwość intensyfikacji procesu wymiany ciepła na drodze ewentualnego sztucznego zapylenia gazu.

6.2. Uwzględnienie wpływu temperatury i długości fali na emisyjność ścian

6.2.1. Wpływ długości fali oraz temperatury na emisyjność ścian

Zagadnieniu temu poświęcono liczne prace zebrane w takich opracowaniach jak [6,26,34,29]. W niniejszej pracy mogą znaleźć zastosowanie zależności dotyczące monochromatycznej emisyjności metali (wsad pieca) oraz dielektryków nieprzezroczystych (ściany pieca). Dla czystych metali znane są zależności pomiędzy stałymi optycznymi, a parametrami elektrycznymi w postaci aproksymacji Drudego lub Hagena i Rubensa. Wzory te w przypadku metalu (stali) nagrzewanego w piecu nie mają większego praktycznego znaczenia, bowiem narastająca na powierzchni metalu warstwa tlenków, przeważnie nieprzezroczysta dla promieniowania podczerwonego, zaczyna w miarę podwyższania temperatury i narastania grubości warstwy tlenków decydować w coraz większym stopniu o emisyjności powierzchni metalu. W literaturze brak jest danych odnośnie monochromatycznej emisyjności powierzchni metalu, zależnej również od składu chemicznego tlenków, ich struktury i podłoża metalowego oraz chropowatości powierzchni itd. Z tego powodu do analizy przyjęto zało- ϵ_1 = idem dla danej temperatury metalu i całego zakresu λ . żenie

W oparciu o [29] przyjmując, że w zakresie temperatur 800 - 1200 °C emisyjność szamotu można w uproszczeniu wyrazić liniową funkcją temperatury (bliższa rzeczywistości byłaby aproksymacja paraboliczna), a także wykorzystując dane odnośnie monochromatycznej, jej emisyjności (rys. 39) dla dwu różnych temperatur, ustalono przybliżoną zależność w postaci

$$\varepsilon_{\lambda T} = (A\lambda + B) \frac{T}{100} + (C\lambda + D)$$
(104)

przy czym wpływ długości fali ujęto zależnościami liniowymi w czterech zakresach długości fal 0-2µ; 2-3,2µ; 3,2-4,5µ oraz 4,5-∞. Posia-



Rys.39. Emisyjność monochromatyczna szamoty [29] [40]

dane dane po zastosowaniu metody najmniejszych kwadratów pozwoliły określić wartości współczynników empirycznych A, B, C, D. Wartości te zestawiono w tablicy 8.

Tablica 8

Zakres	A	В	С	D
0-2	0,0583	-0,1413	-0,9125	2,7067
2-3,2	0	-0,0246	0	0,8816
3,2-4,5	0,0502	-0,1854	-0,4289	2,2542
4,5-00	0	0,0405	0	0, 3241

Wartości współczynników równania (104)

Uzyskana zależność (104) jest znacząym uproszczeniem, a zastosowanie jej w obliczeniach pozwoli wskazać, jak istotny jest wpływ uwzględniania zmian emisyjności ścian z długością fali i temperaturą.

Po zastosowaniu równania (104) gęstość emisji ściany w zakresie poszczególnych pasm absorpcji i przezroczystości gazu określa się z zależności

$$\mathbf{e}_{1} = \int_{\omega'}^{\omega} \mathbf{\hat{t}}_{c\omega} \mathbf{1}_{c\omega} d\omega \qquad (105)$$

gdzia funkcję $\varepsilon_{\omega T}$ uzyskuje się po wprowadzeniu do równania (104) odwrotności długości fali wyrażonej w μ^{-1} .

6.2.2. <u>Możliwość uwzględnienia w obliczeniach zmiennej</u> emisyjności ścian

Zastosowanie w obliczeniach zmiennej emisyjności ścien wymaga modyfikacji podanych dotychczas zależności. Zastosowanie równań (4) i (6) dla układu zamkniętego oraz równań (12), (13), (14), (15) dla układu trójelementowego wymaga wprowadzenia dodatkowego pojęcia "emisyjności przedziałowej ściany". Emisyjność ta uwarunkowana jest położeniem poszczególnych pasm absorpcji lub przezroczystości gazu i wynika z zależności

$$\mathcal{E}_{1}^{\mathbf{k},a} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{\lambda T} \mathbf{i}_{c\lambda} d\lambda}}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{i}_{c\lambda} d\lambda}$$
(106)

Przy założeniu, że spełnione jest prawo Lamberdta wprowadzona emisyjność przedziałowa ściany jest równoważna emisyjności półprzestrzennej danego pasma. Równanie (106) pozwala określić refleksyjność przedziałową ściany z zależności

$$\mathbf{R}^{\mathbf{k},\mathbf{0}} = 1 - \varepsilon^{\mathbf{k},\mathbf{0}} \tag{107}$$

Dla układu trójelementowego przy zastosowaniu modelu pasm czarnych otrzymamy po zastosowaniu powyższych zależności następujący układ równań dla wyznaczenia gęstości jasności

$$\bigwedge_{0=1...p} \dot{h}_{1}^{o} = \frac{1}{\tilde{M}} \left[\dot{e}_{1}^{o} (1 - R_{2}^{o} \Psi_{2-2}) + e_{2}^{o} R_{1}^{o} \right]$$
(108)

$$\bigwedge_{D=1...p} \dot{h}_{2}^{o} = \frac{1}{\tilde{m}} \left(\dot{e}_{2}^{o} + \dot{e}_{1}^{o} H_{2}^{o} \mathcal{G}_{2-1} \right)$$
(109)

$$\bigwedge_{k=1...t} \dot{\mathbf{h}}_{1}^{k} = \dot{\mathbf{e}}_{1}^{k} + \dot{\mathbf{e}}_{g}^{k} \mathbf{R}_{1}^{k}$$
(110)

$$\bigwedge_{k=1,\ldots,t} \stackrel{*_k}{h_2} = \stackrel{*_k}{e_2} + \stackrel{*_k}{e_g} R_2^k$$
(111)

Łączna gęstość jasności poszczególnych powierzchni wynika z wzoru

$$\dot{h}_{i} = \sum_{o=1}^{p} \dot{h}_{i}^{o} + \sum_{k=1}^{t} \dot{h}_{i}^{k}$$
 (112)

Strumienie energii można obliczyć przez zastosowanie wzoru Eckerta dla każdego z pasm

$$\bigwedge_{p=1...p} \dot{e}_{1}^{o} = \frac{F_{1}}{R_{1}^{o}} \left(\epsilon_{1}^{o} \dot{h}_{1}^{o} - \dot{e}_{1}^{o} \right)$$
(113)

$$\bigwedge_{k=1...t} \dot{q}_{\underline{i}}^{k} = \frac{F_{\underline{i}}}{R_{\underline{i}}^{k}} \left(\varepsilon_{\underline{i}}^{k} \dot{h}_{\underline{i}}^{k} - \dot{e}_{\underline{i}}^{k} \right)$$
(114)

przy czym wielkości Q⁰ i Q^k mają czysto umowne znaczenie. Całkowity strumień energii pochłaniany przez ścianę oblicza się z równania podobnego do (112)

$$\dot{a}_{1} = \sum_{o=1}^{p} \dot{a}_{1}^{o} + \sum_{k=1}^{t} \dot{a}_{1}^{k}$$
 (115)

Zastosowanie w rozważaniach wzoru Eckerta można uzasadnić następującym rozumowaniem. Dla pasm emisji lub przezroczystości (D=O lub D=1) rozważmy bilanse energii dla osłony kontrolnej poprowadzonej nad i pod powierzchnią ściany (rys. 40). Rozważania dotyczące jednostkowej powierzchni ściany pro-



Rys.40. Bilanse energii nad powierzchnią ściany - a i pod jej powierzchnią - b dla wszystkich pasm

wadzą do zależności

dla przypadku - a

$$\dot{q}_{i} = \sum_{r} \left(\dot{e}_{g}^{r} + \sum_{j} \dot{h}_{j}^{r} \varphi_{ij} D_{j}^{r} - \dot{h}_{i}^{r} \right)$$
(116)

dla przypadku - b

$$\dot{q}_{i} = \sum_{r} \left[-\dot{e}_{i}^{r} + A_{i}^{r} \left(\sum_{j} \dot{h}_{j}^{r} \varphi_{ij} D_{j}^{r} + \dot{e}_{g}^{r} \right) \right]$$
(117)

Z warunku równości poszczególnych składników sum w równaniach (116) i (117) dochodzimy do zależności

$$\dot{q}_{1} = \sum_{r} \frac{1}{R_{1}^{r}} \left(\pounds_{1}^{r} \dot{h}_{1}^{r} - \dot{e}_{1}^{r} \right)$$
 (118)

Suma r obejmuje pasma emisji i przezroczystości i można rozbić ją na składowe

$$\dot{q}_{1} = \sum_{k} \frac{1}{R_{1}^{k}} \left(\epsilon_{1}^{k} \dot{n}_{1}^{k} - \dot{e}_{1}^{k} \right) + \sum_{o} \frac{1}{R_{1}^{o}} \left(\epsilon_{1}^{o} \dot{n}_{1}^{o} - \dot{e}_{1}^{o} \right)$$
 (119)

Zależność (119) jest równoważna zależności (115) po poznożeniu przez wielkość powierzchni ściany.

Dla oceny wpływu zmiennej emisyjności ścian na wymianę ciepła w oparciu o dane przedstawione w p. 6.2.1. oraz powyższe zależności wykonano obliczenia poszczególnych strumieni ciepła w układzie trójelementowym. Uzyskane rezultaty pokazano przykładowo na wykresach rys. 41 i 42. W obliczeniach przyjęto dane podane w punkcie 5.1.

Dla małych wartości pL oraz temperatury gazu ~ 1000 °C różnice w wynikach obliczeń są nieznaczne i nie przekraczają ~ 2 %. Przy temperaturach wyższych różnice między wynikami są większe i dochodzą maksymalnie do ~ 4% przy pL = 0,4 bar m. Z przedstawionych wykresów widać, że wartości obliczonych strumieni ciepła z uwzględnieniem zmiennej emisyjności ściany są mniejsze niż w przypadku cE = idem. W obliczeniach porównawczych cE = idemokreślano z zależności



Rys.41. Wpływ zmiennej emisyjności ściany na wyniki obliczeń strumieni ciepła



Rys.42. Wpływ zmiennej emisyjności na wyniki obliczeń strumieni ciepła

$$\varepsilon = \frac{\int_{0}^{\infty} \varepsilon_{\lambda T} \, \mathbf{i}_{c\lambda} \, d\lambda}{\mathbf{G} \, T^4} \tag{120}$$

Podana metoda obliczeń, po uzyskaniu dokładniejszych danych o zależności emisyjności od λ i T, może stanowić podstawę dokładniejszej analizy tego zagadnienia.

7. WYNIKI BADAN EKSPERYMENTALNYCH7.1. Opis badanego obiektu

Teoretyczna analiza przedstawiona w niniejszej pracy z uwagi na liczne założenia upraszczające wymaga sprawdzenia na drodze eksperymentalnej. Badaniom poddano przemysłowy piec komorowy typu PGKK 40/60 rys. 43 wyposażony w dodatkową aparaturę pomiarową. W każdej ze ścian bocznych oraz sklepieniu pieca zainstalowano termoelementy pozwalające mierzyć temperaturę w dwu lub trzech punktach powierzchni, w zależności od wielkości



Rys. 43. Widok i przekrój pieca komorowego typu PGKK 40/60.



Rys. 44. Schemat instalacji pomiarowej komory pieca.

A-analiza chemiczna (chromatograf, Orsat), KS-kanały spalinowe, M-pomiar spadku ciśnienia, TR-pomiar temperatur termometrami oporowymi, P-palniki typu GN, PR-układ kompensacyjno-pomiarowy z rejestracją temperatury, R-rotametry, W-wentylator dmuchu, Z-kryza pomiarowa. ściany i usytuowania w niej elementów wyposażenia pieca (palniki, kanały spalinowe).

Wsad na powierzchni trzonu pieca imitowano kalorymetrem wodnym, na który nałożono płaską płytę stalową z zabudowanymi w niej termoelementami. Zastosowany układ termoelementów pozwala określić temperaturę w dziewięciu punktach powierzchni. Pomiędzy płytą, a kalorymetrem z uwagi na niedokładne przyleganie, występuje szczelina, częściowo niwelowana śrubami ściągającymi. W kalorymetrze wykonano kanały nawrotne zwiększające w istotny sposób długość drogi przepływu wody. Na zewnętrznej powierzchni dna kalorymetru spoczywającego na trzonie pieca oraz w jego ścianach bocznych umieszczono w specjalnych wgłębieniach czujniki oporowe (Pt-100) do pomiaru temperatury ściany (rys. 44).

Temperaturę gazów w komorze pieca mierzono za pomocą sondowania termoparą odciągową Pt-Rt Rh.

Komora robocza pieca ma wymiary pokazane na rysunku 45 oraz długość wynoszącą 1000 mm. W obu ścianach bocznych umieszczono palniki typu GN-40





z cofniętą kształtką palnikową zasilane gazem koksowniczym. Wykonanie takie jest korzystne z uwagi na dyfuzyjny przebieg spalania w palniku GN i nie powoduje obniżania temperatury gazów w komorze substratami o niższej temperaturze. Każdy z palników w przeciwległej ścianie przy powierzchni trzonu pieca ma otwór

odlotowy spalin łączący się z kanałem spalinowym danej strony pieca. Kanały spalinowe umieszczone pod trzonem pieca mają dodatkowe zadanie ogrzewanie pieca od dołu.

Zastosowany układ palników pozwala na dość dobrą regulację rozkładu temperatur w komorze, przez odpowiednie regulowanie poszczególnych palników.

Przy zewnętrznej powierzchni pieca zainstalowano układ czujników opo-

rowych dla wyznaczania temperatury powierzchni w celu określenia straty ciepła do otoczenia.

7.2. Metoda badań

Schemat przepływu ciepła w badanym piecu pokazano na rysunku 46. W komorze pieca uwzględnicno strumienie ciepła przekazywane przez promie-



Rys. 46. Schemat przepływu ciepła w badanym piecu.

niowanie i konwekcję do wsadu i powierzchni ściany. Strumień ciepła przekazywany do otoczenia rozdzielono na składniki uwzględniające konwekcję i wypromieniowanie energii. Równanie bilansu energii kalorymetru można zapisać w postaci

$$a_{kal} = a_{r1} + a_{k1} + a_{p1}$$
 (122)

gdzie Q_{kal} jest strumieniem ciepła określonym na podstawie znanego przyrostu temperatury wody według równania

$$Q_{kal} = G_w c_w (T_{w2} - T_{w1})$$
 (23)

Dla określenie strumienia ciepła równoważnego strumieniowi energii przekazywanej przez promieniowanie konieczne jest wyznaczenie dwu pozostałych strumieni ciepła opi przekazywanego do kalorymetru przez dno i ściany boczne oraz o_{k-1} przekazywanego przez konwekcję. Oba strumienie można ująć znanymi zależnościami

$$a_{p1} = F_k K_k T_m$$
(124)

oraz

$$\dot{o}_{k1} = F_k \alpha_k (T_g - T_1)$$
 (125)

gdzie:

- F_1 F'_k powierzchnia "órna kalorymetru i łączna powierzchnia dna i boków, $(F_k = 0.005, F'_k = 0.733 m^2)$,
 - K_k współczynnik przekazywania ciepła przez dno kalorymetru, W/m² K,

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \frac{5}{\lambda}}$$

- α_k konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła, w/m² K,
 - T_m średnia różnica temperatur ściany kalorymetru T_{kal} i wydy (T_{w1} , T_{w2}), K.

Sprawdzenie wyznaczonego z równania (124) strumienia Q_{p1} można przeprowadzić obliczając jego wartość z bilansu dolnej części pieca

$$-\Delta I = Q_{p1} + Q_{ot}$$
(126)

gdzie ΔI jest spadkiem entalpii spalin od temperatury T_g do temperatury T_{sp} na wylocie z pieca, a Q'_{ot} jest sumą strumieni ciepła pokazanych na rys. 46 według zależności

$$\dot{Q}_{ot} = \dot{Q}_{k} \text{ ot } + \dot{Q}_{r} \text{ ot}$$
 (127)

Przyjmując, że strumień ciepła na zewnątrz przekazywany jest przez konwekcję swobodną, a strumień energii promienistej przekazywany do otoczenia można obliczyć jak dla układu Christiansena ($\varepsilon_{ot} = 1$) można zapisać równanie (127) w postaci

$$\boldsymbol{\varrho_{ot}} = \mathbf{F}_{2} \left[\vec{\alpha}_{k} \left(\mathbf{T}_{p} - \mathbf{T}_{pom} \right) + \boldsymbol{\ell}_{p} \boldsymbol{\mathcal{G}} \left(\mathbf{T}_{p} - \mathbf{T}_{pom}^{4} \right) \right]$$
(128)

gdzie:

- ak średni konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła uwzględniający konwekcję swobodną na pionowej i płaskiej powierzchni pieca, W/m² K,
- $\varepsilon_{\rm p}$ emisyjność pieca,

T_p, T_{pom} - temperatura powierzchni zewnętrznej pieca i pomieszczenia odbierającego ciepło, K,

F₂ - powierzchnia dolnej części pieca, m².

Ciepło Q, pochłaniane przez ściany pieca wynika z bilansu komory

$$\mathbf{\dot{E}_{ch}} + \Delta \mathbf{I}_{a} = \mathbf{Q}_{2} + \mathbf{Q}_{r1} + \mathbf{Q}_{k1} + \mathbf{I}_{sp}$$
(129)

gdzie:

E_{ch} - energia chemiczna paliwa, W,

ΔI - przyrost entalpii powietrza, W,

I _ entalpia spalin odpływających z komory, W.

Wyniki pomiarów oraz wartości obliczone z równań (122) - (129) podano w tablicach 11 i 12.

7.3. Zestawienie wyników pomiarowych

Badany obiekt charakteryzują wielkości zestawione w tablicy 9. Współczymniki konfiguracji podano dla układu dwuelementowego wsad - ściana.

Tablica 9

Lp	Wielkość	Sym- bol	Wy- miar	Wartość
1.	Powierzchnia wsadu	F ₁	m ²	0,605
2.	Powierzchnia pozosta- łych ścian	F ₂	<u></u> 2	2,593
3.	Powierzchnia górna kalorymetru	Fk	_m ²	0,600
4.	Powierzchnia dolna i boczna kalorymetru	Fk	_m ²	0,733
5.	Srednia długość dro- gi promieniowania	L	m	0,427

Zestawienie wielkości charakteryzujących piec PGKK 40/60

c.d. tablicy 9

6. 7. 8. 9.	Powierzchnia dolnej części pieca Emisyjność wsadu Emisyjność ścian Współczynnik konfiguracji Uśredniony skład gazu koksowniczego	F_{2} ϵ_{1} ϵ_{2} g_{1-2} g_{2-2} c_{0} c_{0} C_{2} c_{0} C_{1} C_{2} c_{0} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{2} C_{1} C_{1} C_{2} C_{2} C_{2} C_{2} C_{1} C_{2}	m ² % % % %	4,246 0,960 0,590 .0,233 0,767 4,000 2,800 0,700 9,300 44,600 24,600 14,000
		2	1	

W przypadku analizowania układu pięcioelementowego (cztery ściany i bryła gazu) pokazanego na rys. 47, gdzie ściany naprzeciwległe oznaczono cyframi 2 i 3, wartości współczynników konfiguracji podano w tablicy 10.

Tablica 10

Wartości współczynników konfiguracji 9

N.	1	2	3	4
1	0,000	0,310	0,274	0,416
2	0,234	0,133	0,317	0,316
3	0,218	0,334	0,095	0,353
4	0,301	0,300	0,319	0,080



Rys. 47. Układ powierzchni pieca (pięcioelementowy).

Powyższy układ oraz układ czteroelementowy (powierzchnie 2 i 3 mają jednakową temperaturę) rozpatrywano w początkowej fazie badań traktując każdą ze ścian jako element izotermiczny. Wskazane w punkcie 7.1 możliwości regulacji rozkładu temperatur pozwoliły dla stanu ustalonego pieca osiągać odchylenia nie większe od ~20 K we wskazaniach poszczególnych termoelementów zabudowanych przy powierzchni ścian 2, 3 ± 4. Rozbieżności wartości temperatury gazu w komorze nie przekraczały w miejscach pomiarowych ~ 50 K, co stanowi ~4 % odchylenia dla gazu przy ~2 % odchylenia temperatur dla ściany. Wstępne pomiary i obliczenia wykazały niewielki wpływ różnic temperatury ścian na wynik obliczeń i dlatego do dalszych rozważań przyjęto układ dwupowierzchniowy (trójelementowy).

Wyniki pomiarów dla 34 serii pomiarowych po uśrednieniu wartości podano w tablicy 11.

7.4. Zestawienie wyników obliczeń

Przedstawiona w punkcie 7.3 metoda badań wymaga określenia występujących w równaniach (124), (125), (128) konwekcyjnych współczynników wnikania ciepła. Określenie współczynnika wnikania ciepła od ścianki do wody (równ. (124)) oraz współczynnika wnikania ciepła od ściany pieca do otoczenia (równ. (128)) dla konwekcji swobodnej jest możliwe w oparciu o znane i szeroko stosowane równania kryterialne. Trudniej jest wyznaczyć występujący w równaniu (125) współczynnik wnikania ciepła od spalin do wsadu, gdyż zależy on od nieznanego rozkładu prędkości gazów w komorze. Dlatego za pomocą specjalnie skonstruowanej sondy do pomiaru ciśnienia dynamicznego zbadano rozkład prędkości w komorze pieca.

W całym zakresie badanych wartości natężeń przepływu gazu i powietrza (w warstwie spalin o grubości 20 - 50 mm) stwierdzono występowanie bardzo małej prędkości spalin przy ściance kalorymetru. Dlatego przyjęto w dalszych rozważaniach, że przy powierzchni górnej kalorymetru wystąpi tylko konwekcja swobodna. Dla obliczenia poszczególnych wielkości zastosowano wzory Michiejewa [28] z uwzględnieniem poprawki na temperaturę ściany i płynu. Charakter przepływu spalin sprawdzono wizualnie, obserwując tory dodanych do powietrza przed palhikiem drobnych opiłek metalowych.

Dokładność wartości opi obliczanych z równania (124) sprawdzono równaniem (126) uzyskując przykładowo dla przypadku 11 (tablica 11, 12) 90

Tablica 11

Wyniki pomiarów

Lp.	T _g K	т ₁ к	T ₂ K	G _w kg/s	T _{w1} K	T _{w2} K	^T kal K	T _{sp} K	ng.10 ⁴ kmol/s	Т _р К	T _{pom} K	T _a K	pL bar m
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	1422,0	998,0	1039,0	0,1161	290,0	354,0	356,5	948,0	2,1511	364,2	302,1	401	0,0553
2	1371,0	954,8	1034,0	0,3003	288,0	315,0	323,5	953,0	2,3877	367,1	302,2	402	0,0556
3	1372,0	867,8	1032,0	0,5125	287,0	308,0	312,1	953,0	2,4287	371,1	302,8	405	0,0559
4	1292,0	988,9	976,0	0,1127	289,0	332,9	331,2	885,5	1,8539	368,3	299,4	381	0,0405
5	1295,0	844,6	970,0	0,2444	288,0	310,5	309,5	883,0	1,8333	369,9	301,9	376,0	0,0418
6	1266,0	834,5	971,0	0,5306	287,0	299,8	308,1	880,5	1,8744	371,1	302,2	381,0	0,0411
7	1464,5	955,8	1078,0	0,5611	287,0	304,0	310,3	992,2	2,7213	375,6	305,4	404,0	0,0521
8	1489,0	967,3	1082,0	0,3011	288,0	318,0	320,9	998,0	2,7880	380,2	305,5	405,0	0,0515
9	1493,0	974,8	1082,0	0,1203	288,0	355,5	346,2	1013,0	2,7059	381,7	305,5	420,0	0,0505
10	1564,0	1037,5	1189,0	0,1200	289,5	369,9	354,5	1063,0	3,1699	387,5	307,2	423,0	0,0584
11	1546,0	1030,2	1187,0	0,2586	288,5	328,0	334,1	1059,0	3,1987	392,0	308,0	426,0	0,0584
12	1513,0	1025,9	1167,0	0,5222	287,0	309,7	321,0	1059,0	3,1935	397,5	309,1	425,0	0,0587
13	1364,3	1058,5	1126,2	0,4017	287,5	310,5	313,6	988,0	2,2594	395,9	304,2	405,0	0,0447
14	1376,0	1030,6	11,07,5	0,275	288,3	317,7	.23,5	988,0	2,2286	400,5	309,4	401,0	0,0442
15	1402,0	1081,0	1136,0	0,135	290,1	342,8	341,9	983	2,3056	399,1	31,0	391,0	0,0449

c.d. tablicy 11

1	2	3	4	5	6	7	0	1 0	1.40	1.4.4	1		
	· · · · · ·						···· ·		10	11	12	13	14
16	1287,5	984,3	1051,5	0,1306	290,5	334,0	336,8	984,3	1,9257	396,1	310,8	391,0	0,0390
17	1283,1	981,4	1056,4	0,2952	288,5	311,2	320,1	933,0	1,9750	393,6	310,3	392,0	0,0384
18	1291,0	992,0	1053	0,4917	287,5	302,0	314,3	933,0	1,9565	392,6	310,0	391,0	0,0379
19	1359,0	1029,1	1110,5	0,5542	287,0	302,1	312,3	953	2,0899	392,6	304,4	395,0	0,0503
20	1361,0	1031,3	1084,0	0,3324	288,0	310,0	318,6	948	2,0951	389,1	309,0	394,0	0,0503
21	1388,0	1037	1112	0,1394	288,0	336,1	336,8	963	2,1105	388,9	308,4	395,0	0,0503
22	1381,0	1013,2	1073,0	0,1394	289,5	335,5	337,3	953	2,0930	389,6	308,4	395,0	0,0550
23	1354,0	1014,3	1076,5	0,2832	288,0	313,8	322,2	953	2,0785	390,5	308,2	393,0	0,0550
24	1343,5	1033,9	1094,5	0,3867	287,1	307,9	319,1	943	2,0669	396,1	308,2	394,0	0,0550
25	1449,5	954,8	1025,0	0,1214	290,5	351,0	350,1	1143	2,8599	397,6	314,4	443,0	0,0581
26	1445,5	952,1	1024,0	0,2919	290,5	318,0	326,6	1140	3,0498	399,3	314,4	452,0	0,0581
27	1393,0	028,5	1014,0	0,5653	287,5	304,2	312,2	1135,5	2,8322	400,8	314,6	447,0	0,0581
28	1389,0	1010,5	1048,0	0,5056	287,8	305,5	326,4	1003,0	2,3877	401,6	312,6	418,0	0,4991
29	1396,0	1016,2	1056,5	0,3077	287,8	314,5	323,9	1013,0	2,3364	400,5	312,3	416,0	0,0491
30	1420,0	1026,9	1089,0	0,1424	289,5	338,5	341,0	1043,0	2,3466	399,6	311,9	416,0	0,0491
31	1359,5	1016,5	1076,0	0,1428	290,0	336,5	340,3	998,0	2,2337	398,9	311,0	403,0	0,0422
32	1304,0	1010,8	1073,0	0,2700	288,5	316,1	326,1	993,0	2,1413	398,0	310,8	403,0	0,0392
33	1296,0	1006,8	1070,0	0,4556	287,5	305,0	317,3	9929,0	2,1516	398,0	311,0	401,0	0,0392
34	1114,0	939,5	1003,0	0,4389	288,0	300,5	310,6	915	1,7820	397,9	311,0	393,0	0,0342

wartość - $\Delta I = 22,260$ kW, Q_{ot} = 3,787 kW, co daje Q_{p1} = 18,473 kW podczas gdy wartości z równania (124) wynoszą Q_{p1} = 19,813 kW (odchylenie rzędu 6,77 % w stosunku do tej ostatniej wartości). Dla innych przypadków odchyłki te dochodziły maksymalnie do + 30 %, co w tego typu badaniach można uznać za zadowalające. Wyniki obliczeń poszczególnych wielkości pokazano w tablicy 12. Procentowe odchylenia obu modeli teoretycznych od wartości mierzonych pokazano na uporządkowanym wykresie rys. 48, przy czym uporządkowanie przeprowadzono w oparciu o wartości modelu pasmowego. Oś $\Delta = 0\%$ odpowiada wartościom wynikającym z pomiarów.

Zestawienie wyników obliczeń

									Ob.	liczenia	teorety	czne
		<u>.</u>	:						mode	el	model	gazu
LD	PWd	Pnaia	Isp	Qot	kal	^Q 2	^Q 1k	^w 1r	pasm	DWY	szare	20
-	kW	kŴ	kW	kW	kW	kW	k₩	kW	Q ₁ r	^Q 2r	Q ₁ r	Q _{2r}
			100						kW	kW	kW	kW
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	90,222	.3,992	26,783	2,533	31,109	33,789	1,022	13,687	12,993	16,581	15,614	21,508
2	85,651	3,827	25,499	2,681	33,942	27,357	1,198	14,997	15,833	9,963	18,243	14,550
3	87,124	4,005	25,815	2,866	43,988	21,048	1,943	25,815	23,309	3,740	25,920	8,741
4	66,502	3,211	23,892	2,878	20,746	22,197	1,112	11,039	12,190	6,469	14,309	10,680
5	65,765	3,176	22,677	2,847	23,027	20,390	1,584	14,452	16,050	3,754	18,330	8,301
6	67,238	3,247	23,588	2,895	28,389	15,613	1,557	10,363	16,203	1,532	18,270	5,663
7	97,619	4,628	31,937	2,986	39,938	27,386	1,646	20,810	23,057	8,185	25,932	13,636
8	100,013	4,742	32,957	3,237	37,821	30,740	1,655	21,498	22,933	9,955	25,970	15,724
9	97,067	5,247	33,455	3,318	33,984	26,310	1,658	20,404	22,149	10,679	25,210	16,506
10	113,712	5,551	35,777	3,564	40,399	39,523	1,559	26,067	33,625	2,926	36,541	8,091
11	114,743	5,602	35,898	3,785	42,769	36,893	1,562	21,394	33,704	1,223	36,522	6,230
12	114,557	5,602	35,866	4,057	48,758	31,478	1,485	30,438	30,054	2,700	32,709	7,440
13	81,048	4,341	31,137	3,963	38,682	11,607	0,551	18,308	14,788	2,869	16,483	6,066
14	79,943	4,282	31,127	4,223	33,908	14,967	0,755	17,431	15,957	3,617	17,891	7,316

c.d. tablicy 12

1	2	3	.4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
15	82,705	4,430	30,648	4,112	29,884	22,491	0,512	16,361	13,904	5,994	15,799	9,563
16	69,079	4,851	30,501	3,891	23,793	15,745	0,659	11,334	12,070	2,822	13,584	5,748
17	70,847	4,241	30,165	3,768	28,057	13,098	0,634	11,471	12,858	1,423	14,338	4,295
18	71,260	4,951	30,370	3,725	29,849	12,267	0,587	8,257	11,379	3,312	12,895	6,252
19	74,971	3,364	24,132	3,755	34,919	15,529	0,613	13,653	16,552	2,879	18,357	6,273
20	75,156	3,355	23,994	3,570	30,689	20,258	0,591	13,409	12,683	7,962	14,597	11,585
21	75,708	3,417	24,766	3,581	28,039	22,739	0,679	14,889	16,419	5,242	18,413	8,982
22	75,082	3,534	22,182	3,640	26,843	25,951	0,794	13,518	14,243	9,842	16,375	13,839
23	74,559	3,409	22,020	3,699	30,588	21,661	0,692	13,413	13,905	7,645	15,830	11,259
24	74,143	3,435	21,541	3,649	33,717	18.671	0,512	13,051	13,597	6,017	15,322	9,224
25	102,590	5,593	35,138	3,809	30,759	38,477	2,140	14,325	16,816	16,551	19,878	22,369
26	109,403	6,332	37,327	3,898	33,609	40,901	2,139	13,414	16,875	16,190	19,921	21,985
27	101,596	5,690	34,453	3,979	39,524	28,088	2,140	17,909	16,739	12,166	19,523	17,518
28	85,651	4,660	28,959	4,131	38,947	18,274	0,995	13,206	11,241	12,849	13,625	17,458
29	83,809	4,488	30,066	4,076	34,400	19,765	1,007	12,715	11,713	12,554	14,088	17,132
30	84,178	4,505	30,198	4,046	29,213	25,216	1,090	14,121	15,115	9,737	17,492	14,326
31	80,127	4,509	31,967	4,048	27,806	20,815	0,824	12,982	12,917	6,175	14,874	9,979
32	76,813	4,715	33,135	4,002	31,205	13,086	0,677	12,581	11,982	2,791	13,496	5,732
33	77,181	4,647	30,239	3,992	33,379	14,218	0,677	10,965	11,922	2,465	13,401	5,339
34	63,924	4,131	28,509	3,992	32,970	8,909	0,335	6,407	6,142	0,401	6,945	2,020

7.5. Analiza uzyskanych rezultatów

Dla otrzymanych rezultatów badań, przeprowadzono obliczenie średnich względnych odchyleń kwadratowych i średnich odchyleń arytmetycznych wartości strumienia , wynikających z obliczeń w stosunku do wyników pomiaru.

Srednie względne odchylenie kwadratowe dla modelu pasmowego wynosi

a dla modelu gazu szarego

przy czym średnie względne odchylenia arytmetyczne dla rozważanych przypadków wynoszą odpowiednio

$$\bar{m}_{pasm} = -6,76\%$$
; $\bar{m}_{gs} = -20,34\%$

Z przedstawionych danych wynika, że bliższe wartościom rzeczywistym są wyniki obliczeń modelem pasmowym. Dają one wartości nieco większe lub w niektórych przypadkach mniejsze od wartości rzeczywistych. W oparciu o przeprowadzoną analizę błędów pomiarów można przyjąć, że zmierzone wartości podane są z dokładnością 18 - 20 %. W znacznej większości pomiarów (79,4 %) odchylenia wyników modelu pasmowego od wyników pomiarowych są mniejsze od wyznaczonej dokładności pomiaru strumienia



Rys. 48. Uporządkowany wykres odchyłek strumieni ciepła Q pochłanianych przez wsad według modelu pasmowego i modelu gazu szarego od danych eksperymentalnych.

8. UWAGI I WNIOSKI KONCOWE

Przedstawiona w pracy nowa metoda obliczeń przekazywania energii przez promieniowanie daje możliwość zwiększenia dokładności obliczeń w stosunku do stosowanego dotąd modelu gazu szarego. Oparcie obliczeń na założeniu pasm czarnych emisji i absorpcji gazu znacznie upraszcza obliczenia. Dla ułatwienia obliczeń opracowano zależności aproksymacyjne oraz tablice.

Zastosowany model pasmowy pozwoliż określić liczne wielkości niejednoznacznie przyjmowane przez różnych autorów jak na przykład wielkość poprawki 45°. Uzyskano również wartości poprawki uwzględniającej wpływ ciśnienia pary wodnej na jej emisyjność. Są one zbliżone do danych spotykanych w literaturze.

Z równania (76) dotyczącego obliczania emisji ścian w zakresie pasm emisji gazów po zastosowaniu równania (89) oraz zależności określającej gęstość emisji gazu można uzyskać równanie pozwalające wyznaczyć absorpcyjność bryły gazowej jako funkcję jej emisyjności oraz temperatur gazu i ściany w postaci

$$A_{g} = \varepsilon_{g} \left\{ 0,006527 \left(\frac{T_{g}}{T_{1}} - 1 \right)^{1,6} \left(\frac{T_{g}}{T_{1}} \right)^{0,8} \frac{T_{g}}{100} \exp\left(4,2 \frac{T_{1}}{T_{g}} \right) + 0,464 \left(\frac{T_{g}}{T_{1}} \right)^{3} + 2,297 \left(\frac{T_{g}}{T_{1}} \right)^{2} - 2,833 \frac{T_{g}}{T_{1}} \right\}$$
(121)

Wyprowadzone zależności (68), (76), (77), (117) umożliwiają zwiększenie dokładności praktycznych obliczeń, szczególnie w przypadkach stosowania elektronicznej techniki obliczeniowej.

Analiza dokładności uzyskanych z modelu Edwardsa i porównanie ich z wykresami Hottela wskazuje na dużą zbieżność wartości emisyjności dla CO₂. Rozbieżności w emisyjnościach H₂O są jak zauważono trudne do wytłumaczenia, a zdaniem autora mogą wynikać z niepełnego przebadania całego zakresu temperatur [13] lub innych nieuwzględnionych parametrów. Zagadnienie to winno stać się przedmiotem dalszych badań i uściśleń. Przedstawione w ostatnim rozdziale szczególne przypadki przepływu energii stanowią jedynie materiał informacyjny i nie mogą być podstawą do wyciągania wniosków ogólnych. Podana metodyka uwzględniania wpływu zapylenia gazu oraz zmiennej emisyjności ścian może stanowić podstawę dalszej analizy tych zagadnień.

Prezentowany model pasm czarnych przy obliczaniu przepływu energii opiera się na bilansach jasności i różni się od metody Wiebelta [39] uwzględniającej znane własności emisji pasmowej gazów. Metoda Wiebelta uwzględnia obliczenia napromieniowania powierzchni i również opiera się na modelu Edwardsa zebranym w pracach [15], [16].

Przedstawione w końcowej części pracy rezultaty badań pozwalają uznać model pasm czarnych jako bliższy rzeczywistości w porównaniu z modelem gazu szarego.

And and a second of a second s

and the second s

9. DODATEK



Zestawienie 1

Wartości poprawek &E dla F = 0,2

pL bar m	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
TK	0.00172	0.00/17/1	0.00687	0.00859	0.01008	0.01136	0.01341	0,01504	0,01638	0,01718	0,01770
673	0,00172	0,00474	0,0007	0.01/17	0.01656	0.01869	0.02213	0.02484	0.02708	0.02879	0.02967
773	0,00293	0,00790	0,01137	0,01417	0,01090	0,01009	0,02215				
873	0,00413	0,01111	0,01595	0,01983	0,02314	0,02608	0,03097	0,03480	0,03796	0,04036	0,04161
973	0,00499	0,01382	0,01991	0,02478	0,02893	0,03260	0,03877	0,04363	0,04762	0,05007	0,05166
1073	0,00558	0,01596	0,02312	0,02882	0,03366	0,03794	0,04518	0,05087	0,05538	0,05754	0,05941
1173	0,00596	0,01757	0,02556	0,03191	0,03731	0,04206	0,05011	0,05644	0,06039	0,06280	0,06488
1273	0,00615	0,01869	0,02728	0,03411	0,03991	0,04501	0,05363	0,06040	0,06349	0,06608	0,06831
1373	0,00618	0,01933	0,02835	0,03552	0,04159	0,04693	0,05592	0,06182	0,06501	0,06770	0,07003
1473	0,00606	0,01960	0,02889	0,03626	0,04249	0,04798	0,05715	0,06202	0,06527	0,06801	0,07039
1573	0,00583	0,01955	0,02897	0,03643	0,04275	0,04830	0,05731	0,06131	0,06458	0,06733	0,06972
1673	0,00549	0,01924	0,02868	0,03616	0,04249	0,04805	0,05599	0,05995	0,06319	0,06593	0,06830
1773	0,00507	0,01872	0,02810	0,03554	0,04183	0,04734	0,05424	0,05814	0,06133	0,06402	0,06635
1873	0,00457	0,01804	0,02729	0,03463	0,04084	0,04626	0,05222	0,05602	0,05913	0,06176	0,06404

c.d. Zestawienia 1

pL bar m T K	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
673	0,00202	0,00523	0,00751	0,00938	0,01094	0,01224	0,01432	0,01578	0,01649	0,01709	0,01761
773	0,00338	0,00864	0,01234	0,01534	0,01791	0,02009	0,02357	0,02631	0,02757	0,02868	0,02957
873	0,00473	0,01208	0,01722	0,02136	0,02491	0,02799	0,03291	0,03678	0,03885	0,04029	0,04154
973	0,00571	0,01498	0,02143	0,02660	0,03102	0,03491	0,04114	0,04603	0,04824	0,05007	0,05166
1073	0,00635	0,01723	0,02477	0,03080	0,03595	0,04049	0,04781	0,05283	0,05538	0,05754	0,05941
1173	0,00674	0,01888	0,02728	0,03399	0,03971	0,04474	0,05288	0,05755	0,06039	0,06280	0,06488
1273	0,00691	0,01998	0,02901	0,03622	0,04234	0,04773	0,05644	0,06644	0,06349	0,06608	0,06831
1373	0,00689	0,02060	0,03006	0,03760	0,04399	0,04962	0,05793	0,06182	0,06501	0,06769	0,07003
1473	0,00671	0,02080	0,03052	0,03826	0,04483	0,05058	0,05804	0,06202	0,06527	0,06801	0,07039
1573	0,00639	0,02067	0,03051	0,03834	0,04499	0,05078	0,05731	0,06131	0,06458	0,06733	0.06972
1673	0,00596	0,02026	0,03012	0,03796	0,04460	0,05036	0,05599	0,05995	0,06319	0,06593	0,06830
1773	0,00544	0,01963	0,08942	0,03720	0,04379	0,04921	0,05424	0,05814	0,06133	0,06402	0,06635
1873	0,00484	0,01883	0,02848	0,03616	0,04266	0,04731	0,05222	0,03602	0,05913	0,06176	0,06404

Wartości poprawek Af dla P = 0,4

c.d. Zestawienia 1

Wartości poprawek $\Delta \ell$ dla P = 0,5

pL bar m T K	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
673	0,00209	0,00535	0,00767	0,00957	0,01114	0,01245	0,01454	0,01575	0,01646	0,01706	0,01785
773	0,00349	0,00883	0,01259	0,01565	0,01826	0,02044	0,02393	0,02645	0,02764	0,02866	0,02954
873	0,00489	0,01235	0,01757	0,02178	0,02540	0,02849	0,03343	0,03712	0,03883	0,04027	0,04152
973	0,00592	0,01532	0,02186	0,02713	0,03163	0,03555	0,04179	0 ,04 607	0,04824	0,05007	0,05166
1073	0,00658	0,01761	0,02527	0,03141	0,03665	0,04123	0,04856	0,05283	0,05538	0,05754	0,05941
1173	0,00698	0,01929	0,02782	0,03464	0,04046	0,04555	0,05370	0,05755	0,06039	0,06280	0,06488
1273	0,00715	0,02040	0,02957	0,03690	0,04313	0,04858	0,05670	0,06044	0,06349	0,06608	0,06831
1373	0,00712	0,02102	0,03062	0,03829	0,04480	0,05049	0,05793	0,06182	0,06501	0,06770	0,07003
1473	0,00692	0,02121	0,03108	0,03895	0,04563	0,05144	0,05804	0,06202	0,06527	0,05801	0,07039
1573	0,00658	0,02105	0,03105	0,03901	0,04577	0,05161	0,05731	0,06131	0,06458	0,06733	0,06972
1673	0,00612	0,02062	0,03063	0,03860	0,04536	0,05087	0,05599	0,05995	0,06319	0,06593	0,06830
1773	0,00556	0,01996	0,02989	0,03781	0,04452	0,04921	0,05424	0,05814	0,06133	0,06402	0,06635
1873	0,00493	0,01912	0,02893	0,03673	0,04333	0,04731	0,05222	0,05602	0,05913	0,06176	0,06404

c.d Zestawienia 1

Wartości	poprawel	κ Δε ·	dla	$\mathbf{P} = ($	0,6
----------	----------	--------	-----	------------------	-----

pL bar m T K	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6
673	0,00250	0,00607	0,00864	0,01067	0,01227	0,01357	0,01468	0,01555	0,01626	0,01686	0,01738
773	0,00410	0,00987	0,01399	0,01732	0,02000	0,02221	0,02473	0,02619	0,02739	0,02840	0,02928
873	0,00567	0,01367	0,01933	0,02393	0,02772	0,03054	0,03484	0,03692	0,03863	0,04007	0,04132
973	0,00688	0,01690	0,02394	0,02964	0,03443	0,03838	0,04341	0,04606	0,04823	0,05006	0,05165
1073	0,00757	0,01927	0,02747	0,03407	0,03966	0,04430	0,04970	0,05283	0,05538	0,05754	0,05941
1173	0,00795	0,02096	0,03004	0,03734	0,04353	0,04869	0,05406	0,05755	0,06039	0,06280	0,06488
1273	0,00805	0,02201	0,03173	0,03953	0,04615	0,05167	0,05670	0,06044	0,06349	0,06608	0,06831
1373	0,00792	0,02252	0,03267	0,04080	0,04769	0,05290	0,05793	0,06182	0,06501	0,06770	0,07003
1473	0,00761	0,02258	0,03298	0,04130	0,04834	0,05291	0,05804	0,06202	0,06527	0,06801	0,07039
1573	0,00715	0,02228	0,03279	0,04118	0,04825	0,05216	0,05731	0,06131	0,06458	0,06733	0,06972
1673	0,00657	0,02169	0,03219	0,04057	0,04759	0,05087	0,05599	0,05995	0,06319	0,06593	0,06830
1773	0,00588	0,02087	0,03127	0,03957	0,04603	0,04921	0,05424	0,05814	0,06133	0,06402	0,06635
1873	0,00512	0,01988	0,03012	0,03829	0,04420	0,04731	0,05222	0,05602	0,05913	0,06176	0,06404

c.d. Zestawienia 1

THE FUEL POPLORATE HO MALE I - VI	Wartości poprawek	34	dla	F =	0.8
-----------------------------------	-------------------	----	-----	-----	-----

pL bar m T K	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	
673	0,00250	0,00607	0,00864	0,01067	0,01227	0,01358	0,01470	0,01556	0,01627	0,01687	0,01739	
773	0,00412	0,00990	0,01402	0,01736	0,02004	0,02225	0,02474	0,02621	0,02741	0,02842	0,02930	
873	0,00572	0,01374	0,01942	0,02404	0,02783	0,03096	0,03485	0,03694	0,03864	0,04008	0,04133	
973	0,00695	0,01701	0,02410	0,02982	0,03462	0,03858	0,04341	0,04606	0,04823	0,05006	0,05165	
1073	0,00767	0,01944	0,02769	0,03433	0,03994	0,04458	0,04970	0,05283	0,05538	0,05754	0,05941	
1173	0,00806	0,02116	0,03032	0,03768	0,04390	0,04906	0,05406	0,05755	0,06039	0,06280	0,06488	
1273	0,00818	0,02225	0,03206	0,03993	0,04659	0,05188	0,05670	0,06044	0,06349	0,06608	0,06831	
1373	0,00806	0,02279	0,03304	0,04125	0,04819	0,05290	0,05793	0,06182	0,06501	0,06770	0,07003	
1473	0,00775	0,02286	0,03337	0,04179	0,04886	0,05291	0,05804	0,06202	0,06527	0,06801	0,07039	
1573	0,00727	0,02256	0,03319	0,04169	0,04880	0,05216	0,05731	0,06131	0,06458	0,06733	0,06972	
1673	0,00667	0,02196	0,03259	0,04108	0,04763	0,05087	0,05599	0,05995	0,06319	0,06593	0,06830	
1773	0,00596	0,02113	0,03167	0,04008	0,04603	0,04921	0,05424	0,05814	0,06133	0,06402	0,06635	
1873	0,00517	0,02011	0,03049	0,03878	0,04420	0,04731	0,05222	0,05602	0,05913	0,06176	0,06408	
pL bar m	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1.					
----------------------------	---------	---------	-----------	----------------------	----------	---------	----	--	--	--	--	--
1	2	3	4	5	6	7	8					
Temperatura gazu T = 600 K												
0,1	-	-	0,11344	0,22065	0,39185	0,64562	1.					
0,2	-	-	0,11197	0,22040	0,39321	0,64761	1.					
0,3	-	-	0,11071	0,21971	0,39341	0,64833	1.					
0,4	-	-	0,11001	0,21933	0,39352	0,64872	1.					
0,5	-	-	0,10964	0,21918	0,39368	0,64903	1.					
0,5	-	-	0,10944	0,21915	0,39387	0,64929	1.					
0,8	-	-	0,10930	0,21925	0,39425	0,64973	1.					
1,0	-	-	0,10922	0,21922	0,39428	0,64976	1.					
1,2	-	-	0,10926	0,21932	0,39440	0,64985	1.					
1,4	-		0,10939	0,21949	0, 39457	0,64996	1.					
1,6	-	-	0,10956	0,21969	0,39477	0,65008	1.					
		Temper	atura gaz	u T _g = 8	300 K							
0,1	0,02318	0,05919	0,12790	0,24337	0,41918	0,66778	1.					
0,2	0,02291	0,05967	0,12995	0,24710	0,42367	0,67121	1.					
0,3	0,02263	0,05972	0,13082	0,24891	0,42595	0,67299	1.					
0,4	0,02242	0,05972	0,13136	0,25005	0,42740	0,67412	1.					
0,5	0,02232	0,05974	0,13170	0,25074	0,42824	0,67475	1.					
0,6	0,02227	0,05980	0,13199	0,25126	0,42884	0,67518	1.					
0,8	0,02230	0,06000	0,13251	0,25207	0,42972	0,67578	1.					
1,0	0,02239	0,06020	0,13291	0,25262	0,43026	0,67611	1.					
1,2	0,02245	0,06027	0,13295	0,25257	0,43006	0,67566	1.					

.

Wartości stosunku emisji ściany doskonale czarnej do emisji gazu w zakresie pasm emisji gazu e_{eci}/e_g

108

1	2	3	4	5	6	7	8
1,4	0,02252	0,06036	0,13302	0,25256	0,42993	0,67566	1.
1,6	0,02260	0,06046	0,13310	0,25256	0,42982	0,67549	1.
		Temper	atura gaz	$T_g = 1$	000 K		
0,1	0,02727	0,06914	0,14593	0,26886	0,44757	0,68956	1.
0,2	0,02761	0,07062	0,14874	0,27244	0,45090	0,69159	1.
0,3	0,02772	0,07136	0,15021	0,27437	0,45271	0,69270	1.
0,4	0,02778	0,07185	0,15121	0,27567	0,45393	0,69344	1.
0,5	0,02784	0,07216	0,15182	0,27641	0,45457	0,69378	1.
0,6	0,02789	0,07237	0,15219	0,27681	0,45486	0,69387	1.
0,8	0,02803	0,07273	0,15272	0,27733	0,45516	0,69390	1.
1,0	0,02812	0,07287	0,15282	0,27727	0,45488	0,69354	1.
1,2	0,02812	0,07277	0,15249	0,27663	0,45401	0,69278	1.
1,4	0,02814	0,07270	0,15223	0,27611	0,45329	0,69214	1.
1,6	0,02817	0,07266	0,15202	0,27567	0,45267	0,69159	1.
		Temper	atura gaz	$u T_g = 1$	200 K		
0,1	0,03254	0,08094	0,16555	0,29493	0,47517	0,70976	1.
0,2	0,03316	0,08241	0,16747	0,29661	0,47606	0,70987	1.
0,3	0,03347	0,08320	0,16853	0,29754	0,47655	0,70991	1.
0,4	0,03369	0,08374	0,16925	0,29816	0,47686	0,70991	1.
0,5	0,03383	0,08406	0,16962	0,29839	0,47684	0,70973	1.
0,6	0,03391	0,08420	0,16971	0,29829	0,47652	0,70936	1.
0,8	0,03406	0,08439	0,16973	0,29795	0,47582	0,70864	1.
1,0	0,03391	0,08390	0,16872	0,29639	0,47402	0,70724	1.
1,2	0,03379	0,08351	0,16789	0,29513	0,47255	0,70609	1.
1,4	0,03371	0,08319	0,16721	0,29407	0,47131	0,70511	1.
1,6	0,03365	0,08293	0,16663	0,29316	0,47023	0,70426	1.
-1 347	11.00 1300	0.0			20 D 1 1		

1	2	3	4	5	6	7	8				
	Temperatura gazu $T_g = 1400 \text{ K}$										
0,1	0,03874	0,09375	0,18561	0,32029	0,50081	0,72775	1.				
0,2	0,03930	0,09445	0,18576	0,31938	0,49896	0,72593	1.				
0,3	0,03960	0,09485	0,18587	0,31890	0,49795	0,72492	1.				
0,4	0,03980	0,09512	0,18593	0,31854	0,49722	0,72420	1.				
0,5	0,03991	0,09518	0,18575	0,31799	0,49639	0,72346	1.				
0,6	0,03993	0,09508	0,18536	0,31724	0,49542	0,72266	1.				
0,8	0,03970	0,09438	0,18394	0,31513	0,49305	0,72086	1.				
1,0	0,03935	0,09347	0,18230	0,31289	0,49066	0,71912	1.				
1,2	0,03908	0,09275	0,18100	0,31109	0,48873	0,71770	1.				
1,4	0,03886	0,09215	0,17992	0,30958	0,48709	0,71649	1.				
1,6	0,03867	0,09164	0,17898	0,30826	0,48566	0,71543	1.				
	100	Temper	atura gaz	$u T_g = 1$	600 K						
0,1	0,04572	0,10725	0,20570	0,34453	0,52431	0,74363	1.				
0,2	0,04589	0,10671	0,20369	0,34095	0,51994	0,74020	1.				
0,3	0,04595	0,10636	0,20251	0,33384	0,51737	0,73817	1.				
0,4	0,04599	0,10612	0,20168	0,33738	0,51559	0,73677	1.				
0,5	0,04593	0,10574	0,20077	0,33594	0,51393	0,73551	1.				
0,6	0,04580	0,10528	0,19980	0,33451	0,51234	0,73432	1.				
0,8	0,04502	0,10354	0,19698	0,33091	0,50871	0,73180	1.				
1,0	0,04444	0,10221	0,19482	0,32813	0,50591	0,72984	1.				
1,2	0,04398	0,10116	0,19309	0,32589	0,50362	0,72823	1.				
1,4	0,04361	0,10028	0,19163	0,32400	0,50168	0,72686	1.				
1,6	0,04328	0,09953	0,19036	0,32234	0,49997	0,72565	1.				
		Temper	atura gaz	$u T_g = 1$	800 K						
0,1	0,05342	0,12123	0,22545	0,36730	0,54551	0,75746	1.				
0,2	0,05302	0,11936	0,22159	0,36175	0,53955	0,75317	1.				
0,3	0,05262	0,11802	0,21888	0,35791	0,53545	0,75021	1.				

1	2	3	4	5	6	7	8
0,4	0,05233	0,11705	0,21698	0,35523	0,53258	0,74814	1.
0,5	0,05197	0,11607	0,21521	0,35285	0,5 <i>3</i> 010	0,74638	1.
0,6	0,05140	0,11484	0,21325	0,35039	0,52766	0,74472	1.
0,8	0,05023	0,11245	0,20965	0,34604	0,52347	0,74190	1.
1,0	0,04939	0,11071	0,20698	0,34278	0,52029	0,73975	1.
1,2	0,04872	0,10932	0,20483	0,34014	0,51770	0,73799	1.
1,4	0,04816	0,10815	0,20302	0,33790	0,51550	0,73649	1.
1,6	0,04769	0,10714	0,20144	0,33594	0,51356	0,73516	1.
		Temper	atura gaz	$u T_g = 2$	000 K		
0,1	0,06163	0,13536	0,24447	0,38834	0,56445	0,76947	1.
0,2	0,06059	0,13234	0,23918	0,38150	0,55762	0,76481	1.
0,3	0,05965	0,12997	0,23519	0,37640	0,55254	0,76134	1.
0,4	0,05888	0,12812	0,23211	0,37248	0,54864	0,75868	1.
0,5	0,05812	0,12642	0,22941	0,36912	0,54534	0,75644	1.
0,6	0,05707	0,12443	0,22656	0,36581	0,54226	0,75443	1.
0,8	0,05549	0,12143	0,22224	0,36080	0,53756	0,75135	1.
1,0	0,05434	0,11923	0,21905	0,35704	0,53402	0,74902	1.
1,2	0,05344	0,11748	0,21648	0,35401	0,53114	0,74712	1.
1,4	0,05269	0,11602	0,21432	0,35144	0,52870	0,74550	1.
1,6	0,05205	0,11475	0,21245	0,34921	0,52656	0,74408	1.

UWAGA: iloczyn pL = PCO2 L + PH20 L

Wartości nie wpisane do tablicy z uwagi na realność temperatury (T $_{\rm i}<300$ K) nie były obliczane.

Zestawienie 3

Emisyjność dwutlenku węgla ^ECO₂

T K	673	773	873	973	1073	1173	1273	1373	1473	1573	1673	1773	1873
0,01	0,05480	0,05693	0,05641	0,05418	0,05091	0,04712	0,04315	0,03924	0,03553	0,03212	0,02902	0,02622	0,02371
0,02	0,06927	0,07218	0,07198	0,06955	0,06580	0,06133	0,05659	0,05186	0,04732	0,04309	0,03931	0,03567	0,03247
0,04	0,08451	0,08878	0,08999	0,08836	0,08474	0,07996	0,07455	0,06892	0,06336	0,05810	0,05321	0,04871	0,04459
0,06	0,09369	0,09877	0,10076	0,09975	0,09655	0,09198	0,08660	0,08085	0,07503	0,06938	0,0€400	0,05895	0,05425
0,08	0,10022	0,10588	0,10842	0,10785	0,10495	0,10053	0,09517	0,08934	0,08336	0,07748	0,07183	0,06777	0,06148
0,10	0,10529	0,11141	0,11438	0,11415	0,11148	0,10718	0,10184	0,09594	0,08983	0,08378	0,07793	0,07236	0,06711
0,20	0,12115	0,12867	0,13299	0,13384	0,13190	0,12798	0,12272	0,11664	0,11015	0,10357	0,09709	0,09082	0,08484
0,30	0,13049	0,13885	0,14397	0,14547	0,14399	0,14032	0,13512	0,12896	0,12226	0,11539	0,10856	0,10189	0,09549
0,40	0,13714	0,14611	0,15181	0,15380	0,15265	0,14918	0,14405	0,13785	0,13102	0,12396	0,11688	0,10994	0,10324
0,50	0,14233	0,15177	0,15794	0,16031	0,15945	0,15615	0,15108	0,14486	0,13795	0,13074	0,12349	0,11634	0,10942
0,60	0,14658	0,15642	0,16298	0,16568	0,16506	0,16191	0,15691	0,15068	0,14371	0,13640	0,12900	0,12170	0,11459
0,70	0,15018	0,16037	0,16721	0,17026	0,16986	0,16684	0,16192	0,15569	0,14867	0,14128	0,13377	0,12633	0,11908
0,80	0,15331	0,16381	0,17101	0,17426	0,17405	0,17117	0,16631	0,16010	0,15305	0,14559	0,13799	0,13044	0,12306

112

Emisyjność pary wodnej $\epsilon_{H_20} dla p_{H_20} = 0$

pL K m bar	673	773	873	973	1073	1173	1273	1373	1473	1573	1673	1773	1873
0,01	0,03005	0,02916	0,02786	0,02634	0,02464	0,02277	0,02075	0,01863	0,01658	0,01468	0,01294	0,01137	0,01003
0,02	0,04157	0,04375	0,04245	0,04089	0,03911	0,03712	0,03493	0,03256	0,03004	0,02740	0,02470	0,02217	0,01985
0,04	0,06508	0,06439	0,06308	0,06149	0,05970	0,05766	0,05534	0,05274	0,04989	0,04686	0,04370	0,04045	0,03714
0,06	0,08082	0,08022	0,07890	0,07730	0,07549	0,07343	0,07109	0,06844	0,06547	0,06220	0,05872	0,05511	0,05142
0,08	0,09408	0,09356	0,09223	0,09062	0,08880	0,08673	0,08437	0,08168	0,07866	0,07531	0,07166	0,06777	0,06375
0,10	0,10576	0,10530	0,10398	0,10235	0,10052	0,09844	0,09606	0,09335	0,09029	0,08688	0,08314	0,07910	0,07484
0,20	0,15117	0,15131	0,15000	0,14834	0,14648	0,14434	0,14193	0,13911	0,13589	0,13227	0,12826	0,12389	0,11915
0,30	0,18105	0,18310	0,18293	0,18188	0,18034	0,17839	0,17599	0,17312	0,16978	0,16592	0,16161	0,15684	0,15166
0,40	0,20232	0,20589	0,20680	0,20654	0,20555	0,20392	0,20167	0,19879	0,19531	0,19125	0,18664	0,18153	0,17597
0,50	0,21885	0,22362	0,22540	0,22578	0,22524	0,22391	0,22182	0,21899	0,21547	0,21129	0,20651	0,20120	0,19540
0,60	0,23240	0,23815	0,24065	0,24156	0,24142	0,24036	0,23844	0,23570	0,23218	0,22795	0,22309	0,21764	0,21169
0,70	0,24390	0,25048	0,25358	0,25496	0,25517	0,25437	0,25262	0,24998	0,24650	0,24227	0,23735	0,23183	0,22578
0,80	0,25389	0,26117	0,26481	0,26661	0,26714	0,26659	0,26501	0,26248	0,25906	0,25485	0,24992	0,24436	0,23824

10. LITERATURA

- BEVANS J.T., DUNKLE R.V.: Absorption and Emission Behavier of Gases. Part 1. Transactions of the ASME.J.of Heat Transfer. February 1960, s.1-7.
- BIERLAND A.W., CZARUSZNIKOW A.I.: Ekspierimientalnyje issliedowanie tiepłowogo izłuczenia wodianogo para i jego smiesi s ugliekisłym gazom pri wysokich tiempieraturach. Sbornik naucznych trudow. WNTIMT Nr 6. Nagriew mietałła i robota negriewatielnych pieczei. Swierdłowsk 1963, s.5-13.
- BLOCH A.G.: Osnowy tiepłoobmiena izłuczeniem. Gosenergoizdat Moskwa, 1962.
- BREZE J.C., FERRISO C.C., LUDWIG C.B., MALKMUS W.: Temperature Dependence of the Total Integrated Intesity of Vibrational-Rotational Band Systems. The Journal of Chemical Physics, v.42 Nr 1, 1965, s.402-406.
- BRONSZTEJN I., SIEMIENDIAJEW K.: Matematyka Poradnik encyklopedyczny, PWN, Warszawa, 1968.
- BURAKOWSKI T., GIZINSKI J., SALA A.: Promienniki podczerwieni, WNT, Warszawa, 1970.
- CZARUSZNIKOW A.I., BIERŁAND A.H.: Sbornik naucznych trudow, Nr 6 -Nagriew mietałła i rabota nagriewatielnych piecziej. Swierdłowsk, 1960, s.71-79.
- 8. ECKERT R.G.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch, 1966.
- 9. ECKERT E.: Forschungsheft, 387, VDI-Verlag, G.M.B.H., 1937.
- ELWARDS D.K.: Absorption by infrared bands of CO2 gas at elevated pressures and temperatures, J.of the Opt.Soc.Am.vol. 50, 1960, s.617.
- EDWARDS D.K.: Radiaton Interchange in a Norgray Enclosure containing and Isothermal Carbon-Dioxide-Nitrogen Gas Mixture. Trans.ASME, J.Heat Transfer, 1962, nr 1.
- 12. EDWARDS D.K., BALAKRISHNAN A.: Thermal radiation by combustion gases. Int.J.Heat Mass Transfer, 1973, v.16, s-25-40.
- 13. EDWARDS D.K., FLORNES B.J., GLASSEN L.K., SUN W.: Correlation of absorption by water vapor at temperatures from 300 °K to 1100 °K. Applied Optics, 1965, nr 6, s.715.
- EDWARDS D.K., GLASSEN L.K., HAUSER W.C., TUCHSCHER J.S.: Radiation heat transfer in nonisothermal nongray gasses. Trans.ASME J.Heat Transfer, 1967, August, s.219.
- 15. EDWARDS D.K., MENARD W.A.: Correlations for absorption by methans and carbon dioxide gas. Applied Optics, 1964, nr 7, s.847.
- EDWARDS D.K., NELSON K.E.: Rapid calculation of radiant energy transfer between nongray walls and isothermal H₂O or CO₂ gas. Trans ASME, J.Heat Transfer, 1962, nr 4, s.273.
- 17. FILCZAKOW P.F.: Sprawocznik po wysszej matiematikie, Naukowa Dumka, Kijów, 1974.
- 18. HOBLER T.: Ruch ciepła i wymienniki, WNT, Warszawa, 1968.
- HOTTEL H.C., ECBERT R.B.: Trans.Amer.Inst.Chem. Enginieers, 1942, v.38, nr 3, s.531-565.
- HOTTEL H.C., MANGELSDORF W.G.: Trans.Amer.Inst.Chem.Enginieers, 1934-35, v.31, s. 517-549.

- HOTTEL H.C., SAROFIM A.F.: Radiative transfer, Mc Graw Hill, New York. St.Louis, San Francisco, Toronto, London, Sydney, 1967.
- 22. HOTTEL H.C., SMITH V.C.: Trans.Amer.Soc.Mech.Enginieers, 1935, v.57, nr 8, s. 463-470.
- 23. KAPŁAN W.G.: Nałodka i ekspłuatacia pieciej dlia nagriewa mietałła. Mietałłurgizdat, Moskwa 1961.
- KOSTIAL I.: Matematicky model pre simulaciu ohřevacích peci. Praca habilitacyjna VST Kosice, 1971.
- 25. KUTATEŁADZE S.S.: Osnowy tieorii tiepłoobmiene. Novosibirsk, 1970.
- 26. MADEJSKI J.: Teoria wymiany ciepła. PWN, Warszawa, 1963.
- 27. MALKMUS W., LUDWIG C.B., FERRISC C.D.: Temperature Dependence of the Total Intensity of Difference - Band Systems: The 10- Band System of CO₂. The J.of Chemical Physics, v.45, nr 11, 1966, s.3953-3957.
- 28. MICHIEJEW M.: Zasady wymiany ciepła, PWN, Warszawa, 1953.
- NEWSKIJ A.O.: Łuczistyj tiepłoobmien w pieczach i topkach, Izd.Mietalłurgia, ^Moskwa, 1971.
- 30. OPPENHEIM A.K., BEVANS J.T.: Geometric factors for radiative heat transfer through and absorbing medium in Cartesian coordinates. J.of Heat Transfer, November, 1960, s. 360-368.
- PENNER S.S.: Guantitative molecular spectroscopy and gas emisivities. Addison-Wesley Publishing Company INC.Reading, Massachusetts USA, 1959.
- POPOW J.A., SZWARC BŁAM R.L.: Tiepłofizyka wysokich tiempieratur, tom 11, nr 4, 1973.
- SENKARA T.: Obliczenia pieców grzewczych w hutnictwie żelaza, Śląsk, Katowice, 1968.
- 34. SIEGEL R., HOWELL J.R.: Thermal Radiation Heat Transfer, Mc Graw Hill Book Company, 1972.
- 35. SZARGUT J.: Przepływ ciepła przez promieniowanie w piecu komorowym. Archiwum Hutnictwa, T.XVI, z.2, 1971, s.143-153.
- 36. SZARGUT J., RUDNICKI Z.: Zastosowanie metody Monte-Carlo do wyznaczania pola temperatury w przestrzeni roboczej pokrocznego pieca grzejnego. Archium Hutnictwa, T.XVIII, z.4, 1973, str. 315-338.
- 37. TIMCFIEJEW W.N., KARASINA E.S.: Izwiestia WTI, 1948, nr 9, s.32.
- 38. WEINER M.M., EDWARDS D.K.: Theoretical expression of water vapor spectral emissivity with allowance for line structure. Int.J.Heat Mass.Transfer, v.11, s.55-65, 1968.
- 39. "IEBLT J.A.: Engineering radiation heat transfer, Holt., Reinch., N.Y., s.154-277, 1966.

PASMOWY MODEL MATEMATYCZNY PRZEPŁYWU ENERGII PRZEZ PROMIENIOWANIE W PIECU KOMOROWYM

Streszczenie

Obliczenia przepływu ciepła przez promieniowanie w przestrzeniach wypełnionych gazami promieniującymi wykonuje się przyjmując, że gaz promieniuje jak ciało szare. Model taki równoważny jest przyjęciu założenia o rozszerzeniu pasm emisji gazów na cały zakres długości fal z równoczesnym zmniejszeniem rzeczywiście występujących intensywności emisji. Rzeczywista emisja i absorpcja promieniowania w gazie występuje tylko w pewnych przedziełach długości fal. W pracy przedstawiono model pasmowy uwzględniający oddzielnie strumienie energii promienistej przypadające na zakres przezroczystości i emisji gazu. Wzory te, w zastoscwaniu do układu trójelementowego (komora, wsad, bryłe gazowa) pozwoliły wykazać różnice w stosunku do obliczeń opartych na zastępczej emisyjności gazu szarego.

Rozważania oparto na wzorach Edwardsa określających emisję i absorpcję dwutlenku węgla i pary wodnej w poszczególnych pasmach długości fal. Brak dokładnych danych o szerokościach tych pasm spowodowały przyjęcie założenia zaleconego przez Edwardsa, że w zakresie pasm emisji i absorpcji gaz można traktować jako całkowicie nieprzezroczysty. Obliczeniowa szerokość pasm jest wówczas równa współczynnikowi absorpcji przy czym jest nieco mniejsza od rzeczywistej szerokości pasm.

Dla umożliwienia praktycznego zastosowania teorii Edwardsa opracowano wzory i zależności uproszczone pozwalające z wystarczającą dokładnością wyznaczyć współczynniki absorpcji dla poszczególnych pasm promieniowania CO₂ i H₂O.

Zastosowanie w obliczeniach modelu pasmowego pozwoliło wyznaczyć wielkości niezbędne do praktycznych obliczeń, takie jak poprawka uwzględniająca wpływ nakładania się pasm emisji gazów, poprawka uwzględniająca wpływ ciśnienia składnikowego pary wodnej na emisyjność H₂O oraz zależność absorpcyjności gazu od jego emisyjności i temperatur gazu i ściany. Dla wielkości tych podano wzory aproksymacyjne umożliwiające wykonywania obliczeń praktycznych bez uciekania się do tablic i wykresów.

Uzyskane z obliczeń wartości średnich emisyjności CO₂ i H₂O oraz wymienione wyżej zależności porównano z cytowanymi w literaturze. Końcową część pracy poświęcono szczególnym zagadnieniom przekazywania energii uwzględniającym wpływ zapylenia gazu na wyniki obliczeń oraz możliwość uwzględnienia zależności emisyjności ścian i wsadu od temperatury i długości fali.

Przedstawione rezultaty pomiarów wskazują, że model pasmowy w porównaniu z modelem gazu szarego daje wartości bardziej zbliżone do wyników pomiarów.

матячатическая модель теплообмена излучением в нагревательной камерной печи

PESDME

Вопрос теплообмена излучением в пространствах, заполненных излучающим газом решается, принимая, что газ излучает как серое тело. Особенностью модельного серого газа является постоянство степени черноты и коэффициента поглощения во всём спектре излучения, что уменьшает реально выступающую интенсивность излучения. Излучение газовых тел характеризуется неравномерным распределением интенсивности по спектру излучения в узких его полосах.

Для решения теплообмена в нагревательной камерной печи автором разработана модель, учитывающая отдельно потоки излучаемой энергии, принадлежащие полосам прозрачности и непрозрачности газа. Полученные уравнения использованы в расчётах теплообмена излучением для трёхолементной системы - изотермическое газовое тепло замкнутое двумя изотермическими стенами (нагреваемый лист металла и стены камеры). Показаны отклонения между результатами расчёта с помощью модели серого и селективного газа.

Результаты расчёта основаны на уравнениях Эдвардса, определяющих степень черноты и коэффициент поглощения для СС₂ и Н₂О в отдельных полосах длины волн.

Недостаток точных данных о их ширине приводит и предпосылке, предложенной Эдвардсом о том, что газ можно рассматривать как непрозрачный. Тогда расчётная ширина полос равна коэффициенту поглощения при чём её величина является немного меньше реальной ширины полос.

Для практического использования теории Эдвардса в работе представлены приближенные уравнения, с помощью которых можно рассчитывать коэффициенты поглощения в полосах излучения СО₂ и H₂O.

Применение в расчётах модели автора, позволило определить следующие величины, необходимые для практических решений: поправочный член, учитывающий наложение излучения углекислого газа и водяного пара, поправка, учитывающая влияние парциального давления р_{и О} на степень черноты водяного пара, а также поглощательная сиссобность газа в зависимости от его суммарной степени черноты, температуры газа и стены. Все эти величины представлены эмпирическими уравнениями с помощью которых можно проводить разчеты теплообмена издучением без помощи таблиц и графиков.

Определённые автором значения степени черноты углекислого газа, водяного пара, а также представленные выше зависимости сравнены с литературными данньми.

Заключительная часть работы посвящена отдельным вопросам теплообмена, учитывающим влияние запыленности газа на результаты расчётов, а также возможность учёта зависимости степени черноты стен и нагреваемого металла ст температугы и длямы Волны.

Представленные результаты экспериментов указывают, что модель черных полос по сравнению с моделью серого газа дает значения более близкие результатам измерений. MATHEMATICAL MODEL OF HEAT TRANSFER BY RADIATION IN A CHAMBER FURNACE

Summary

So far the calculation of a heat transfer by radiation in the spaces filled by radiating gases are carried out at the assumption, that a gas radiates as a perfectly grey body (surface). Such a model is equivalent to the assumption of an extension of the gas emission bands for all the range of wave lenghts with simultaneous and proper reduction of the emission intensities which really appear. The real emmision and absorption of radiation in a gas appear only in the certain wave lenghts ranges. In the present paper the bands model is presented which takes into account seperately the streams of radiation energy which correspond to the range of transparency and emission of the gas. The proper formulae were applied to the trielements (chamber, heated material and gas bulk) system and they allowed to show out the results differences in comparison with the calculation based on the conception of the equivalent emissivity of a grey gas.

The present considerations are based on the Edward's formulae which determine the emission and absorption of CO_2 and H_2O in the particular bands of wave lenghts. The lack of exact data about the width of these bands caused the assumption recommended by Edwards, that in the range of the emission and absorption bands the gas can be considered as entirely opaque. In this case the bands width taken for calculation is equal to the absorption coefficient and this is a little smaller than the real bands width.

To make possible the practical application of Edward's theory the simplified formulae were carried out and they allow to determine the absorption coefficients for particular radiation bands for CO_2 and H_2O with sufficient accuracy.

Application of band model in calculation allowed to determine the quantities indispensable to practical calculation which are the correction ta-

120

king into account the influence of gas emission band covering, correction taking into account the influence of H_2^0 partial pressure on H_2^0 emisivity and the dependence of gas absorption on the emissivity and temperature of the gas and wall. For these quantities the present paper gives the approximation formulae which make possible practical calculation without any tables and diagrams.

The mean values of an emissivity for CO_2 and H_2O calculated and the derived formulae are compared correspondently with the data from the literature. The final part of the paper deals with the particular problems of a heat transfer taking into account the influence of gas dustiness on the calculation results and also considers how to take into account the dependence of the emissivity of the wall and heated material on the temperature and wave lenght.

Presented measurement results show out, that the band model compared with the model of a grey gas gives the values more approached to the measurement results.



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.