ENERGETYKA z. 49

EDWARD KOSTOWSKI

ANALIZA CZYNNIKÓW WPŁYWAJĄCYCH NA ZUŻYCIE PALIWA PODCZAS NAGRZEWANIA WSADU W PIECU WGŁĘBNYM

POLITECHNIKA ŚLĄSKA
ZESZYT NAUKOWY Nr 380 – GLIWICE 1973

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 380

EDWARD KOSTOWSKI

ANALIZA CZYNNIKÓW WPŁYWAJĄCYCH NA ZUŻYCIE PALIWA PODCZAS NAGRZEWANIA WSADU W PIECU WGŁĘBNYM

PRACA HABILITACYJNA Nr 128

Przewód habilitacyjny otwarto w dniu 18 maja 1973 r.

GLIWICE 1973

REDAKTOR NACZELNY ZESZYTÓW NAUKOWYCH
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Iwo Pollo

REDAKTOR DZIAŁU

Ryszard Petela

SEKRETARZ REDAKCJI

Helena Ogrodnik

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
Gliwice, ul. Kujawska 2

Nakł 50+170 Ark. wyd. 5,4 Ark. druk. 6,44 Papier offsetowy kl. III, 70x100, 80 g
Oddano do druku 12.7.1973 Podpis. do druku 4.9 1973 Druk ukoń. w październiku 1973
Zam 980 12. 7. 1973 M-22 Cena zł 7,—

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

SPIS TREŚCI

str.

WYKAZ OZNACZEŃ

a - współczynnik przewodzenia temperatury ($a = \frac{\lambda}{c\varrho}$)
A - absorpcyjność spalin
A - pojemność cieplna powietrza przypadającego na jednostkę paliwa
$\dot{A}$ - pojemność cieplna strumienia powietrza ($\dot{A} = \dot{P}\ A$)
B - wielkość pomocnicza, $B = (T/100)^4$
c - właściwa pojemność cieplna (ciepło właściwe)
C_c - stała promieniowania ciała doskonale czarnego
D - przypuszczalność (transmisyjność) spalin
$\dot{e}$ - jednostkowa emisja własna
$\dot{E}$ - emisja własna, ($\dot{E} = F\ \dot{e}$)
F - powierzchnia
G - pojemność cieplna jednostkowej ilości paliwa
$\dot{G}$ - pojemność cieplna strumienia paliwa, ($\dot{G} = \dot{P}\ G$)
h - rozmiar liniowy w podziale różnicowym wlewka
$\dot{H}$ - jasność promieniowania
i - entalpia
k - współczynnik przenikania ciepła
K - pojemność cieplna spalin zawartych w komorze pieca
K - stopień (temperatury, $1\ ^oK = 1\ ^oC = 1$ deg)
(Mc_p) - molowa pojemność cieplna pod stałym ciśnieniem
(MR) - uniwersalna stała gazowa
n - ilość substancji w kilomolach
p - ciśnienie
$\dot{P}$ - strumień paliwa (z reguły $1\ m_n^3/s$)
q_{ch} - wskaźnik zużycia ciepła (energii chemicznej)
q_r - ciepło rekuperacji przypadające na jednostkę paliwa
$\dot{Q}$ - strumień ciepła
$\dot{Q}_{i-j}$ - strumień ciepła przepływający od ciała "i" do ciała "j"
$\dot{Q}_{r,\ i-j}$ - jak wyżej, lecz przez promieniowanie
R - refleksyjność ($R = 1 - \varepsilon$)
S - pojemność cieplna spalin powstałych z jednostki paliwa
$\dot{S}$ - pojemność cieplna strumienia spalin, ($\dot{S} = \dot{P}\ S$)
t - temperatura (w ^oC)
T - temperatura bezwzględna (w ^oK)

V - objętość
W - pojemność cieplna wlewka
W - wyznacznik charakterystyczny
W_d - wartość opałowa paliwa
α - współczynnik wnikania ciepła
β - stopień wykorzystania paliwa
Δ - przyrost, nadwyżka, różnica
ε - emisyjność
η - sprawność (t - termiczna, pir - pirometryczna)
λ - współczynnik przewodzenia ciepła
ϱ - gęstość masy
ϱ_{ij} - uogólniony średni stosunek konfiguracji pomiędzy powierzchniami i oraz j
τ - czas
φ_{ij} - średni stosunek konfiguracji

Indeksy

1 - dotyczy płomienia (w komorze pieca)
2 - dotyczy powierzchni ścian pieca (w komorze pieca)
3 - dotyczy powierzchni wsadu (w komorze pieca)
a - powietrze
d - na dopływie
g - spaliny o średnich parametrach (w komorze pieca)
G - paliwo (gazowe)
i,j - dotyczy powierzchni i,j
k - konwekcyjny
k - końcowy
m - dotyczy materiału
m - średni
n - dla parametrów normalnych
o - dotyczy strat ciepła z komory pieca
ot - otoczenia
p - dotyczy pieca
p - początkowy
p - pozorny
r - radiacyjny
r - dotyczy rekuperacji
s - spaliny
spal - spalania
ść - ścianki
w - na wypływie

Kropka nad symbolem oznacza wielkość odniesioną do jednostki czasu.

1. WSTĘP, CEL PRACY

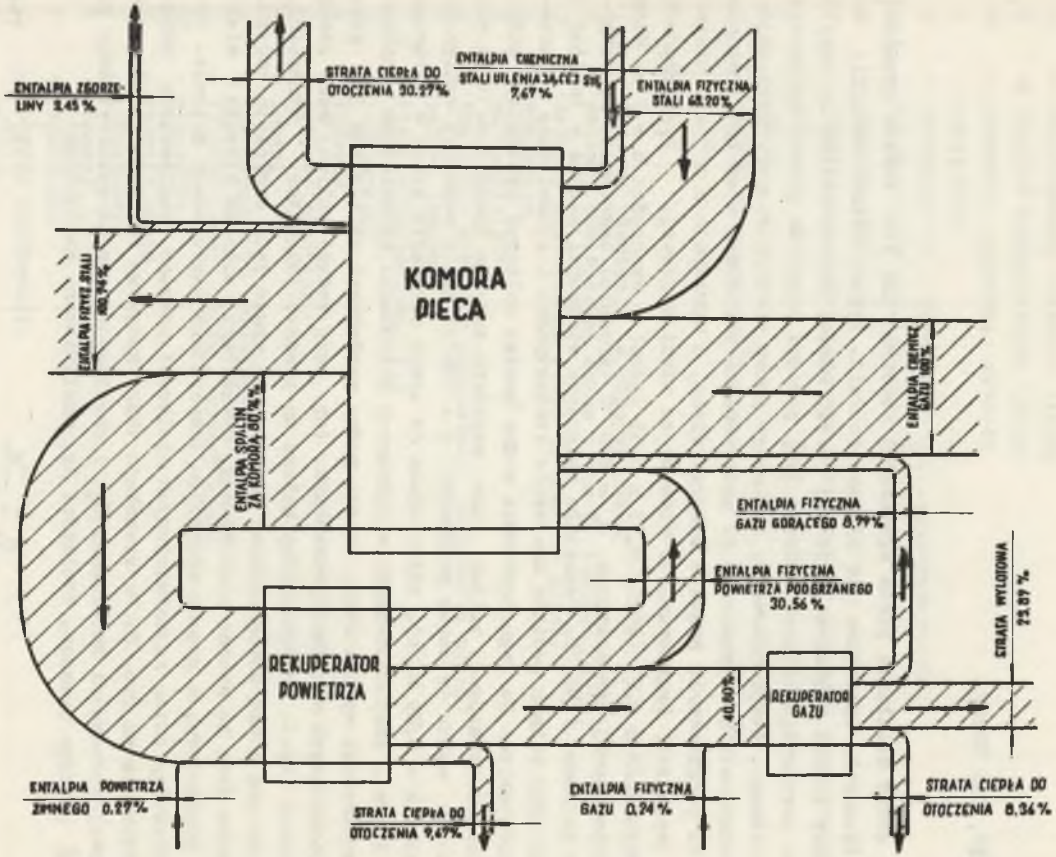
Dla oceny działania pieca wgłębnego, podobnie jak dla innych urządzeń energetycznych, sporządza się bilanse energii. Typowy bilans energii, obejmujący proces nagrzewania jednej partii wsadu, przedstawiono na rys. 1. Dane do powyższego bilansu zebrano [28] podczas pomiarów pieca wgłębnego jednodrożnego, dwupalnikowego, opalanego gazem wielkopiecowym, posiadającego rekuperatory: ceramiczny do podgrzewania powietrza oraz metalowy (rurkowy) do podgrzewania gazu. W komorze pieca, o wymiarach 6 x 3 m (trzon) x 4 m (wysokość) nagrzewano 12 wlewków ze stali węglowej, o wymiarach przekroju 0,63 x 0,63 (dół), 0,53 x 0,53 (góra) i wysokości h = 2 m. Wlewki o początkowej temperaturze t_p = 800 °C (średnio) nagrzewano do temperatury końcowej 1150 °C. Pozostałe zmierzone wielkości podano w tablicy 1.

Tego typu bilans posiada znaczenie statystyczne i ograniczone znaczenie porównawcze. Na jego podstawie można bowiem obliczyć wskaźniki zużycia energii chemicznej paliwa (tzw. wskaźnik zużycia ciepła) na 1 kg nagrzewanego wsadu (w danym przypadku q = 796 kJ/kg) i wskaźnik wydajności pieca ($\dot{m}$ = 3,89 kg/s), które służą do oceny działania pieca w porównaniu z innymi, eksploatowanymi w podobnych warunkach. Ograniczone znaczenie porównawcze wynika stąd, że nie można porównywać wskaźników dla pieców działających w różnych warunkach, (np. inny rodzaj paliwa, wsad zimny lub gorący itp.). Przedstawiony bilans ma ponadto charakter statyczny, traktuje się w nim bowiem proces nagrzewania wsadu jako zamkniętą całość. Tymczasem jest to proces nieustalony, dynamiczny, podczas którego większość parametrów, a przede wszystkim temperatura wsadu ulega zmianie. Typowy przebieg zmian najważniejszych wielkości podczas nagrzewania wsadu przedstawiono na rys. 2. Na rysunkach 18÷21 pokazano również zmienność chwilowej sprawności termicznej $\bar{\eta}_t$ i chwilowego stopnia wykorzystania paliwa $\bar{\beta}$ podczas procesu. Wielkości te, zdefiniowane następująco

$$\bar{\eta}_t = \frac{\dot{Q}_m}{\dot{P}\ W_d} \qquad (1)$$

$$\bar{\beta} = \frac{\dot{Q}_m + \dot{Q}_o}{\dot{P}\ W_d} \qquad (1)$$

wykazują (szczególnie $\bar{\eta}_t$) znaczną zmienność.

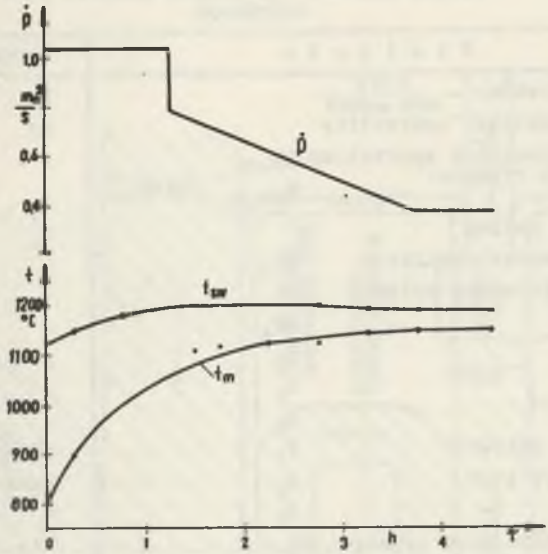


Rys. 1. Wykres Sankey'a bilansu energii dla pieca wgłębnego

Tablica 1

Wyniki pomiarów cieplnych zespołu pieca wgłębnego

Lp.	W i e l k o ś ć		Wymiar	Ilość
1	masa wlewków		kg	63 000
2	masa powstałej zgorzeliny		kg	688
3	skład chemiczny zgorzeliny (udziały gramowe)	g_{FeO}	-	0,78
		$g_{Fe_2O_3}$	-	0,22
4	zużycie paliwa		m_n^3	11 261
5	średni skład chemiczny paliwa (udziały molowe)	CO_2	-	0,0825
		CO	-	0,3150
		CH_4	-	0,0080
		O_2	-	0,0035
		H_2	-	0,0170
		N_2	-	0,5740
6	wartość opałowa	W_d	kJ/m_n^3	4450
7	parametry gazu	p_m	mbar	41
		φ_1	%	100
	temperatura gazu zimnego	t'_G	^oC	5
	średnia temp.g.podgrzanego	t_G	^oC	284
8	powietrze w otoczeniu (warunki zimowe)	p_{ot}	bar	0,990
		φ	%	80
		t_{ot}	^oC	0
	średnia temp.pow. podgrzanego	t_a	^oC	915
9	średnia temperatura spalin u wylotu z pieca	t_{sw}	^oC	1182
	pomiędzy rekuperatorami	t_{sa}		590
	za rekup. gazu	t_{sg}		358
10	średnie udziały składników spalin suchych, wylot z pieca	$[CO_2]_1$	-	0,220
		$[O_2]_1$	-	0,021
		$[N_2]_1$	-	0,759
	za rekup. powietrza	$[CO_2]_2$	-	0,207
		$[O_2]_2$	-	0,033
		$[N_2]_2$	-	0,760
11	czas nagrzewania wsadu	τ	s	16 200
12	średni nadmiar powietrza	λ	-	1,15



Rys. 2. Zmiany podstawowych wielkości podczas procesu nagrzewania wsadu

Bezpośrednim celem inżyniera cieplnego jest osiągnięcie maksymalnej opłacalnej sprawności termicznej procesu. Aby to w danym przypadku osiągnąć, należy wiedzieć jakie czynniki i w jakim stopniu wpływają na wartość $\bar{\eta}_t$ i w konsekwencji na η_t oraz na wskaźniki charakteryzujące działanie pieca.

Optymalizacja termodynamiczna, której celem jest uzyskanie minimalnego zużycia paliwa (i maksymalnej sprawności termicznej procesu) jest tylko częścią szerszego problemu optymalnego sterowania procesem nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym [3]. Niezależnie jednak od funkcji celu i narzuconych ograniczeń, podstawowe znaczenie odgrywają obliczenia cieplne, które dotychczas, z uwagi na skomplikowane procesy równoczesnego spalania i przepływu ciepła do wlewków o zmiennej temperaturze, są wykonywane przy znacznych uproszczeniach.

W świetle powyższych uwag, cel, który postawił sobie autor niniejszej pracy, można by sformułować następująco:

A. Analiza termodynamiczna pieca wgłębnego jako pewnego rodzaju wymiennika ciepła,
B. Opracowanie modelu przepływu ciepła uwzględniającego spalanie i obecność płomienia w komorze pieca wgłębnego,
C. Wstępna analiza cieplna procesu nagrzewania wsadu, zapewniającego minimalne zużycie paliwa.

2. PIEC WGŁĘBNY JAKO WYMIENNIK CIEPŁA

2.1. Model idealnego pieca wgłębnego

W piecu wgłębnym zachodzi równocześnie kilka zjawisk wzajemnie ze sobą powiązanych:

1) procesy spalania paliwa, przy czym substraty mogą być podgrzane w rekuperatorach przez spaliny wypływające z pieca,
2) przepływ ciepła pomiędzy płomieniem, spalinami, ścianami pieca i nagrzewanymi wlewkami przy równoczesnym występowaniu bezpośrednich strat ciepła do otoczenia (poprzez ściany pieca),
3) podwyższanie się temperatury wsadu,
4) przepływ spalin, które schładzają się od temperatury początkowej, równej temperaturze spalania (na dopływie do pieca) do temperatury końcowej, na wypływie z pieca; część spalin może być tracona do otoczenia (wybijanie spalin),
5) tworzenie się warstwy tlenków na powierzchni wsadu.

Są to procesy skomplikowane i nie wszystkie w pełni opisane. Aby otrzymać uproszczone, a mimo to w miarę wierne zależności, wprowadzono i przeanalizowano model pieca idealnego [14, 27] . Pod tym pojęciem rozumie się taki piec, w którym:

a) spalanie jest zupełne i całkowite,
b) do pieca dopływają spaliny o temperaturze kalorymetrycznej,
c) spaliny przepływają przez piec nieskończenie powoli, na skutek czego ochładzają się one do temperatury wsadu,
d) pojemność cieplna ścian pieca jest równa zeru (można pominąć ciepło zakumulowane w ścianach),
e) nie ma wybijania spalin z pieca,
f) nie występują straty ciepła do otoczenia,
g) temperatura nagrzewanego wsadu jest w każdej chwili wyrównana (współczynnik przewodzenia ciepła dla wsadu jest nieskończenie duży, $\lambda_m = \infty$),
h) nie tworzy się zgorzelina,
i) własności fizyczne (spalin i wsadu), w szczególności ciepło właściwe, są niezależne od temperatury.

Przyjęty model pieca idealnego różni się od modelu Thringa [27] sprecyzowaniem temperatury spalin wylotowych (punkt c założeń).

Ponieważ rekuperacja ciepła powoduje podwyższenie temperatury kalorymetrycznej zgodnie z równaniem

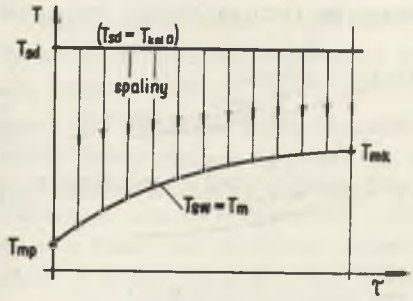
$$T_{kal} = T_{kal\ 0} + \frac{q_r}{S} \tag{3}$$

i w ten sposób wpływa na działanie pieca, w pierwszym rzędzie rozważono proces bez rekuperacji ciepła ($q_r = 0$), dla którego temperatura kalorymetryczna $T_{kal\ 0}$ jest stała i przy danym nadmiarze powietrza zależy tylko od rodzaju paliwa.

Założenie c) wymaga, aby strumień doprowadzanego paliwa i powstających spalin był bardzo mały. Można to zrealizować na dwa sposoby: doprowadzając stale nieskończenie mały strumień paliwa $\dot{P} \to 0$ (model ciągły) lub doprowadzając paliwo nieskończenie małymi porcjami dP co pewien czas $\Delta\tau$ (model porcjowy).

2.2. Minimalne zużycie paliwa w procesie bez rekuperacji

Na rys. 3 przedstawiono przebieg zmian temperatur wsadu podczas nagrzewania w piecu idealnym. Przyjęto model porcjowy, w którym dla elementarnej porcji paliwa równanie bilansu ma postać



Rys. 3. Przebieg temperatur w piecu idealnym

$$S(T_{kal\ 0} - T_m)dP = (W + K)dT_m \tag{4}$$

lub

$$dP = \frac{W + K}{S} \frac{dT_m}{T_{kal\ 0} - T_m}. \tag{4a}$$

Dla całego procesu nagrzewania zużycie paliwa wynosi

$$P = \int_{T_{mp}}^{T_{mk}} dP = \frac{W + K}{S} \ln \frac{T_{kal\ 0} - T_{mp}}{T_{kal\ 0} - T_{mk}}. \tag{5}$$

Ciepło użyteczne, zużyte na podgrzanie wsadu wynosi

$$Q_{uż} = W(T_{mk} - T_{mp}), \tag{6}$$

zaś energia chemiczna doprowadzona w paliwie

$$Q_{ch} = P\,W_d = P\,S(T_{kal\,0} - T_n) \cong P\,S(T_{kal\,0} - T_{ot}). \qquad (7)$$

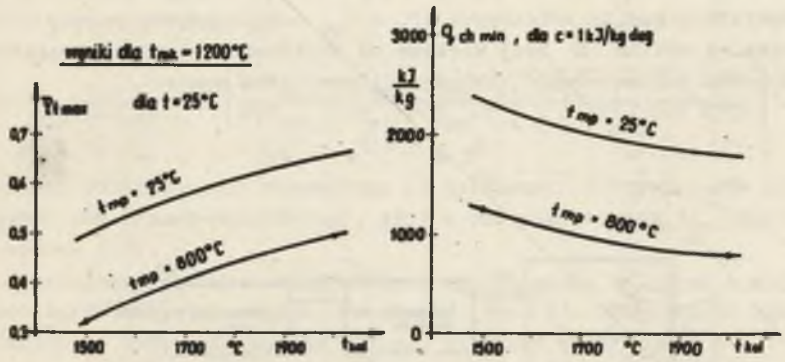
Po skojarzeniu równań (5 ÷ 7) i pominięciu stosunku K/W jako bardzo małego otrzymuje się maksymalną sprawność termiczną procesu

$$\eta_{t\,max} = \frac{T_{mk} - T_{mp}}{(T_{kal\,0} - T_{ot})\,\ln\dfrac{T_{kal\,0} - T_{mp}}{T_{kal\,0} - T_{mk}}}, \qquad (8)$$

która jest wyłącznie funkcją temperatur. Można również obliczyć minimalne zużycie energii chemicznej paliwa (tzw. wskaźnik zużycia ciepła)

$$q_{ch\,min} = \frac{c(T_{mk} - T_{mp})}{\eta_{t\,max}} = c(T_{kal\,0} - T_{ot})\,\ln\frac{T_{kal\,0} - T_{mp}}{T_{kal\,0} - T_{mk}}. \qquad (9)$$

Na rys. 4 przedstawiono przykładowy przebieg zależności $\eta_{t\,max}$ i $q_{ch\,min}$ od temperatur.



Rys. 4. Przykładowa zależność $\eta_{t\,max}$ i $q_{ch\,min}$ od temperatur

Ze wzorów (8) i (9) oraz rys. 4 wynika, że

A. Dla paliwa o wyższej jakości sprawność termiczna jest wyższa, a więc zużycie paliwa obniża się. Czynnikiem decydującym o jakości paliwa jest w tym przypadku temperatura kalorymetryczna, a nie wartość opałowa, choć na ogół obie te wielkości idą w parze. Podobne skutki, poprzez wzrost T_{kal}, spowoduje rekuperacja ciepła lub obniżenie nadmiaru powietrza (jeżeli $\lambda > 1$).

B. Przy podgrzewaniu wsadu zimnego (w porównaniu z gorącym) sprawność termiczna jest większa, w związku z czym zużycie energii chemicznej wzrasta mniej niż proporcjonalnie do przyrostu temperatury wsadu. Na przykład (rys. 4) przy podgrzewaniu wsadu od temperatury początkowej t_{mp} = = 25 °C wsad pochłonie prawie 3-krotnie więcej ciepła niż wsad o t_{mp} = = 800 °C (przy t_{mk} = 1200 °C), ale zużycie paliwa wzrośnie tylko w przybliżeniu 2-krotnie.

Powyższe wnioski zachowują pod względem jakościowym swoje znaczenie również dla pieców rzeczywistych.

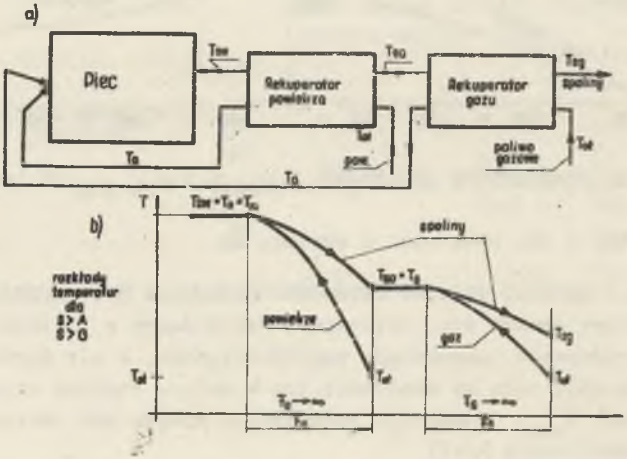
2.2.1. Wpływ rekuperacji ciepła w piecu idealnym

W piecach wgłębnych przeważnie jest stosowana rekuperacja ciepła - za pomocą wypływających spalin podgrzewa się substraty procesu spalania: powietrze i gaz. Dla pieca idealnego należy konsekwentnie przyjąć, że

j) powierzchnia rekuperatorów może być nieograniczona,
k) w rekuperatorach nie występują straty ciepła ani bezpośrednie, ani spowodowane nieszczelnościami kanału bądź rekuperatora.

Ilość odzyskanego ciepła zależy wówczas od sposobu zainstalowania rekuperatorów. Dla najczęściej stosowanego układu przeciwprądowego i kolejności: rekuperator powietrza i gazu (rys. 5), powietrze może być podgrzane do temperatury spalin wylotowych ($T_a = T_{sw} = T_m$), gdyż z reguły pojemność cieplna spalin S jest większa od pojemności cieplnej powietrza A. Na jednostkę paliwa ciepło rekuperacji powietrza wynosi

$$q_{r\,a} = A(T_a - T_{ot}). \tag{10}$$



Rys. 5. Zespół piec + rekuperatory szeregowe, b) rozkład temperatur

Temperatura spalin pomiędzy rekuperatorami wynika z bilansu energii

$$T_{sa} = T_m - \frac{A}{S}(T_m - T_{ot}), \tag{11}$$

a ponieważ również $S > G$, określa ona temperaturę podgrzania gazu (rys. 5b). Temperatura spalin za rekuperatorem gazu wynika także z bilansu energii

$$T_{sg} = T_{sa} - \frac{G}{S}(T_{sa} - T_{ot}). \tag{12}$$

Spaliny o tej temperaturze, wyższej od T_{ot}, odpływają do otoczenia.

Przy powyższych założeniach ciepło rekuperacji wynosi

$$q_r = A(T_m - T_{ot}) + G(T_{sa} - T_{ot}) = (A + G - A\,G/S\,.\,(T_m - T_{ot}). \tag{13}$$

Postępując podobnie jak w punkcie 2.2, można ułożyć bilans

$$\left[S(T_{kal\ 0} - T_m) + (A + G - A\,G/S)(T_m - T_{ot})\right] dP = (W+K)dT_m \tag{14}$$

i obliczyć zużycie paliwa

$$P = \frac{W + K}{A+G-S-A\,G/S} \ln \left[\frac{S(T_{kal\ 0} - T_{ot}) + (T_{mk} - T_{ot})(A + G - S - A\,G/S)}{S(T_{kal\ 0} - T_{ot}) + (T_{mp} - T_{ot})(A + G - S - A\,G/S)}\right]. \tag{15}$$

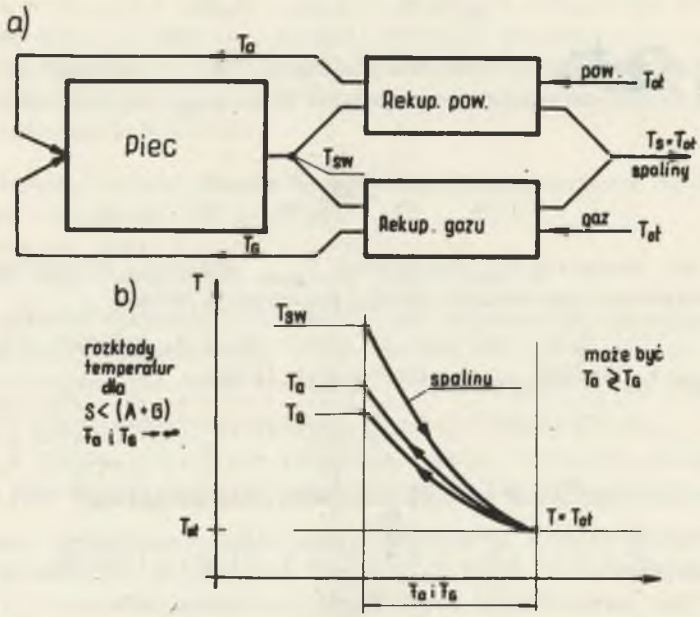
Powyższy rezultat jest niezależny od kolejności rekuperatorów (powietrzny -gazowy lub gazowy-powietrzny), gdyż w obu przypadkach q_r jest określone wzorem (13).

Pełniejsze wykorzystanie entalpii spalin można osiągnąć w układzie rekuperatorów zainstalowanych równolegle (rys. 6). Temperatura spalin odpływających do otoczenia zależy wówczas od znaku nierówności

$$(A + G) \gtrless S. \tag{16}$$

Jeżeli $S > (A + G)$, to powietrze i gaz można podgrzać do temperatury $T_{sw} = T_m$, a ciepło rekuperacji wynosi

$$q_r = (A + G)(T_m - T_{ot}). \tag{17}$$



Rys. 6. Zespół piec + rekuperatory równoległe,
b) rozkład temperatur

Bilans elementarny ma wówczas postać

$$\left[S(T_{kal\ O}-T_m) + A(T_m-T_{ot}) + G(T_m-T_{ot})\right] dP = (W+K)\ dT_m, \tag{18}$$

zaś zużycie paliwa wynosi

$$P = \frac{W+K}{A+G-S}\ \ln\left[\frac{S(T_{kal\ O}-T_{ot}) + (A + G - S)\ (T_{mk} - T_{ot})}{S(T_{kal\ O}-T_{ot}) + (A + G - S)\ (T_{mp} - T_{ot})}\right]. \tag{19}$$

Jeżeli $S \leqslant (A + G)$, to spaliny można ochłodzić do temperatury otoczenia, co oznacza (wobec $T_{ot} \cong T_n$) całkowite wykorzystanie energii chemicznej paliwa. Ciepło rekuperacji wynosi wówczas

$$q_r = S(T_m - T_{ot}), \tag{20}$$

a temperatury powietrza i gazu można obliczyć z bilansu

$$q_r = A(T_a - T_{ot}) + G(T_G - T_{ot}) \tag{21}$$

(może być $T_a = T_G$ lub $T_a \neq T_G$, przy czym istnieje ograniczenie T_a i $T_g < T_m$). W ostatnim przypadku bilans elementarny sprowadza się do postaci

$$W_d \, dP = (W + K) dT_m \tag{22}$$

zużycie paliwa wynosi

$$P = \frac{(W + K)(T_{mk} - T_{mp})}{W_d}, \tag{23}$$

a sprawność termiczna procesu nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym osiąga wartość graniczną: $\eta_t = 1$.

W przypadku braku rekuperacji (można podstawić $A = G = 0$), rozwiązania (15) i (19) upraszczają się do zależności (5); podobnie dla $S = A+G$ nieokreślone wyrażenie (19) przechodzi w (23).

W rzeczywistym piecu powierzchnia rekuperatorów jest skończona, limituje to podgrzanie substratów oraz wielkość q_r. Rekuperacja powoduje jednak wzrost temperatury kalorymetrycznej (r. 3), co pomijając wpływ na wymianę ciepła (punkt 3), przynosi podwyższenie sprawności termicznej procesu i zmniejszenie zużycia paliwa.

2.3. Bezwymiarowy wskaźnik porównawczy

W praktyce hutniczej jednym z powszechnie używanych mierników pracy pieców grzejnych jest wskaźnik q_{ch} (tzw. wskaźnik zużycia ciepła). Miernik ten ma ograniczone znaczenie porównawcze, gdyż jak pokazuje wzór (9), wskaźnik q_{ch} z natury rzeczy zależy od takich czynników jak rodzaj paliwa i temperatury wsadu. W tej sytuacji można by zaproponować bezwymiarowy wskaźnik porównawczy

$$q_p = \frac{q_{ch}}{q_{ch\,min}} = \frac{\eta_{t\,max}}{\eta_t}. \tag{24}$$

Wskaźnik ten odzwierciedlałby w jakimś stopniu wszelkie odchylenia, zarówno negatywne (zła rekuperacja, duże straty ciepła do otoczenia, spalanie przy zbyt dużym nadmiarze powietrza) jak i pozytywne w stosunku do stanu "idealnego".

2.4. Temperatura wylotowa spalin przy skończonym strumieniu paliwa (model porcjowy)

W przedstawionym na rys. 3 modelu czas nagrzewania wsadu jest nieskończenie długi, rzędu $\infty \cdot \infty$ ponieważ

a) do pieca doprowadza się nieskończenie małe porcje paliwa, dostarczenie skończonej ilości paliwa wymaga zatem nieskończenie długiego czasu,

b) każda porcja spalin schładza się do temperatury metalu, co trwa nieskończenie długo.

Sensowny rezultat otrzyma się wówczas, gdy założy się skończone porcje paliwa i skończony czas przebywania spalin w piecu (rys. 7). Jako jednostkową porcję paliwa dogodnie jest przyjąć taką ilość, której po spaleniu odpowiada ilość spalin mieszcząca się w piecu o danej objętości, wynikająca z równania Clapeyrona

$$n_s = \frac{p\,V_p}{(MR)\,T_{sm}}, \tag{25}$$

Pojemność cieplna spalin zawartych w komorze pieca wynosi więc

$$K = n_s\,(Mc_p)_s. \tag{26}$$

Dla danego strumienia paliwa $\dot{P}$ i jednostkowej pojemności cieplnej spalin S spełnione są (punkt 2.6) relacje

$$\left.\begin{aligned} \dot{S} &= \dot{P}\,S && \text{(a)} \\ \dot{S} &= \frac{K}{\Delta\tau} && \text{(b)} \end{aligned}\right\}. \tag{27}$$

Jeżeli przyjmie się, że średni współczynnik wnikania ciepła α od spalin do materiału jest dany, to można napisać następujący układ równań

$$\left.\begin{aligned} F\alpha\,(T_s - T_m) &= -\,K\,\frac{dT_s}{d\tau} && \text{(a)} \\ F\alpha\,(T_s - T_m) &= W\,\frac{dT_m}{d\tau} && \text{(b)} \end{aligned}\right\}. \tag{28}$$

Z równania (28a) oblicza się

$$T_s - T_m = -\frac{K}{F\alpha}\,T_s' \qquad \left(T_s' = \frac{dT_s}{d\tau}\right), \tag{28c}$$

skąd

$$T_m' = T_s' + \frac{K}{F\alpha}\,T_s''. \tag{28d}$$

Zależności (28c,d) wprowadza się do (28b), co po uporządkowaniu daje równanie

$$T_s'' + F\alpha\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{K}\right)T_s' = 0. \tag{29}$$

Wprowadzając zapis

$$A = F\alpha\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{K}\right) \tag{30}$$

można rozwiązanie równania (29) zapisać następująco:

$$T_s(\tau) = -\frac{C_1}{A} e^{-A\tau} + C_2. \tag{31}$$

Po wyznaczeniu stałych całkowania z warunków początkowych

$$T_s(0) = T_{sd}, \qquad T_s'(0) = -\frac{F\alpha}{K}(T_{sd} - T_m) \tag{32}$$

i ich podstawieniu do (31), rozwiązanie przyjmie postać

$$T_{sd} - T_s(\tau) = \frac{T_{sd} - T_m}{1 + K/W}(1 - e^{-A\tau}) \text{ dla } \tau = 0 \div \Delta\tau. \tag{33}$$

Dla $\tau = \Delta\tau$ temperatura spalin, równa wylotowej, wynosi

$$T_{sw} = T_m + (T_{sd} - T_m)\frac{\exp(-A\Delta\tau)}{1 + K/W}. \tag{34}$$

Stosunek K/W jest bardzo mały (praktycznie biorąc jest to wielkość rzędu 0,0005) dzięki czemu, wykorzystując (27b) można napisać

$$T_{sw} \cong T_m + (T_{sd} - T_m)\exp(-\frac{F\alpha}{\dot{S}}). \tag{35}$$

Równanie to pozwala obliczać temperaturę spalin u wylotu z pieca dla danych $\dot{P}$ i T_m (wielkości T_{sd} i α są zależne pośrednio od tych parametrów). Przyrost temperatury wlewka w czasie $\Delta\tau$ najprościej obliczać z bilansu energii

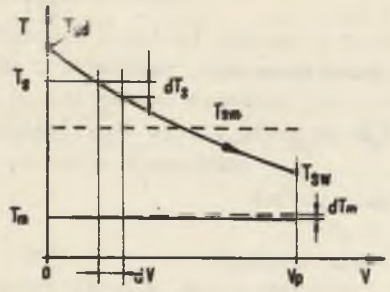
$$\Delta T_m = \frac{K}{W}(T_{sd} - T_{sw}) = \frac{\dot{S}\Delta\tau}{W}(T_{sd} - T_{sw}). \tag{36}$$

W praktyce $\Delta\tau$ wynosi kilka sekund, a odpowiadające mu przyrosty temperatury wlewka są najwyżej rzędu jednego stopnia. Powyższy wynik otrzymuje się również po rozwiązaniu układu równań (28) względem T_m.

2.4.1. Równania dla modelu ciągłego

W odróżnieniu od modelu porcjowego zakłada się, że przez piec o objętości V_p przepływa strumień spalin o pojemności cieplnej $\dot{S}$, spaliny schładzają się od T_{sd} do T_{sw} (rys. 7). W momencie, w którym temperatura metalu wynosi T_m, spełniony jest bilans energii

$$\dot{Q} = \dot{S}(T_{sd} - T_{sw}) = F\alpha(T_{sm} - T_m) = V_p\beta(T_{sm} - T_m), \tag{37}$$



Rys. 7. Przepływ spalin przez piec (model ciągły)

gdzie β jest współczynnikiem oddawania ciepła od spalin do wsadu, odniesionym na jednostkę objętości spalin w piecu

$$\beta = \frac{F\alpha}{V_p}. \tag{38}$$

Dla elementarnej objętości dV można napisać układ równań

$$\left.\begin{aligned} d\dot{Q} &= \beta(T_s - T_m)\, dV \quad &(a)\\ d\dot{Q} &= -\dot{S}\, dT_s \quad &(b)\end{aligned}\right\}, \tag{39}$$

skąd

$$dV = -\frac{\dot{S}}{\beta}\frac{dT_s}{T_s - T_m} \tag{39c}$$

$$V = -\frac{\dot{S}}{\beta}\ln(T_s - T_m) + C. \tag{40}$$

Po wykorzystaniu warunków brzegowych

$$\text{dla } V = 0,\ T = T_{sd}; \quad \text{dla } V = V_p,\ T = T_{sw}$$

równanie (40) przyjmie postać

$$V_p = \frac{\dot{S}}{\beta}\ln\frac{T_{sd} - T_m}{T_{sw} - T_m}, \tag{40a}$$

a wykorzystując (38) otrzymuje się po przekształceniu

$$T_{sw} = T_m + (T_{sd} - T_m)\exp\left(-\frac{F\alpha}{\dot{S}}\right), \tag{35}$$

a więc zależność wyprowadzoną wcześniej dla modelu porcjowego. Oba modele po dozwolonych uproszczeniach w modelu porcjowym, prowadzą do tych samych rozwiązań, w dalszych wywodach częściej używany będzie model porcjowy, gdyż łatwiej można rozwiązać otrzymywane w nim równania różniczkowe.

2.5. Czas przepływu spalin przez piec

Powstające w płomieniu spaliny przez pewien czas $\Delta\tau$ przebywają w piecu. W tym czasie oddając ciepło do ścian i wsadu ochładzają się one od temperatury T_{sd} do T_{sw} i na koniec wypływają z pieca. Czas przepływu spalin przez piec jest zależny od strumienia paliwa $\dot{P}$, objętości swobodnej pieca V_p i średniej temperatury spalin. Prędkość przepływu spa-

lin nie wpływa bezpośrednio na $\Delta\tau$, ma ona jednak związek ze średnią(statystyczną) drogą przebytą przez spaliny w piecu. Przy dużych zawirowaniach prędkości spalin będą większe (i większy współczynnik α_k) niż w komorach pieców z regularnym przebiegiem strugi.

Aby obliczyć $\Delta\tau$, zakłada się izobaryczny przepływ spalin przez piec o objętości V_p dla chwilowo stałej temperatury wsadu. Z elementarnej ilości paliwa dP powstaje elementarna ilość spalin (wilgotnych)

$$dn_s = n_s'' \, dP, \tag{41}$$

która zajmuje objętość dV określoną równaniem Clapeyrona

$$dV = \frac{(MR)T_s}{p} n_s'' \, dP. \tag{42}$$

Ponieważ

$$\dot{P} = \frac{dP}{d\tau}, \tag{43}$$

to

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{(MR)T_s}{p} n_s'' \, \dot{P} \tag{42a}$$

oraz

$$d\tau = \frac{p \, dV}{n_s'' \, (MR)\dot{P} \, T_s}. \tag{42b}$$

Stąd czas $\Delta\tau$ wynosi

$$\Delta\tau = \int_0^{V_p} d\tau = \frac{p}{n_s''(MR)\dot{P}} \int_0^{V_p} \frac{dV}{T_s}. \tag{43}$$

Jeżeli założy się, że rozkład temperatury spalin w piecu jest opisany równaniem (40), to

$$\int_0^{V_p} \frac{dV}{T_s} = \int_0^{V_p} \frac{dV}{T_m + (T_{sd} - T_m)\exp(-\frac{\beta V}{\dot{S}})} = \frac{V_p}{T_m}\left(1 - \frac{\dot{S}}{P\alpha} \ln \frac{T_{sd}}{T_{sw}}\right) = \frac{V_p}{T_{s\tau}}, \tag{44}$$

gdzie

$$T_{s\tau} = \frac{T_m}{1 - \frac{\dot{S}}{F\alpha} \ln \frac{T_{sd}}{T_{sw}}} \tag{45}$$

jest średnią temperaturą spalin w piecu liczoną ze względu na czas przepływu. Wykorzystując $T_{s\tau}$, można czas $\Delta\tau$ określić zależnością

$$\Delta\tau = \frac{p\, V_p}{n_s'' (MR) \dot{P}\, T_{s\tau}} . \tag{46}$$

Temperatura $T_{s\tau}$ różni się nieznacznie od średniej temperatury spalin wynikającej z równania przepływu ciepła, która dla tego samego rozkładu temperatur (40) wynika ze średniej różnicy logarytmicznej

$$T_{sm} = T_m + \frac{T_{sd} - T_{sw}}{\ln \frac{T_{sd} - T_m}{T_{sw} - T_m}} . \tag{47}$$

2.6. Pojemność cieplna K spalin zawartych w komorze pieca

Wielkość ta, bez określenia temperatury T_{sm}, została zdefiniowana wzorami (26,27). Wykorzystując wielkość dn_s określoną równaniami (41,42) można obliczyć ilość spalin zawartych w piecu

$$n_s = \int_0^{V_p} dn_s = \frac{p}{(MR)} \int_0^{V_p} \frac{dV}{T_s} = \frac{p\, V_p}{(MR) T_{s\tau}} . \tag{48}$$

Ponieważ prawa strona zgodnie z (46) wynosi $\dot{P}\, n_s'' \Delta\tau$, to

$$K = \dot{P}\, n_s''(Mc_p)\Delta\tau = \dot{P}\, S\Delta\tau = \dot{S}\Delta\tau . \tag{49}$$

Otrzymuje się w ten sposób wcześniej wykorzystany związek pomiędzy K i $\dot{S}$.

2.7. Temperatura wylotowa spalin przy uwzględnieniu strat ciepła do otoczenia (model porcjowy)

W rzeczywistym piecu występują straty $\dot{Q}_o$ ciepła do otoczenia. Równania bilansu przyjmą więc postać

$$\left.\begin{aligned} F\alpha(T_s - T_m) + \dot{Q}_o &= -KT_s' \quad \text{(a)} \\ F\alpha(T_s - T_m) &= WT_m' \quad \text{(b)} \end{aligned}\right\} . \tag{50}$$

Postępując podobnie jak w p. 2.4 otrzymuje się równanie

$$T_s'' + AT_s' + B = 0, \tag{51}$$

gdzie A określono wzorem (30), zaś przez B oznaczono

$$B = \frac{\dot{Q}_o F\alpha}{W K}. \tag{52}$$

Zakładając $\dot{Q}_o$ = idem, (B = idem), otrzymuje się następujące rozwiązanie równania (51)

$$T_s' = C_1 e^{-A\tau} - \frac{B}{A} \tag{53a}$$

$$T_s = -\frac{C_1}{A} e^{-A\tau} - \frac{B}{A}\tau + C_2. \tag{53}$$

Stałe całkowania wyznacza się z warunków początkowych

$$T_s(0) = T_{sd}, \quad T_s'(0) = -\frac{F\alpha}{K}(T_{sd}-T_m) - \frac{\dot{Q}_o}{K}. \tag{32a}$$

Po ich wyznaczeniu i uporządkowaniu równania (53) otrzymuje się zależność

$$T_s(\tau) = T_{sd} - \frac{1}{1+K/W}\left[T_{sd} - T_m + \frac{\dot{Q}_o}{F\alpha(1+K/W)}\right](1-e^{-A\tau}) - \frac{\dot{Q}_o}{W+K}\tau. \tag{53a}$$

Pomijając bardzo małe wielkości, w tym także ostatni człon równania (53a) otrzymuje się dla $\tau = \Delta\tau$ następujący wzór na temperaturę wylotową spalin

$$T_{sw} \cong T_{sd} - (T_{sd} - T_m + \frac{\dot{Q}_o}{F\alpha})\left[1 - \exp(-\frac{F\alpha}{\dot{S}})\right] \tag{54}$$

lub

$$T_{sw} - T_m + \frac{\dot{Q}_o}{F\alpha} \cong (T_{sd} - T_m + \frac{\dot{Q}_o}{F\alpha})\exp(-\frac{F\alpha}{\dot{S}}). \tag{54a}$$

W ostatnim wzorze występuje pozorna temperatura ośrodka

$$\Theta = T_m - \frac{\dot{Q}_o}{F\alpha}, \tag{55}$$

która wyznacza granicę schłodzenia spalin. Wykorzystując tę wielkość można równanie (54a) zapisać prościej

$$T_{sw} - \Theta = (T_{sd} - \Theta)\exp(-\frac{F\alpha}{\dot{S}}). \tag{54b}$$

Temperatura Θ jest niższa od temperatury T_m powierzchni wlewków. Schłodzenie spalin poniżej temperatury T_m jest oczywiście możliwe przy dużych stratach ciepła i małym strumieniu spalin, jednak w normalnych warunkach eksploatacji pieca zjawisko to nie jest spotykane. Straty ciepła do otoczenia są bowiem oddawane przez ściany pieca, których wewnętrzna temperatura jest zwykle wyższa od temperatury powierzchni wlewków. Otrzymany rezultat jest wynikiem zapisu równania (50a), w którym straty ciepła są niezależne od poziomu temperatur.

Aby uniknąć opisanych niedogodności można formalnie przyjąć, że wlewki zawierają ujemne źródło ciepła, które pochłania straty ciepła w wysokości Q_o. Równania różniczkowe wyglądają wówczas następująco

$$\left.\begin{aligned} F\alpha_p(T_s - T_m) &= -K\,T_s' \qquad \text{(a)} \\ F\alpha_p(T_s - T_m) - \dot{Q}_o &= W\,T_m' \qquad \text{(b)} \end{aligned}\right\}, \tag{56}$$

zaś pozorny współczynnik wnikania ciepła α_p wyznacza się jak niżej

$$\dot{Q}_m = F\alpha\,(T_{sm} - T_m)$$

$$\dot{Q}_m + \dot{Q}_o = \dot{Q}_m\,(1 + \dot{Q}_o/\dot{Q}_m) = F\alpha\,(T_{sm}-T_m)(1+\dot{Q}_o/\dot{Q}_m) = F\alpha_p(T_{sm}-T_m),$$

czyli

$$\alpha_p = \alpha(1 + \dot{Q}_o/\dot{Q}_m). \tag{57}$$

Tak wyznaczony współczynnik α_p oznacza odniesienie strat ciepła na powierzchnię wsadu i średnią różnicę temperatur spalin i wsadu. Z równania (56a) oblicza się

$$T_s - T_m = -\frac{K}{F\alpha_p}\,T_s' \tag{56c}$$

oraz

$$T_m' = T_s' + \frac{K}{F\alpha_p}\,T_s''. \tag{56d}$$

Wielkości te wstawia się do (56b), co po uporządkowaniu daje dobrze znane równanie różniczkowe

$$T_s'' + A_p\,T_s' + B_p = 0. \tag{51a}$$

Współczynniki A_p i B_p w odróżnieniu od A i B zawierają α_p w miejsce α. Rozwiązanie jest analogiczne jak (53), zaś stałe wyznacza się z warunków początkowych

$$T_s(0) = T_{sd}, \quad T_s'(0) = -\frac{F\alpha_p}{K}(T_{sd}-T_m). \tag{32b}$$

Po ich wyznaczeniu, rozwiązanie można przedstawić następująco:

$$T_s(\tau) = T_{sd} - \frac{T_{sd} - T_m}{1 + K/W}(1 - e^{-A_p\tau}) - \frac{\dot{Q}_o}{K + W}\tau. \tag{58}$$

Dla $\tau = \Delta\tau$ jest $T_s(\tau) = T_{sw}$, po zaniedbaniu małych wielkości otrzymuje się ostatecznie

$$T_{sw} - T_m \cong (T_{sd} - T_m)\exp(-\frac{F\alpha_p}{\dot{S}}) \tag{59}$$

lub

$$T_{sd} - T_{sw} = (T_{sd}-T_m)\left[1 - \exp(-\frac{F\alpha_p}{\dot{S}})\right]. \tag{59a}$$

Pomijana w rozwiązaniach wielkość $\dot{Q}_o\Delta\tau/(W+K)$ jest w realnych warunkach mniejsza od około 1 stopnia.

2.8. Pojemność cieplna strumienia spalin

Wstępująca w powyższych równaniach pojemność cieplna strumienia spalin $\dot{S}$ musi spełniać podstawowe równanie bilansu (37). W piecu idealnym będzie $T_{sd} = T_{kal}$ (lub $T_{kal\,0}$), natomiast w piecu rzeczywistym $T_{sd}=T_{spal}$, gdzie na skutek równoczesnej wymiany ciepła, temperatura spalania jest niższa od kalorymetrycznej. Do równań typu (59) należy wówczas podstawić pozorną wartość $\dot{S}_p$ wynikającą z bilansu energii

$$\dot{P}(W_d + q_r + \Delta i_{sw}) = \dot{S}(T_{kal} - T_{sw}) = \dot{S}_p(T_{spal} - T_{sw}), \tag{60}$$

przy czym temperatura spalania musi być w jakiś sposób dana. Wielkość $\dot{S}_p$ jest wyznaczana metodą kolejnych przybliżeń, gdyż jest ona uzależniona od obliczanej temperatury T_{sw}, tę zaś oblicza się z równania typu (59), przyjmując podobnie jak w piecu idealnym wykładniczy charakter zmian temperatury spalin podczas przepływu przez piec. Ponadto zmienią się wartości współczynników wnikania ciepła α i α_p, które wyznacza się z równań (100, 57 i 102), gdyż zależą one od poziomu temperatur w piecu. Wprowadzenie wielkości pozornych umożliwia wykorzystywanie wyprowadzonych równań, gdyż ich postać nie ulegnie zmianie.

2.9. Chwilowa sprawność termiczna

Przy uwzględnieniu strat ciepła oraz faktu, że w piecu rzeczywistym $T_{sd} = T_{spal}$, bilans energii w dowolnej chwili można zapisać następująco:

$$\dot{S}_p(T_{spal} - T_{sw}) = \dot{Q}_m + \dot{Q}_o, \tag{61}$$

gdzie

$$\dot{Q}_m = F\alpha(T_{sm} - T_m),$$

zaś średnia temperatura T_{sm} spalin dla rozkładu wykładniczego wynika z równania (47). Wykorzystując (59a) można napisać

$$\dot{Q}_m = \dot{S}_p\,(T_{spal} - T_m)\left[1 - \exp\left(-\frac{F\alpha_p}{\dot{S}_p}\right)\right] - \dot{Q}_o. \tag{62}$$

Zdefiniowana wzorem (1) chwilowa sprawność termiczna wynosi zatem

$$\bar{\eta}_t = \frac{\dot{S}_p(T_{spal} - T_m)}{\dot{P}\,W_d}\left[1 - \exp\left(-\frac{F\alpha_p}{\dot{S}_p}\right)\right] - \frac{\dot{Q}_o}{\dot{P}\,W_d}. \tag{63}$$

Wielkości występujące po prawej stronie są zależne od strumienia paliwa i temperatur, te ostatnie zaś są zdeterminowane temperaturą powierzchni wsadu. Tak więc

$$\bar{\eta}_t = f(\dot{P}, T_m).$$

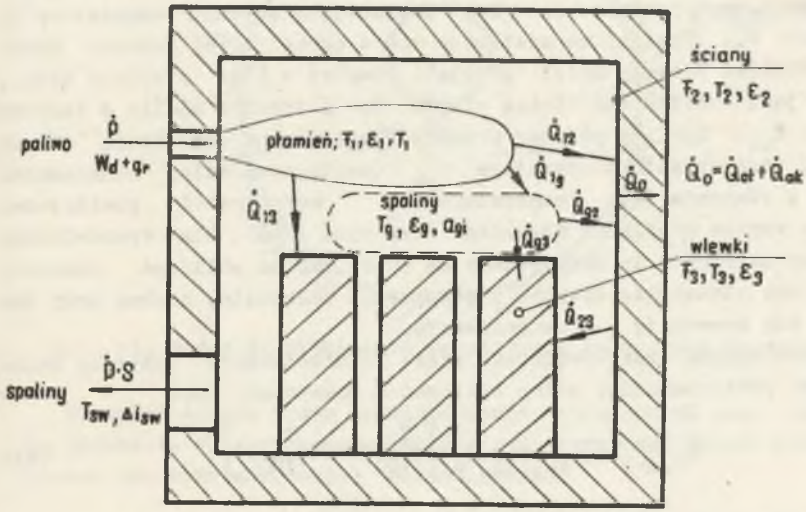
Dla każdej temperatury T_m istnieje taki strumień paliwa $\dot{P}$, przy którym $\bar{\eta}_t$ osiąga maksimum. Położenie tego punktu zależy głównie od wielkości $\dot{Q}_o$ i od skuteczności rekuperacji ciepła. Przykładowe wyniki podano w punkcie 8 (rys. 31÷33).

3. PRZEPŁYW CIEPŁA W KOMORZE PIECA WGŁĘBNEGO

Schemat przepływu ciepła w komorze pieca pokazano na rys. 8. Przyjęty model uwzględnia obecność płomienia, spalin, ścian pieca i wsadu - jest to więc model czterotemperaturowy (rys. 9). Przepływ ciepła zachodzi przez promieniowanie i konwekcję, przy czym przyjęto, że promieniowanie zachodzi pomiędzy:

- płomieniem a spalinami, ścianami pieca i wsadem,
- spalinami a ścianami i wsadem,
- ścianami i wsadem

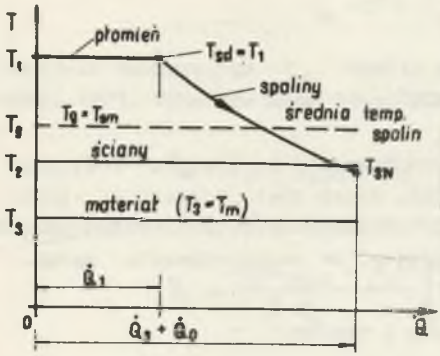
konwekcja zaś pomiędzy spalinami a płomieniem, ścianami i wsadem.



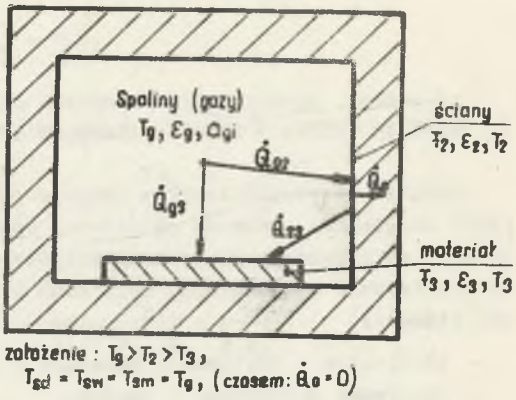
Rys. 8. Schemat przepływu ciepła w piecu wgłębnym

Powyższy model jest bardziej złożony od dotychczas używanych [5,9,12, 21,25,26], w których z reguły przyjmuje się układ trójtemperaturowy. Przeważnie bowiem zakłada się, że spaliny są doskonale wymieszane, ich temperatura wyrównana w całej przestrzeni pieca i równa temperaturze wylotowej (rys. 10), ponadto pomija się płomień lub do emisyjności spalin dodaje e-

misyjność płomienia. Niezależnie od tych i innych uproszczeń równania służące do obliczeń są na ogół dość skomplikowane.



Rys. 9. Rozkład temperatur w piecu



Rys. 10. Model z wyrównaną temperaturą spalin w piecu

Ważną nowością w przyjętym modelu jest uwzględnienie płomienia. Przyjęto, że podczas spalania powstaje bryła płomienia (o określonej objętości V_1) ograniczona powierzchnią F_1, posiadającą średnią temperaturę T_1 i emisyjność ε_1. Wymienione wielkości można określić [8] podczas badań procesu spalania. Podobny model przyjęto również w [7]. Przyjęto dalej, że płomień jest źródłem strumienia ciepła $\dot{Q}_1$ i źródłem spalin o temperaturze $T_1 = T_{sd}$. Spaliny podczas przepływu przez piec ochładzają się od T_{sd} do T_{sw}, ich średnia temperatura T_{sm} (zastąpiona dalej oznaczeniem T_g) wynika z równania (47). Temperatura T_2 wewnętrznej powierzchni ścian pieca wynika z bilansu strumieni cieplnych (108). Dla wymienionego układu, przy założeniu że temperatury są znane, można obliczyć poszczególne składowe strumienie cieplne i strumienie całkowite, osobno przy tym uwzględnia się konwekcję i promieniowanie.

Strumienie ciepła przepływającego przez promieniowanie pomiędzy dwiema dowolnymi powierzchniami można obliczać z zależności typu

$$\dot{Q}_{r,i-j} = F_i \; \varepsilon_{ij} \; C_c \left[\left(\frac{T_i}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_j}{100}\right)^4 \right]. \tag{64}$$

Przepływ ciepła pomiędzy płomieniem a ścianami oblicza się z podobnej zależności

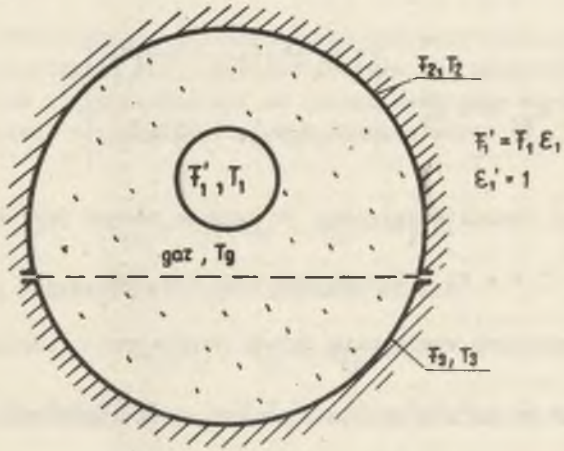
$$\dot{Q}_{r,1-j} = F_1 \varepsilon_1 \varepsilon_j \; C_c \; (B_1 - B_j). \tag{64a}$$

W rozpatrywanym układzie dodatkową trudność stanowi obecność emitującej i absorbującej promieniowanie bryły spalin i płomienia. Dla płomienia przyjmuje się, że posiada on przepuszczalność $D_1 = 1 - \varepsilon_1$, zaś jego reflek-

syjność wynosi zero. Obliczane strumienie ciepła nie ulegną więc zmianie, jeżeli przyjmie się (dla promieniowania), że płomień posiada powierzchnię $F_1' = F_1\varepsilon_1$ doskonale czarną.

3.1. Model do obliczania przepływu ciepła przez promieniowanie

Zarówno ściany pieca jak i wlewki promieniują same na siebie - mają one zatem charakter powierzchni wklęsłych. Zamykają one przestrzeń pieca w której znajdują się spaliny i płomień. Powyższy układ można zastąpić modelem przedstawionym na rys. 11. Rozwiązanie dla zbliżonego układu (powierzchnia F_3 niewklęsła) podano w [13]. Z uwagi na skomplikowany kształt powierzchni, przyjmuje się zazwyczaj, że ściany pieca i wlewki tworzą kulę o łącznej powierzchni $F_2 + F_3$ i dla tego układu oblicza się średnie stosunki konfiguracji.



Rys. 11. Model do obliczania przepływu ciepła przez promieniowanie

Przepływ ciepła przez promieniowanie najdogodniej można wyznaczyć metodą jasności. Bilans jasności ma dla rozpatrywanego modelu postać następującego (po uporządkowaniu) układu równań

$$\left.\begin{array}{llll} \dot{H}_1 - & R_1D_2\varphi_{21}\ \dot{H}_2 - & R_1D_3\varphi_{31}\ \dot{H}_3 = \dot{E}_1 + F_1R_1\dot{e}_g \\ -R_2D_1\varphi_{12}\ \dot{H}_1 + & (1 - R_2D_2\varphi_{22})\ \dot{H}_2 - & R_2D_3\varphi_{32}\ \dot{H}_3 = \dot{E}_2 + F_2R_2\dot{e}_g \\ -R_3D_1\varphi_{13}\ \dot{H}_1 - & R_3D_2\varphi_{23}\ \dot{H}_2 + & (1 - R_3D_3\varphi_{33})\ \dot{H}_3 = \dot{E}_3 + F_3R_3\dot{e}_g \end{array}\right\} . \qquad (65)$$

Założono, że transmisyjności D_i spalin są takie same dla jasności $\dot{H}_i$ jak dla emisji $\dot{E}_i$ (stanowiącej zresztą główną część $\dot{H}_i$) oraz że nie zależą one od kierunków.

Układ równań można rozwiązać ze względu na $\dot{H}_i$, a całkowity strumień ciepła traconego przez promieniowanie przez daną powierzchnię oblicza się z zależności

$$\dot{Q}_{r\,i} = \frac{\varepsilon_i}{R_i}(\dot{H}_i - \dot{E}_{ci}).$$

Taki sposób nie jest jednak dogodny, gdy $\varepsilon_i \longrightarrow 1$, ponadto przy równoczesnej konwekcji dość trudno wyznacza się nieznane temperatury (spalin lub niektórych powierzchni). Aby otrzymać dogodne równania typu (64) zastosowano metodę kolejnego "wygaszania" emisji poszczególnych powierzchni [10,16,18] i obliczono jasności cząstkowe $\dot{H}_{ij}$. Np. jasność $\dot{H}_{12}$ otrzymuje się przy założeniu, że tylko $\dot{E}_2 \neq 0$, czyli

$$\dot{H}_{12} = W_{12}/W, \tag{67}$$

gdzie

$$W_{12} = -\dot{E}_2 \begin{vmatrix} -R_1D_2\varphi_{21}, & -R_1D_3\varphi_{31} \\ -R_3D_2\varphi_{23}, & 1-R_3D_3\varphi_{33} \end{vmatrix}, \tag{68}$$

zaś wyznacznik charakterystyczny W układu równań (65) wynosi

$$W = W2 - R_1D_1(R_2D_2\varphi_{21}\varrho_{12} + R_3D_3\varphi_{31}\varrho_{13}). \tag{69}$$

Przez $W2$ oznaczono wyznacznik układu dwupowierzchniowego 2-3

$$W2 = (1 - R_2D_2\varphi_{22})(1 - R_3D_3\varphi_{33}) - R_2R_3D_2D_3\varphi_{23}\varphi_{32}. \tag{70}$$

Ponadto dla zwięzłości zapisu wprowadzono tzw. "uogólnione średnie stosunki konfiguracji" [2], które dla rozpatrywanego układu wynoszą

$$\varrho_{12} = \varphi_{12} + R_3D_3(\varphi_{13}\varphi_{32} - \varphi_{12}\varphi_{33}) \tag{71}$$

$$\varrho_{13} = \varphi_{13} + R_2D_2(\varphi_{12}\varphi_{23} - \varphi_{13}\varphi_{22}) \tag{72}$$

$$\varrho_{23} = \varphi_{23} + R_1D_1\varphi_{21}\varphi_{13}. \tag{73}$$

Powierzchnia 1 pochłania część emisji $\dot{E}_2$ wynoszącą

$$\dot{Q}_{12} = \dot{H}_{12}\frac{\varepsilon_1}{R_1} = \dot{E}_2\frac{\varepsilon_1 D_2}{W}\varrho_{21}. \tag{74}$$

Podobnie oblicza się strumień ciepła $\dot{Q}_{21}$ (w równaniu (74) wystarczy zamienić wskaźniki), zaś ciepło wymienione pomiędzy powierzchniami 1 i 2 wynosi

$$\dot{Q}_{r,1-2} = \dot{Q}_{21} - \dot{Q}_{12}. \tag{75}$$

Po podstawieniu za emisję własną

$$\dot{E}_i = F_i\ \varepsilon_i\ C_c\ B_i \tag{76}$$

oraz uwzględnieniu prawa wzajemności dla średnich stosunków konfiguracji otrzymuje się

$$\dot{Q}_{r,1-2} = F_1 \frac{\varepsilon_1\ \varepsilon_2\ \varrho_{12}}{W} C_c(D_1B_1 - D_2B_2). \tag{77}$$

Zależności na $\dot{Q}_{r,1-3}$ i $\dot{Q}_{r,2-3}$ otrzymuje się przez przestawienie indeksów.

Aby obliczyć strumienie ciepła wymieniane pomiędzy spalinami a poszczególnymi ścianami postępuje się podobnie: oblicza się jasności cząstkowe $\dot{H}_{ig}$ poszczególnych ścian pochodzące od emisji gazu oraz strumienie ciepła $\dot{Q}_{ig}$ pochłaniane przez ściany. Gaz pochłania część $\dot{Q}_{gi}$ emisji $\dot{E}_i$ wynoszącą

$$\dot{Q}_{gi} = A_{gi}(\dot{H}_{1i} + \dot{H}_{2i} + \dot{H}_{3i}). \tag{78}$$

Ciepło wymienione pomiędzy ścianą "i" a gazem wynosi

$$\dot{Q}_{r,i-g} = \dot{Q}_{gi} - \dot{Q}_{ig}. \tag{75a}$$

Po podstawieniu szczegółowych wartości otrzymuje się zależność

$$\dot{Q}_{r,i-g} = F_i \frac{\varepsilon_i\ C_c}{W} (A_{gi}\ L_i\ B_i - \varepsilon_g\ L_{gi}\ B_g), \tag{79}$$

w której wyrażenia L_i, L_{gi} modyfikujące absorpcyjność i emisyjność gazu wynoszą

$$L_1 = W2 + R_2D_1\varrho_{12} + R_3D_1\varrho_{13} \tag{80}$$

$$L_{g1} = W2 + R_2D_2\varrho_{12} + R_3D_3\varrho_{13} \tag{81}$$

$$L_2 = 1 - R_3D_3\varphi_{33} + R_3D_2\varrho_{23} + R_1D_2\varrho_{21} - R_1D_1R_3D_3\varphi_{13}\varphi_{31} \tag{82}$$

$$L_{g2} = 1 - R_3D_3\varphi_{33} + R_3D_3\varrho_{23} + R_1D_1(\varrho_{21} - R_3D_3\varphi_{13}\varphi_{31}) \tag{83}$$

$$L_3 = 1 - R_2D_2\varphi_{22} + R_2D_3\varrho_{32} + R_1D_3\varrho_{31} - R_1D_1R_2D_2\varphi_{12}\varphi_{21} \tag{84}$$

$$L_{g3} = 1 - R_2D_2\varphi_{22} + R_2D_2\varrho_{32} + R_1D_1(\varrho_{31} - R_2D_2\varphi_{12}\varphi_{21}). \tag{85}$$

Dla przykładu zademonstrowano sposób obliczania strumienia ciepła $\dot{Q}_{1-g}$. Jasności cząstkowe ścian, pochodzące od emisji $\dot{E}_1$ wynoszą

$$\dot{H}_{11} = \frac{W_{11}}{W}, \quad \dot{H}_{21} = \frac{W_{21}}{W}, \quad \dot{H}_{31} = \frac{W_{31}}{W},$$

gdzie

$$W_{11} = \dot{E}_1 \begin{vmatrix} 1 - R_2D_2\varphi_{22}, & -R_2D_2\varphi_{32} \\ -R_3D_2\varphi_{23}, & 1 - R_3D_3\varphi_{33} \end{vmatrix} = \dot{E}_1\, W2$$

$$W_{21} = -\dot{E}_1 \begin{vmatrix} -R_2D_1\varphi_{12}, & -R_2D_3\varphi_{32} \\ -R_3D_1\varphi_{13}, & 1 - R_3D_3\varphi_{33} \end{vmatrix} = \dot{E}_1\, R_2D_1\varrho_{12}$$

$$W_{31} = \dot{E}_1 \begin{vmatrix} -R_2D_1\varphi_{12}, & 1 - R_2D_2\varphi_{22} \\ -R_3D_1\varphi_{13}, & -R_3D_2\varphi_{23} \end{vmatrix} = \dot{E}_1 R_3D_1\varrho_{13}.$$

Wstawienie tych wielkości do równania (78) daje

$$\dot{Q}_{g1} = \frac{A_{g1}\dot{E}_1}{W}(W2 + R_2D_1\varrho_{12} + R_3D_1\varrho_{13}) = \frac{A_{g1}\,\dot{E}_1\,L_1}{W}.$$

Następnie oblicza się jasność cząstkową ściany 1 pochodzącą od emisji gazu

$$\dot{H}_{1g} = \frac{\dot{e}_g}{W} \begin{vmatrix} F_1R_1, & -R_1D_2\varphi_{21}, & -R_1D_3\varphi_{31} \\ F_2R_2, & 1 - R_2D_2\varphi_{22}, & -R_2D_3\varphi_{32} \\ F_3R_3, & -R_3D_2\varphi_{23}, & 1 - R_3D_3\varphi_{33} \end{vmatrix}.$$

Po wykorzystaniu praw wzajemności i uporządkowaniu

$$\dot{H}_{1g} = \frac{F_1\,R_1\,\dot{e}_g\,L_{g1}}{W}; \quad \dot{Q}_{1g} = \frac{F_1\,\varepsilon_1\,L_{g1}\,\dot{e}_g}{W}.$$

Jeżeli podstawi się

$$\dot{e}_g = \varepsilon_g B_g,$$

a wyliczone wielkości wstawi do (75a), to w efekcie otrzyma się równanie (79).

Jeżeli wykorzysta się wcześniej przyjęte założenia dotyczące płomienia (F_1' zamiast F_1 oraz $\varepsilon_1' = 1$, $R_1' = 0$), to do obliczeń pozostanie następujący komplet wzorów

$$\dot{Q}_{r,1-2} = F_1' \frac{\varepsilon_2 \varrho_{12}}{W2} C_c (D_1 B_1 - D_2 B_2) \tag{86a}$$

$$\dot{Q}_{r,1-3} = F_1' \frac{\varepsilon_3 \varrho_{13}}{W2} C_c (D_1 B_1 - D_3 B_3) \tag{86b}$$

$$\dot{Q}_{r,2-3} = F_2 \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3 \varrho_{23}}{W2} C_c (D_2 B_2 - D_3 B_3) \tag{86c}$$

$$\dot{Q}_{r,1-g} = F_1' \frac{C_c}{W2} (A_{g1} L_1 B_1 - \varepsilon_g L_{g1} B_g) \tag{87a}$$

$$\dot{Q}_{r,g-2} = F_2 \frac{\varepsilon_2 C_c}{W2} (\varepsilon_g L_{g2} B_g - A_{g2} L_2 B_2) \tag{87b}$$

$$\dot{Q}_{r,g-3} = F_3 \frac{\varepsilon_3 C_c}{W2} (\varepsilon_g L_{g3} B_g - A_{g3} L_3 B_3), \tag{87c}$$

gdzie (wobec $R_1' = 0$)

$$W = W2, \quad \varrho_{23} = \varphi_{23}, \quad \varrho_{32} = \varphi_{32}$$

oraz

$$L_2 = 1 - R_3 D_3 \varphi_{33} + R_3 D_2 \varphi_{23}$$

$$L_{g2} = 1 - R_3 D_3 \varphi_{33} + R_3 D_3 \varphi_{23}$$

$$L_3 = 1 - R_2 D_2 \varphi_{22} + R_2 D_3 \varphi_{32}$$

$$L_{g3} = 1 - R_2 D_2 \varphi_{22} + R_2 D_2 \varphi_{32}.$$

Pozostałe wielkości nie uległy zmianie.

3.1.1. Średnie stosunki konfiguracji

Dla przedstawionego na rys. 11 modelu średnie stosunki konfiguracji oblicza się następująco:

dla płomienia przyjmuje się $\varphi_{11} = 0$ oraz φ_{12} i φ_{13} w proporcji do powierzchni

$$\varphi_{12} = \frac{F_2}{F_2 + F_3} \tag{88a}$$

$$\varphi_{13} = \frac{F_3}{F_2 + F_3} \tag{88b}$$

dla wsadu przyjęto

$$\varphi_{33} = \frac{F_3}{F_2 + F_3} \quad (\equiv \varphi_{13}) \tag{88c}$$

z praw wzajemności i zamkniętości oblicza się

$$\varphi_{21} = \frac{F_1'}{F_2 + F_3} = \varphi_{31} \tag{88d}$$

$$\varphi_{32} = 1 - \varphi_{31} - \varphi_{33} \tag{88e}$$

$$\varphi_{23} = \frac{F_3}{F_2} \varphi_{32} \tag{88f}$$

$$\varphi_{22} = 1 - \varphi_{21} - \varphi_{23}. \tag{88g}$$

3.1.2. Emisyjność i absorpcyjność spalin

Emisyjność spalin zależy od ich temperatury, ciśnień cząstkowych CO_2 i H_2O i grubości warstwy promieniujących gazów

$$\varepsilon_g = \varepsilon_g(T_g, p_j L).$$

Do obliczeń przyjęto zwykle używane wzory Hottela [10,1]

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon_g, \tag{89}$$

przy czym wielkości składowe $\varepsilon_{CO_2}(T_g, p_{CO_2} L)$, $\varepsilon_{H_2O}(T_g, p_{H_2O} L)$, $\beta(p_{H_2O}, L)$ i $\Delta\varepsilon_g(T_g, L, p_{H_2O}, p_{CO_2})$ odczytuje się z odpowiednich wykresów. Dla danego pieca średnia grubość warstwy promieniujących gazów

$$L \cong 3{,}6 \frac{V_p}{F_2 + F_3} \tag{90}$$

jest prawie stała, nieznacznie tylko zależy od rozmiarów i liczby nagrzewanych wlewków. Ciśnienia cząstkowe CO_2 i H_2O, wobec $p_s \approx 1$ atm, są liczbowo równe udziałom molowym. Zależą one od paliwa, zaś dla danego pa-

liwa od nadmiaru powietrza λ. Jeżeli rozpatruje się określony piec, w którym spalanie przebiega przy prawie stałym nadmiarze powietrza i w którym rozpatruje się jeden typ wlewków, to wielkości $p_{CO_2}L$ i $p_{H_2O}L$ są stałe, a emisyjność gazu zależy tylko od jego temperatury.

Absorpcyjność spalin zależy dodatkowo od temperatury T_i ciała emitującego promieniowanie

$$A_{gi} = A_g(p_jL, T_g, T_i).$$

Wynika stąd, że absorpcyjności dla promieniowania pochodzącego od płomienia, ścian i wsadu będą różne

$$A_{g1} \neq A_{g2} \neq A_{g3}.$$

Z tego powodu będą się również różniły transmisyjności spalin

$$D_i = 1 - A_{gi}. \tag{91}$$

W obliczeniach wykorzystano zależności [10]

$$A_g = A_{CO_2} + A_{H_2O} - \Delta A_g, \tag{92}$$

gdzie

$$A_{CO_2} = \varepsilon_{CO_2}(T_i, p_{CO_2}L\frac{T_i}{T_g})(\frac{T_g}{T_i})^{0,65} \tag{92a}$$

$$A_{H_2O} = \beta\varepsilon_{H_2O}(T_i, p_{H_2O}L\frac{T_i}{T_g})(\frac{T_g}{T_i})^{0,45}. \tag{92b}$$

Poprawkę uwzględniającą przesłanianie przyjęto taką jak dla emisyjności, przy czym z braku innych danych przyjęto zgodnie z literaturą [10,1], że jest ona równa iloczynowi emisyjności

$$\Delta A_g \cong \Delta\varepsilon_g \cong \varepsilon_{CO_2}\ \varepsilon_{H_2O}. \tag{93}$$

Dla $T_i \cong T_g$ (praktycznie dla $T_i/T_g \cong 0,9 \div 1,1$) można pomijać poprawkę wynikającą z różnicy temperatur.
Wówczas

$$A_{g1} = A_{g2} = A_{g3} = A_g = \varepsilon_g$$

$$D_1 = D_2 = D_3 = D,$$

co pozwala na znaczne uproszczenia w zapisie równań (82-87).

3.2. Wypadkowe strumienie ciepła

W piecu oprócz promieniowania występuje również przepływ ciepła przez konwekcję. Płomień i ściany wymieniają ciepło tylko przez promieniowanie, czyli

$$\dot{Q}_{1-2} = \dot{Q}_{r,1-2} \tag{94a}$$

$$\dot{Q}_{1-3} = \dot{Q}_{r,1-3} \tag{94b}$$

$$\dot{Q}_{2-3} = \dot{Q}_{r,2-3}. \tag{94c}$$

Dla spalin należy dodatkowo uwzględnić konwekcję

$$\dot{Q}_{1-g} = \dot{Q}_{r,1-g} - \dot{Q}_{k1} \tag{94d}$$

$$\dot{Q}_{g-2} = \dot{Q}_{r,g-2} + \dot{Q}_{k2} \tag{94e}$$

$$\dot{Q}_{g-3} = \dot{Q}_{r,g-3} + \dot{Q}_{k3}, \tag{94f}$$

przy czym konwekcyjne strumienie ciepła wynoszą

$$\dot{Q}_{ki} = F_i \alpha_{ki}(T_g - T_i). \tag{95}$$

Konwekcyjne współczynniki wnikania ciepła α_{k2} i α_{k3} (do ścian i wsadu) są na ogół niewielkie ($\sim 5 \div 10$ W/m^2 deg), przyjmuje się, że są one sobie równe, co dodatkowo jest uzasadnione tym, że są one wyznaczane niezbyt dokładnie. W metodach obliczeń spotyka się aprioryczne założenie, że strumień ciepła $\dot{Q}_{k2}$ równoważy straty ciepła do otoczenia $\dot{Q}_o$, przy czym $\dot{Q}_{k2}$, a czasem nawet $\dot{Q}_o$ nie są osobno obliczane.

Osobną trudność stanowi określenie wartości współczynnika α_{k1}, uwzględnia on bowiem wymianę ciepła pomiędzy płomieniem i spalinami, która jak się wydaje przebiega głównie na skutek mieszania się płomienia i spalin zawartych w piecu oraz przewlekłości spalania [22]. Będzie on zależał od charakteru płomienia i turbulencji gazów w piecu, w skrajnym przypadku dla idealnego mieszania będzie $\alpha_{k1} \to \infty$. Wielkość tę można wyznaczyć tylko pośrednio i szacunkowo, wyniki takiej próby podano w punkcie 6.4.

Zgodnie z przytoczonymi uwagami, wypadkowe oddawane strumienie ciepła wynoszą:

dla płomienia

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{1-2} + \dot{Q}_{1-3} + \dot{Q}_{1-g}, \tag{96}$$

dla ścian pieca (bez uwzględnienia strat ciepła)

$$\dot{Q}_2 = -\dot{Q}_{1-2} - \dot{Q}_{g-2} + \dot{Q}_{2-3}, \tag{97}$$

dla materiału

$$\dot{Q}_3 = -\dot{Q}_{1-3} - \dot{Q}_{2-3} - \dot{Q}_{g-3}, \tag{98}$$

dla spalin

$$\dot{Q}_g = -\dot{Q}_{1-g} + \dot{Q}_{g-2} + \dot{Q}_{g-3}. \tag{99}$$

Suma strumieni traconych wynosi 0. W dalej zapisanym bilansie pieca dla ściany uwzględniono także straty ciepła.

3.3. Współczynnik wnikania ciepła, modyfikacja niektórych równań wyprowadzonych w p.2.

Współczynnik wnikania ciepła do wsadu jest wyznaczany pośrednio przez linearyzację równania (98). Jeżeli przyjmie się, że rozkład temperatur spalin w piecu jest opisany równaniem (59), dla którego średnia temperatura spalin w piecu wynika ze średniej logarytmicznej różnicy temperatur (47), (α_p zamiast α), to współczynnik wnikania ciepła wynosi

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_3}{F_3(T_g - T_3)}, \tag{100}$$

zaś współczynnik α_p oblicza się za pomocą równania (57).

Zależności (54, 59) i pokrewne wyprowadzono przy założeniu, że ciepło oddają tylko spaliny, a tymczasem w niniejszej części wyznacza się strumień ciepła oddawany przez płomień. Część $\dot{Q}_{1-3}$ tego strumienia dociera bezpośrednio do powierzchni wsadu i z tego powodu następująco zmodyfikowano równania (57) i (60):

pozorna pojemność cieplna strumienia spalin wynika z równania

$$\dot{S}_p(T_1 - T_{sw}) = \dot{P}(W_d + q_r - \Delta i_{sw}) - \dot{Q}_{1-3} \tag{101}$$

pozorny współczynnik wnikania ciepła wynosi

$$\alpha_p = \frac{\dot{Q}_3 - \dot{Q}_{1-3} + \dot{Q}_o}{F_3(T_g - T_3)}. \tag{102}$$

Sposób wyznaczania temperatury T_1 opisano w punkcie 4.

4. TEMPERATURA SPALANIA

W wywodach przeprowadzonych w punkcie 2 przyjmowano, że temperatura spalin dopływających do pieca wynosi $T_{sd} = T_{kal}$ (w piecu idealnym) lub $T_{sd} < T_{kal}$, bez bliższego definiowania ile ta temperatura wynosi. Rzeczą dość naturalną jest przyjąć, że temperatura spalin dopływających do pieca jest równa temperaturze spalania ($T_{sd} = T_{spal}$), ale niewiele to pomaga z uwagi na trudności obliczenia tej temperatury. Na przykład w monografii poświęconej spalaniu [29] znajdujemy tylko dość ogólnikową wskazówkę: "Rzeczywiste procesy spalania przebiegają na ogół w warunkach nieadiabatycznych. W silniku rakietowym np. część ciepła z komory spalania odbiera układ chłodzenia, w palenisku kotłowym natomiast - ekrany. Równanie na temperaturę spalania ulegnie wtedy pewnej korekcji

$$T_s = \frac{(1-\sigma)\,\xi\, W_n}{(1+\alpha L_t)\,C_p} + T_o, \qquad (a)$$

gdzie σ jest udziałem ciepła spalania odprowadzonego z komory wskutek promieniowania i konwekcji" itd. (w powyższym wzorze

ξ - współczynnik wywiązywania się ciepła,
W_n - wartość opałowa,
α - nadmiar powietrza,
L_t - teoretyczne zapotrzebowanie powietrza,
C_p - średnie ciepło właściwe spalin,
T_o - temperatura początkowa).

Jak z powyższego wynika, nie ma trudności jedynie z obliczeniem temperatury kalorymetrycznej (wówczas bowiem $\sigma = 0$) natomiast przy równoczesnym spalaniu i oddawaniu ciepła należy znać współczynnik σ.

Trudność tę można częściowo ominąć stosując metodę obliczania rozkładu temperatur spalin (płomienia) wzdłuż pieca podaną przez Heiligenstaedta [9,11,21,23]. W metodzie tej przyjmuje się, że prędkość spalania, mierzona zmianą entalpii przypadającej na 1 m_n^3 spalin, wyraża się zależnością

$$\frac{di_1}{d\tau} = k\,(i_o + i_r - i_1), \qquad (b)$$

gdzie zgodnie z oznaczeniami stosowanymi w niniejszej pracy

$$i_o = \frac{W_d}{n_s''} \quad , \quad i_r = \frac{q_r}{n_s''}$$

i_1 - entalpia wywiązana przy spalaniu do czasu τ,
k - współczynnik zmieszania (współcz. palnika).

Rozwiązanie równania (b) ma postać

$$i_1 = i_1 + i_o(1 - e^{-k\tau}). \tag{c}$$

Część i_2 tej entalpii (i_1) zostaje oddana w tym czasie do wsadu i ścian reszta , tj.

$$i_\tau = i_1 - i_2 \tag{d}$$

powoduje wzrost temperatury spalin, która jest proporcjonalna do i_τ i wynosi

$$t_\tau = \frac{i_\tau}{c}. \tag{e}$$

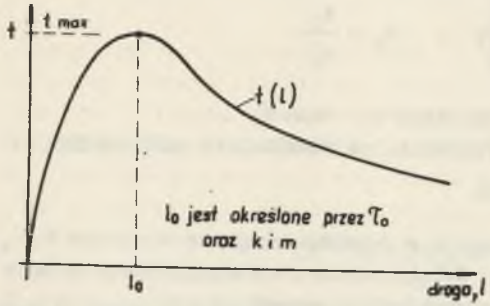
Dalszy wywód prowadzi do rozwiązania [21]

$$i_\tau = \frac{k}{k - m} i_o(e^{-m\tau} - e^{-k\tau}) + i_r e^{-m\tau} - 273\ c\ (1-e^{-m\tau}), \tag{f}$$

gdzie m - współczynnik pieca.
Charakter krzywej opisanej równaniem (f) przedstawiono na rys. 12. Krzywa ta dla τ_o wynoszącego

$$\tau_o = \frac{1}{k - m} \ln \left\{ \frac{k}{m} \left[1 + \left(\frac{k}{k - m} \frac{273c + i_r}{i_o} \right)^{-1} \right] \right\} \tag{g}$$

posiada maksimum, którego wielkość zależy od stosunków k/m oraz i_r/i_o. Maksymalna temperatura jest określana jako temperatura spalania i jej wartość można by wprowadzać do równań (33,35,54,59 itd.) służących do obliczania temperatury spalin wypływających z pieca. Trudność w wykorzystaniu powyższej metody polega głównie na nieznajomości współczynników k,m, które mogą się zmieniać w dość szerokich granicach (szczególnie k). Wątpliwość budzi również utożsamianie spalin z płomieniem, bowiem w rzeczywistym piecu nastąpi spalanie paliwa i niezależnie od tego schładzanie powstałych spalin na skutek oddawania przez nie ciepła do ścian i wsadu.



Rys. 12. Temperatura płomienia (spalin) według modelu Heiligenstaedta

Do wyznaczenia temperatury spalania można również wykorzystać tzw. sprawność pirometryczną

$$\eta_{pir} = \frac{t_{spal} - t_{ot}}{t_{kal} - t_{ot}}. \qquad (h)$$

Wielkość tę wyznacza się doświadczalnie przez bezpośredni pomiar temperatury płomienia, maksymalna zmierzona wartość jest przyjmowana jako temperatura spalania. Przeszkodą w wykorzystaniu tej metody jest brak analitycznych sposobów wyznaczania sprawności pirometrycznej.

4.1. Temperatura bilansowa płomienia (spalania)

Wobec braku dogodnych metod wyznaczania temperatury spalania, wprowadzono poniżej pojęcie "temperatury bilansowej płomienia" (spalania)[*]. Zgodnie z założonym w p.3 modelem przyjęto, że płomień jest źródłem ciepła o mocy $\dot{Q}_1$ i strumienia spalin o temperaturze T_1 równej temperaturze płomienia. Przyjęto, że spalanie jest zupełne i całkowite i że nie występuje dysocjacja produktów spalania. Konsekwetnie założono, że temperatura całego płomienia jest jednakowa i równa T_1. Płomień odda strumień ciepła $\dot{Q}_1$, który zgodnie z wyprowadzonymi w p.3 zależnościami jest funkcją temperatur i innych parametrów determinujących przepływ ciepła

$$\dot{Q}_1 = f(T_1, T_2, T_3, T_g, F_1, \varepsilon_1, \alpha_{k1} \ldots). \qquad (96a)$$

Ponieważ płomień jest równocześnie źródłem spalin o temperaturze T_1, strumień ciepła $\dot{Q}_1$ musi spełniać równanie bilansu energii

$$\dot{Q}_{1b} = \dot{P}(W_d + q_r - \Delta i_s \Big|_{T_{ot}}^{T_1}) = \dot{P}\, S(T_{kal} - T_1), \qquad (103)$$

przy czym dla danego strumienia paliwa

$$\dot{Q}_{1b} = f(T_1). \qquad (103a)$$

[*] Należy zwrócić uwagę na różnorodność definicji. Np. stosowany w literaturze radzieckiej termin "temperatura bilansowa spalania" odpowiada używanemu tutaj pojęciu temperatura kalorymetryczna.

Temperatura T_1, dla której spełniona jest równość

$$\dot{Q}_1(96) = \dot{Q}_{1b}(103)$$

została nazwana temperaturą bilansową płomienia (może być również: temperatura bilansowa spalania). Tak zdefiniowana temperatura wynika tylko z równań przepływu ciepła (w przyjętym modelu) i bilansu energii, nie zaś z równań uwzględniających kinetykę spalania lub bezpośrednich pomiarów. Wydaje się jednak, że będzie ona dość bliska temperaturze rzeczywistej występującej w płomieniu, a dokładność będzie zależała od dokładnego przyjęcia parametrów dotyczących płomienia i przepływu ciepła, w pierwszym rzędzie F_1, ε_1 i α_{k1}. Warto podkreślić, że temperatura bilansowa spalania sprawdza się w warunkach skrajnych, na przykład

dla $F_1 \to 0$ wobec $\dot{Q}_1(96) \to 0$ jest $T_1 \to T_{kal}$,

to samo, gdy równocześnie $\varepsilon_1 \to 0$ i $\alpha_{k1} \to 0$,

dla $\dot{P} \to \infty$, wobec $\dot{S} \to \infty$ i skończonej wartości $\dot{Q}_1(96)$ również $T_1 \to T_{kal}$,

dla $\dot{P} \to 0$ przy $F_1 \neq 0$ jest $T_1 \to T_3$ lub $T_1 \to T_2$ (dla wartości mniejszej).

Z powyższego przeglądu wynika, że temperatura ta mieści się pomiędzy T_{kal} i $T_3(T_2)$, a więc w granicach dopuszczalnych zasadami przepływu ciepła.

4.1.1. Parametry płomienia

Powierzchnia F_1 i emisyjność ε_1 są wyznaczane z bezpośrednich obserwacji, jakie można przeprowadzić podczas badania palników w specjalnych komorach próbnych lub w samym piecu. Granice płomienia, chociaż umowne, są wyznaczane [8], co pozwala określić jego objętość i powierzchnię. Rozmiary płomienia zależą od wielu czynników, ale z reguły jego długość zwiększa się ze strumieniem paliwa $\dot{P}$. Np. dla spalania dyfuzyjnego turbulentnego długość płomienia jest proporcjonalna [29] do $\dot{P}$ w potędze 0,34

$$l_1 \sim \dot{P}^{0,34}. \tag{104}$$

Z pewnym przybliżeniem można przyjąć, że taki płomień ma kształt walca o średnicy d_1, co daje powierzchnię

$$F_1 \cong \pi\, d_1\, l_1, \tag{105}$$

gdzie średnica d_1 jest tego rzędu co średnica kształtki wylotowej palnika (wzór (105) służy tylko do orientacyjnego wyznaczenia powierzchni płomienia).

Emisyjność płomienia zależy głównie od rodzaju paliwa, nadmiaru powietrza i grubości warstwy płomienia. Można ją wyznaczyć z zależności

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{1\infty} (1 - e^{-ks}), \tag{106}$$

gdzie

$\varepsilon_{1\infty}$ - emisyjność nieskończenie grubej warstwy, zależna od rodzaju paliwa,

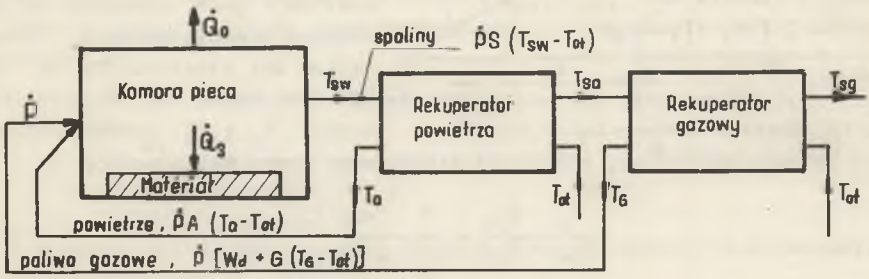
k - współczynnik, zależny głównie od λ i stopnia zmieszania gazu z powietrzem, $k = 0,5 \div 5,0$ [1/m],

s - grubość warstwy płomienia.

Doświadczalnie można ε_1 wyznaczyć pośrednio przez pomiar temperatury pozornej i rzeczywistej płomienia wykorzystując specjalne wykresy (metoda Schacka), [20,21].

5. MODEL MATEMATYCZNY ZESPOŁU PIEC-REKUPERATOR (-Y)

Skojarzenie wyprowadzonych równań pozwala stworzyć model matematyczny zespołu piec-rekuperatory (rys. 13). Mowa o zespole, a nie o samym tylko piecu, gdyż istnieje sprzężenie zwrotne pomiędzy parametrami pracy pieca a stanem rekuperacji. Dla przedstawionego na rys. 13 zespołu można ułożyć następujące bilanse energii:



Rys. 13. Zespół piec + rekuperatory

dla pieca

$$\dot{P}(W_d + q_r) = \dot{Q}_3 + \dot{Q}_o + \dot{P}\, S(T_{sw} - T_{ot}) \tag{107}$$

dla płomienia

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{1-2} + \dot{Q}_{1-3} + \dot{Q}_{1-g} \tag{96}$$

$$\dot{Q}_{1b} = \dot{P}(W_d + g_r - \Delta i_s \Big|_{T_{ot}}^{T_1}) = \dot{P}\, S(T_{kal} - T_1), \tag{103}$$

dla spalin

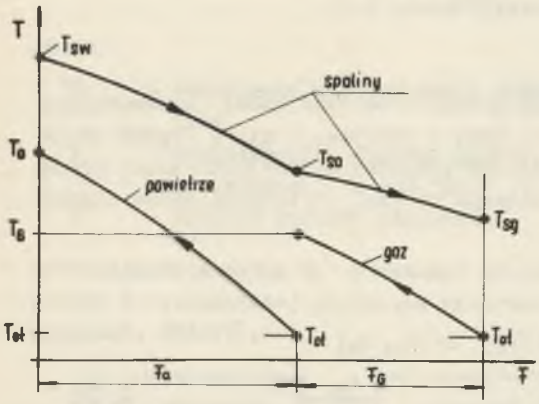
$$\dot{Q}_g = \dot{Q}_{g-2} + \dot{Q}_{g-3} - \dot{Q}_{1-g} = \dot{P}\, S(T_1 - T_{sw}), \tag{99}$$

dla ścian pieca

$$\dot{Q}_{1-2} + \dot{Q}_{g-2} = \dot{Q}_{2-3} + \dot{Q}_o. \tag{108}$$

Występujące w powyższych wzorach ciepło rekuperacji q_r wynosi

$$q_r = A(T_a - T_{ot}) + G(T_G - T_{ot}). \tag{109}$$



Rys. 14. Rozkład temperatur w rekuperatorach

Jego wielkość zależy od jednostkowych pojemności cieplnych powietrza i gazu oraz od temperatur podgrzania tych czynników. Wzory służące do obliczania tych temperatur będą zależały od sposobu zainstalowania i typu rekuperatorów.

Jeżeli założy się najczęściej stosowany układ szeregowy (rys. 13), tj. rekuperator powietrza i gazu, załączone w układzie przeciwprądowym, działające bez strat ciepła do otoczenia (rys. 14), to do obliczenia T_a i T_G można wykorzystać wzory Hudlera [15]

$$\frac{T_a - T_{ot}}{T_{sw} - T_{ot}} = \frac{1 - \exp(X_a)}{\dot{A}/\dot{S} - \exp(X_a)} \tag{110}$$

$$\frac{T_G - T_{ot}}{T_{sa} - T_{ot}} = \frac{1 - \exp(X_G)}{\dot{G}/\dot{S} - \exp(X_G)}, \tag{111}$$

gdzie

$$X_a = k_a F_a \left(\frac{1}{\dot{S}} - \frac{1}{\dot{A}}\right) = \frac{k_a F_a}{\dot{P}} \left(\frac{1}{S} - \frac{1}{A}\right) \tag{112}$$

$$X_G = k_G F_G \left(\frac{1}{\dot{S}} - \frac{1}{\dot{G}}\right) = \frac{k_G F_G}{\dot{P}} \left(\frac{1}{S} - \frac{1}{G}\right) \tag{113}$$

$$(\dot{S} = \dot{P}.S, \quad \dot{A} = \dot{P}.A, \quad \dot{G} = \dot{P}.G).$$

W konkretnych warunkach

- powierzchnie rekuperatorów są wielkościami danymi, jednoznacznie określonymi;
- jednostkowe pojemności cieplne spalin, powietrza i gazu są prawie stałe;
- temperatury powietrza i gazu na dopływie do rekuperatora są zbliżone do temperatury otoczenia;

- zmienny jest strumień paliwa;
- zmienne są współczynniki przenikania ciepła.

Te ostatnie zależą głównie od konwekcyjnych współczynników wnikania ciepła, które dla przepływu burzliwego gazów zależą od prędkości (a więc także $\dot{P}$) w potędze 0,6÷0,8 (opływ zewnętrzny lub przepływ wewnętrzny). Przyjmując więc zależność $k \sim \dot{P}^n$ ($n \cong 0,8$), otrzymuje się stosunkowo małą zmienność argumentów X_i. Obserwowana znaczna zmienność temperatury podgrzania powietrza i gazu wynika głównie ze wzrostu temperatury wylotowej spalin z pieca, a więc związana jest z procesem nagrzewania wsadu. Występuje tutaj jednak bardzo ważne sprzężenie zwrotne: im wyższa temperatura T_{sw} (zależna głównie od T_3, ale także od $\dot{P}$) tym lepsza rekuperacja ciepła, zwiększenie strumienia paliwa nie powoduje więc tak szybkich zmian stopnia wykorzystania paliwa (i sprawności) jak to ma miejsce w przypadku braku rekuperacji. Drugim ważnym skutkiem rekuperacji jest podniesienie poziomu temperatur w piecu (T_{kal}, $T_{spal} = T_1$ itd.) co powoduje intensyfikację procesów przepływu ciepła. Z powyższych krótkich wywodów wynika, że

a) piec bez rekuperacji działa odmiennie niż piec posiadający rekuperatory,
b) z uwagi na wzajemne powiązania konieczne jest rozpatrywanie zespołu piec + rekuperator(-y).

Do pełnego bilansu pieca można również obliczyć całkowite strumienie ciepła odzyskiwanego w rekuperatorach

$$\dot{Q}_{ra} = \dot{P}\, A(T_a - T_{ot}) \tag{114a}$$

$$\dot{Q}_{rG} = \dot{P}\, G(T_G - T_{ot}) \tag{114b}$$

$$\dot{Q}_r = \dot{Q}_{ra} + \dot{Q}_{rG}. \tag{114c}$$

Występujące we wzorze (108) straty ciepła należy obliczać za pomocą zależności (125) uwzględniającej akumulację ciepła w ścianach pieca (punkt 5.2). W przybliżonych obliczeniach można stosować zależność

$$\dot{Q}_o \cong F_2\, k_o\, (T_2 - T_{ot}), \tag{115}$$

w której zmienność strat ciepła można modyfikować przez zmianę współczynnika k_o.

5.1. Temperatura wsadu

Aby uwzględnić zmienność temperatury wsadu, należy wykorzystać znane równania nieustalonego przewodzenia ciepła, będące rozwiązaniem równania Fouriera-Kirchhoffa

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t. \qquad (a)$$

W przypadku pieca wgłębnego jest to utrudnione tym, że zarówno temperatura ośrodka (spalin w piecu) jak i współczynnik wnikania ciepła są zmienne podczas nagrzewania wsadu. Dla takich warunków brak ogólnych rozwiązań analitycznych i z tego względu najdogodniejsze jest stosowanie metod różniccwych.

W rozpatrywanym wcześniej modelu pieca idealnego założono, że temperatura wsadu jest wyrównana, co odpowiada warunkowi $\lambda_m = \infty$, $Bi = 0$. Tymczasem w rzeczywistym piecu dla stosunkowo grubych wlewków stalowych i współczynnika przewodzenia ciepła rzędu $\lambda = 30$ W/m K i mniej, liczba Biota osiąga wartości około $Bi = 2$. W tych warunkach występują znaczne różnice temperatur we wlewku, sięgające kilkuset stopni [19]. Pomijanie tych różnic (tj. przyjmowanie wyrównanego rozkładu temperatury, czyli $\lambda_m = \infty$) i szukanie rozwiązań analitycznych przy tym uproszczeniu wydaje się niecelowe, z uwagi na małą praktyczną przydatność takich rozwiązań. Z tego względu zastosowano model różnicowy [4,17], którego dodatkową zaletą jest możliwość ewentualnego uwzględnienia procesów powstawania zgorzeliny.

Równania różnicowe dla poszczególnych węzłów wyznacza się bilansując ilości energii dla czasu $\Delta\tau$. Przyjmuje się przy tym, że temperatura t_i rozpatrywanego węzła jest reprezentatywna dla całego wydzielonego elementarnego sześcianu o boku h. Dla przykładu, równanie różnicowe dla węzła 8 (rys. 34) otrzymuje się z następującego bilansu energii

$$\left[\frac{t_g - t_8}{\frac{1}{\alpha} + \frac{h}{2\lambda}} + \frac{t_7 - t_8}{\frac{h}{\lambda}} + \frac{t_2 - t_8}{\frac{h}{\lambda}} - \frac{t_8 - t_9}{\frac{h}{\lambda}} - \frac{t_8 - t_{10}}{\frac{h}{\lambda}} - \frac{t_8 - t_{14}}{\frac{h}{\lambda}}\right] h^2 \Delta\tau = h^3 c\varrho (t_8' - t_8), \qquad (116)$$

gdzie t_8' - temperatura węzła 8 po czasie $\Delta\tau$. Równanie to można przekształcić następująco:

$$t_8' = \Delta Fo \left[\frac{t_g}{M} + t_2 + t_7 + t_9 + t_{10} + t_{14} + t_8\left(\frac{1}{\Delta Fo} - \frac{1}{M} - 5\right)\right], \qquad (117)$$

gdzie

$$\Delta Fo = \frac{a \Delta\tau}{h^2} \qquad (118)$$

$$M = \frac{1}{2} + \frac{1}{\Delta Bi} \tag{119}$$

$$\Delta Bi = \frac{\alpha h}{\lambda} . \tag{120}$$

Wielkości ΔBi i ΔFo stanowią różnicowe odpowiedniki liczb Biota i Fouriera. Dla celów obliczeniowych równanie (117) dogodnie jest napisać nieco inaczej

$$t_8' = t_8 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + t_2 + t_7 + t_9 + t_{10} + t_{14} - t_8\left(\frac{1}{M} + 5\right)\right]. \tag{117a}$$

Forma ta pozwala na łatwą kontrolę poprawności wzoru, gdyż suma współczynników w nawiasie musi być równa zeru.
Z równania (117) można łatwo ustalić warunek na maksymalny dopuszczalny przedział czasowy $\Delta\tau_{max}$; jest ono bowiem poprawne, jeżeli współczynnik przy t_8 jest nieujemny

$$\frac{1}{\Delta Fo} - \frac{1}{M} - 5 \geqslant 0, \tag{121}$$

co sprowadza się do zależności

$$\Delta Fo \leqslant \frac{M}{1 + 5M} \tag{121a}$$

$$\Delta\tau \leqslant \frac{h^2}{a} \frac{M}{1 + 5M}. \tag{121b}$$

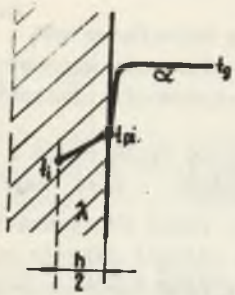
Dla znaku równości, po podstawieniu za M, jest

$$\Delta\tau_{max} = \frac{h^2}{a} \frac{2 + \Delta Bi}{10 + 7\,\Delta Bi} . \tag{122}$$

Podobnie postępuje się dla wszystkich charakterystycznych węzłów. Najkrótszy tak wyznaczony przedział czasowy stanowi zarazem maksymalny dopuszczalny przedział czasowy w obliczeniach temperatury wlewka po czasie $\Delta\tau$. Dla zastosowanego podziału wlewka na jednakowe sześciany, przy umieszczeniu wszystkich węzłów w środkach tych sześcianów, najmniejsza wartość $\Delta\tau_{max}$ charakteryzuje węzły wewnętrzne typu 10.
Wynosi ona

$$(\Delta\tau_{max})_{min} = \frac{1}{6} \frac{h^2}{a} . \tag{123}$$

Wynika to stąd, że w praktyce jest spełniony warunek $\Delta Bi \leqslant 2$ (gdyby warunek ten nie był spełniony, to współczynnik w równaniu (123) byłby mniejszy od 1/6, zaś ograniczenie narzucałby węzeł 1).



Rys. 15. Wyznaczanie temperatur na powierzchni wlewka

W trakcie obliczeń należy wyznaczyć średnią temperaturę powierzchni ($T_m = T_3$) i średnią temperaturę w całej objętości wlewka, które określają strumienie docierającego ciepła i ilość ciepła pochłoniętego przez wlewek. Ta ostatnia wielkość jest średnią arytmetyczną temperatur wszystkich węzłów, podobnie jako średnią arytmetyczną wszystkich punktów leżących na powierzchni (najbliżej węzłów 1,2,3 itd.), oblicza się t_m. Temperatury punktów powierzchniowych wyznacza się z zależności (rys. 15)

$$t_{pi} = t_i + \frac{t_g - t_i}{2M}, \qquad (124)$$

to znaczy zakłada się chwilowo ustalony rozkład temperatury.

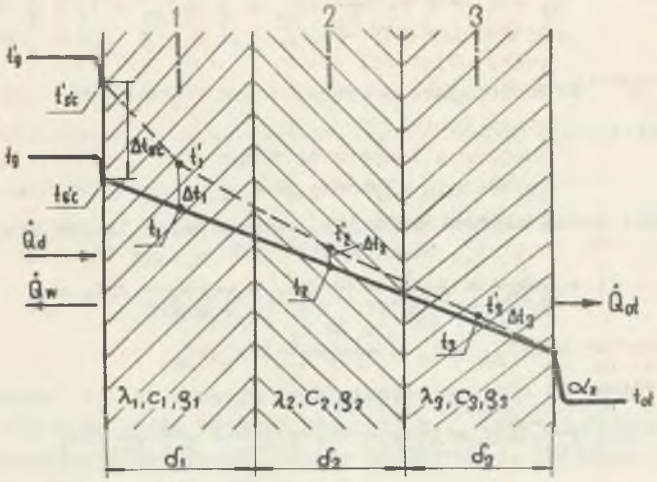
5.2. Akumulacja ciepła w ścianach pieca

Podczas nagrzewania wlewków podnosi się również temperatura ścian pieca. Z uwagi na ich znaczną pojemność cieplną należy uwzględnić ciepło zakumulowane w ścianach pieca. Dla obliczeń chwilowych przyjmuje się, że temperatura ściany wynika z bilansu (rys. 16)

$$\dot{Q}_d(T_{śc}) - \dot{Q}_w(T_{śc}) = \dot{Q}_o(T_{śc}), \qquad (125a)$$

w którym wszystkie pozycje zależą od $T_{śc}$, zaś $\dot{Q}_o$ może być dane lub obliczane z zależności (115).

Przy obliczaniu procesu nagrzewania wsadu sposób ten może być mało dokładny. Najprostszym sposobem uwzględnienia bezwładności cieplnej ściany jest zastosowanie metody różnicowej. Ścianę dzieli się na jednorodne warstwy o grubości δ_i, a temperaturę t_i środka warstwy traktuje jako reprezentatywną i średnią dla danej warstwy (rys. 16). Zakłada się, że w pewnej wybranej chwili średnie temperatury spalin w piecu i powierzchni wlewka są dane (T_g,T_m), odpowiada im określona temperatura powierzchni ściany $t_{śc}$ (T_2) i rozkład temperatury w poszczególnych jej węzłach (na rys. 16 założono rozkład temperatury jak dla stanu ustalonego w ścianie jednorodnej). Po czasie $\Delta\tau$ średnia temperatura powierzchni wlewka osiągnie wartość t'_m, na skutek czego ustali się nowy poziom temperatur (t'_g, $t'_{śc}$, t'_i), a przyrosty temperatur ściany wyniosą odpowiednio $\Delta t_{śc}$ i Δt_i. Przyjmując liniową (w czasie) zmienność temperatur w poszczególnych węzłach, można dla ściany płaskiej ułożyć następujące bilanse ciepła, stanowiące liniowy układ równań:



Rys. 16. Wyznaczanie przyrostów temperatur w ścianie pieca

dla warstwy 1

$$\frac{t_{śc} + \frac{1}{2}\Delta t_{śc} - t_1 - \frac{1}{2}\Delta t_1}{\frac{\delta_1}{2\lambda_1}}\Delta\tau - \frac{t_1 + \frac{1}{2}\Delta t_1 - t_2 - \frac{1}{2}\Delta t_2}{\frac{\delta_1}{2\lambda_1} + \frac{\delta_2}{2\lambda_2}}\Delta\tau =$$

$$= \delta_1 \varrho_1 c_1 \Delta t_1, \qquad (a)$$

dla warstwy 2

$$\frac{t_1 + \frac{1}{2}\Delta t_1 - t_2 - \frac{1}{2}\Delta t_2}{\frac{\delta_1}{2\lambda_1} + \frac{\delta_2}{2\lambda_2}}\Delta\tau - \frac{t_2 + \frac{1}{2}\Delta t_2 - t_3 - \frac{1}{2}\Delta t_3}{\frac{\delta_2}{2\lambda_2} + \frac{\delta_3}{2\lambda_3}}\Delta\tau =$$

$$= \delta_2 \varrho_2 c_2 \Delta t_2, \qquad (b)$$

dla warstwy 3

$$\frac{t_2 + \frac{1}{2}\Delta t_2 - t_3 - \frac{1}{2}\Delta t_3}{\frac{\delta_2}{2\lambda_2} + \frac{\delta_3}{2\lambda_3}}\Delta\tau - \frac{t_3 + \frac{1}{2}\Delta t_3 - t_{ot}}{\frac{\delta_3}{2\lambda_3} + \frac{1}{\alpha_z}}\Delta\tau =$$

$$= \delta_3 \varrho_3 c_3 \Delta t_3, \qquad (c)$$

oprócz tego dla powierzchni musi być spełniony warunek brzegowy

$$\dot{Q}_d - \dot{Q}_w = 2\,F_2\,\frac{\lambda_1}{\delta_1}\left(t_{śc} + \frac{1}{2}\,\Delta t_{śc} - t_1 - \frac{1}{2}\,\Delta t_1\right), \quad (125)$$

gdzie

$$\dot{Q}_d - \dot{Q}_w = \dot{Q}_o. \quad (125a)$$

Równanie (a÷c) można zapisać prościej, wprowadzając liczby kryterialne

$$\left.\begin{aligned}
&\left(1 + \frac{1}{\Delta Fo_1} + \frac{1}{1 + A_{21}}\right)\Delta t_1 - \frac{1}{1 + A_{21}}\,\Delta t_2 = \\
&\quad = 2\left(t_{śc} - t_1 - \frac{t_1 - t_2}{1 + A_{21}}\right) + \Delta t_{śc} && \text{(a)}\\
&-\frac{1}{1 + A_{12}}\,\Delta t_1 + \left(\frac{1}{\Delta Fo_2} + \frac{1}{1 + A_{12}} + \frac{1}{1 + A_{32}}\right)\Delta t_2 - \\
&\quad - \frac{1}{1 + A_{32}}\,\Delta t_3 = 2\left(\frac{t_1 - t_2}{1 + A_{12}} - \frac{t_2 - t_3}{1 + A_{32}}\right) && \text{(b)}\\
&-\frac{1}{1 + A_{23}}\,\Delta t_2 + \left(\frac{1}{\Delta Fo_3} + \frac{1}{1 + A_{23}} + \frac{1}{1 + 2/\Delta Bi_z}\right)\Delta t_3 = \\
&\quad = 2\left(\frac{t_2 - t_3}{1 + A_{23}} - \frac{t_3 - t_{ot}}{1 + 2/\Delta Bi_z}\right) && \text{(c)}
\end{aligned}\right\} \quad (126)$$

gdzie

$$\left.\begin{aligned}
\Delta Fo_i &= \frac{a_i\,\Delta\tau}{\delta_i^2}\;; \quad a_i = \frac{\lambda_i}{c_i\varrho_i} && \text{(a)}\\
\Delta Bi_z &= \frac{\alpha_z\,\delta_3}{\lambda_3} && \text{(b)}\\
A_{ij} &= \frac{\delta_i\,\lambda_j}{\delta_j\,\lambda_i} && \text{(c)}
\end{aligned}\right\} \quad (127)$$

Dla ściany posiadającej n warstw (n>3), równania dla warstw wewnętrznych są analogiczne jak dla warstwy drugiej, zaś dla warstwy zewnętrznej, n-tej, obowiązuje zależność analogiczna do (126c).

Powyższy układ równań można zapisać w postaci macierzy trójdiagonalnej

$$
\left.
\begin{array}{l}
a_{11}\,\Delta t_1 + a_{12}\,\Delta t_2 + 0 \qquad\qquad + 0 + \ldots + 0 = b_1(\Delta t_{śc}) \\
a_{21}\,\Delta t_1 + a_{22}\,\Delta t_2 + a_{23}\,\Delta t_3 + 0 + \ldots + 0 = b_2 \\
\quad 0 + a_{32}\,\Delta t_2 + a_{33}\,\Delta t_3 + a_{34}\,\Delta t_4 + 0 = b_3 \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\
0 + \ldots + 0 + a_{n-1,n-2}\,\Delta t_{n-2} + a_{n-1,n-1}\,\Delta t_{n-1} + \\
\qquad\qquad + a_{n-1,n}\,\Delta t_n = b_{n-1} \\
0 \quad + \quad 0 + a_{n,n-1}\,\Delta t_{n-1} + a_{nn}\,\Delta t_n = b_n
\end{array}
\right\} \quad (128)
$$

Wyrazy wolne b_i są funkcją tych temperatur, dla których współczynniki a_{ij} są różne od zera. Wyjątek stanowi b_1, który dodatkowo zawiera przyrost temperatury powierzchni ściany wewnętrznej. Powyższy układ równań rozwiązuje się w ten sposób, że

a) zakłada się przyrost $\Delta t_{śc}$ temperatury powierzchni ściany,
b) z układu równań (128) oblicza się przyrosty temperatur Δt_i poszczególnych warstw,
c) sprawdza się czy spełniony jest warunek (125).

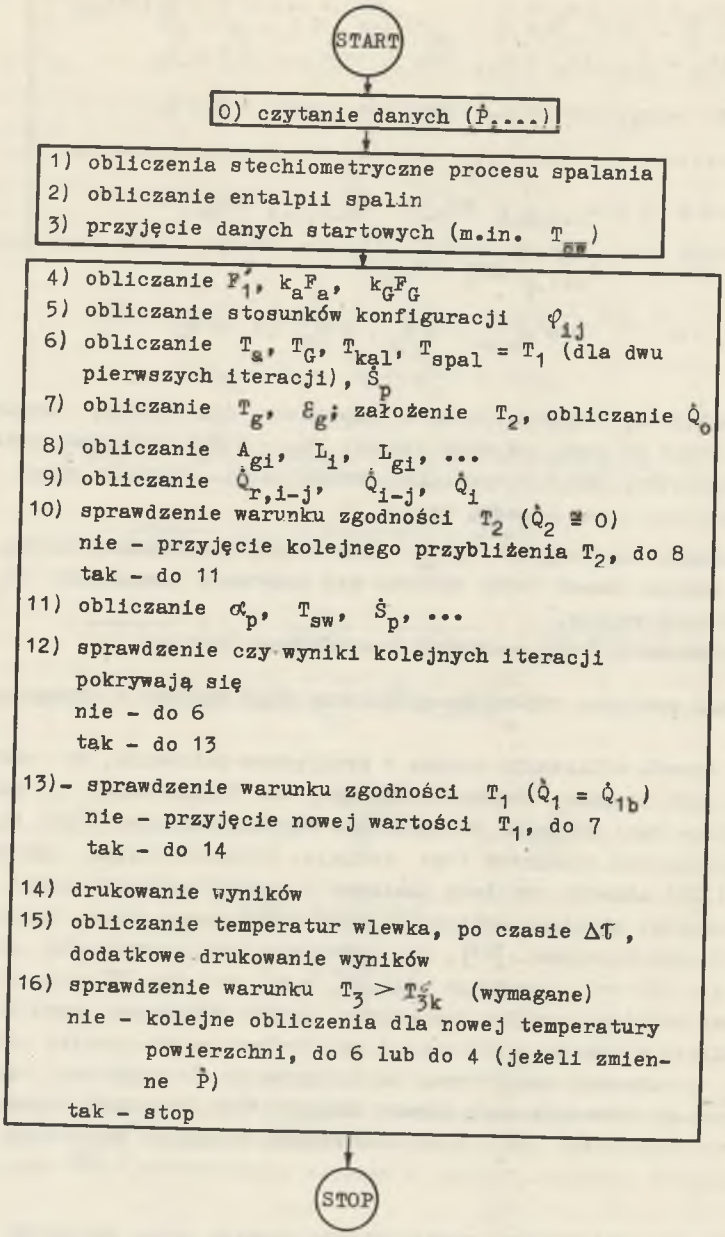
Obliczenia powtarza się aż do spełnienia tego warunku z wymaganą dokładnością.

Taki sposób obliczania wynika z przyjętego założenia, że zmienną niezależną jest przyrost temperatury wsadu, zaś temperatura powierzchni ścian pieca musi spełniać równocześnie warunek brzegowy (125) będący uwikłanym warunkiem brzegowym 1-go rodzaju. Strumień ciepła określony równaniem (125) stanowi chwilowy (zmienny w czasie) strumień strat ciepła.

W przyjętej metodzie obliczenia temperatur ścian pieca, znanej jako metoda Cranka-Nicolsona [17], nie występuje ograniczenie dla czasu $\Delta\tau$, bowiem dla $\Delta\tau \to 0$ otrzymuje się $\Delta t_i = 0$, zaś dla $\Delta\tau \to \infty$ rozwiązanie daje nowy ustalony rozkład temperatur. Metoda różnicowa umożliwia łatwe uzależnienie własności cieplnych i ewentualnie współczynnika wnikania ciepła α_z po stronie zewnętrznej od temperatury. Z uwagi na konieczność wielokrotnego rozwiązywania układu równań (128), dogodnie będzie obliczać przyrosty temperatur Δt_i przez odwrócenie macierzy $[a_{ij}]$ tego równania.

5.3. Schemat obliczeniowy modelu matematycznego pieca wgłębnego

Uproszczony schemat blokowy obliczeń, dla założonego modelu matematycznego zespołu piec-rekuperator(-y) przedstawiono na rys. 17. W programie obliczeniowym znajdują się również obliczenia wstępne obejmujące równania



Rys. 17. Schemat blokowy obliczeń do modelu matematycznego zespołu piec - - rekuperator(-y)

stechiometryczne procesu spalania i obliczenie tablicy entalpii spalin. Stosowane przy tym zależności są ogólnie znane.

Przedstawiony schemat obliczeń wykorzystywano również w uproszczonych lub bardziej skomplikowanych wersjach (np. do sprawdzenia zgodności z wynikami pomiarów lub do wyznaczenia $\dot{P}_{opt}$ dla $\eta_{t\,max}$). Z uwagi na to, że obliczenia wykonywano głównie dla warunków chwilowych, opracowano dwie główne wersje programu różniące się sposobem obliczenia strat ciepła. W pierwszej wersji straty te były dane, w drugiej natomiast obliczano je za pomocą uproszczonej zależności (115).

6. WYNIKI POMIARÓW I OBLICZEŃ

Przedstawiony model obliczeniowy częściowo skonfrontowano z wynikami pomiarowymi uzyskanymi dla rzeczywistego pieca wgłębnego opisanego we wprowadzeniu [28]. Należy wyraźnie podkreślić, że nie są to specjalnie wykonane pomiary, lecz wyniki zarejestrowane podczas eksploatacji pieca. Wynika stąd ograniczone znaczenie porównawcze, ale mimo to udało się uchwycić wiele interesujących zależności. Wybrano cztery przebiegi nagrzewania wsadu, dla których dane zestawiono w tablicy 2. Dane potrzebne do bilansu (P, t_{am}, t_{Gm}) otrzymano po splanimetrowaniu wykresów przedstawiających przebieg tych wielkości (rys. 18-21). Dla każdego procesu sporządzono bilans energii, z którego obliczono między innymi straty ciepła. Wyniosły one odpowiednio

1) $Q_o = 15{,}163$ GJ, $\dot{Q}_o = 936$ kW
2) $Q_o = 16{,}342$ GJ, $\dot{Q}_o = 877$ kW
3) $Q_o = 9{,}051$ GJ, $\dot{Q}_o = 565$ kW
4) $Q_o = 26{,}676$ GJ, $\dot{Q}_o = 1900$ kW.

Strumień strat ciepła obliczano dzieląc straty całkowite przez czas nagrzewania. Daje to znaczne różnice, wynikające z tego, że straty ciepła Q_o jako pozycja zamykająca bilans energii, obejmują różne pozycje składowe. Zależą one w dużym stopniu od częstotliwości otwierania pokryw i czasu trwania takich otwarć (miało to miejsce podczas rozpatrywanych procesów), zaś strumień $\dot{Q}_o$ zależy dodatkowo od czasu nagrzewania. Dla tak wyznaczonych strat ciepła, z bilansu chwilowego (107) wyznaczano strumień ciepła $\dot{Q}_3$ docierający do materiału i obliczano chwilową sprawność $\bar{\eta}_t$ i $\bar{\beta}$ (1 i 2).

Temperatura pieca jest średnią wskazań w trzech różnych miejscach, (góra, środek i dół pieca), na jej podstawie obliczano temperaturę powierzchni wsadu, która nie była mierzona. Przyjęto za Budrinem [26], że dla wlewków piec przedstawia ciało doskonale czarne o temperaturze T_p takiej że strumień ciepła docierający do ich powierzchni wynika z zależności

$$\dot{Q}_3 = F_3\, C_p (B_p - B_3), \tag{129}$$

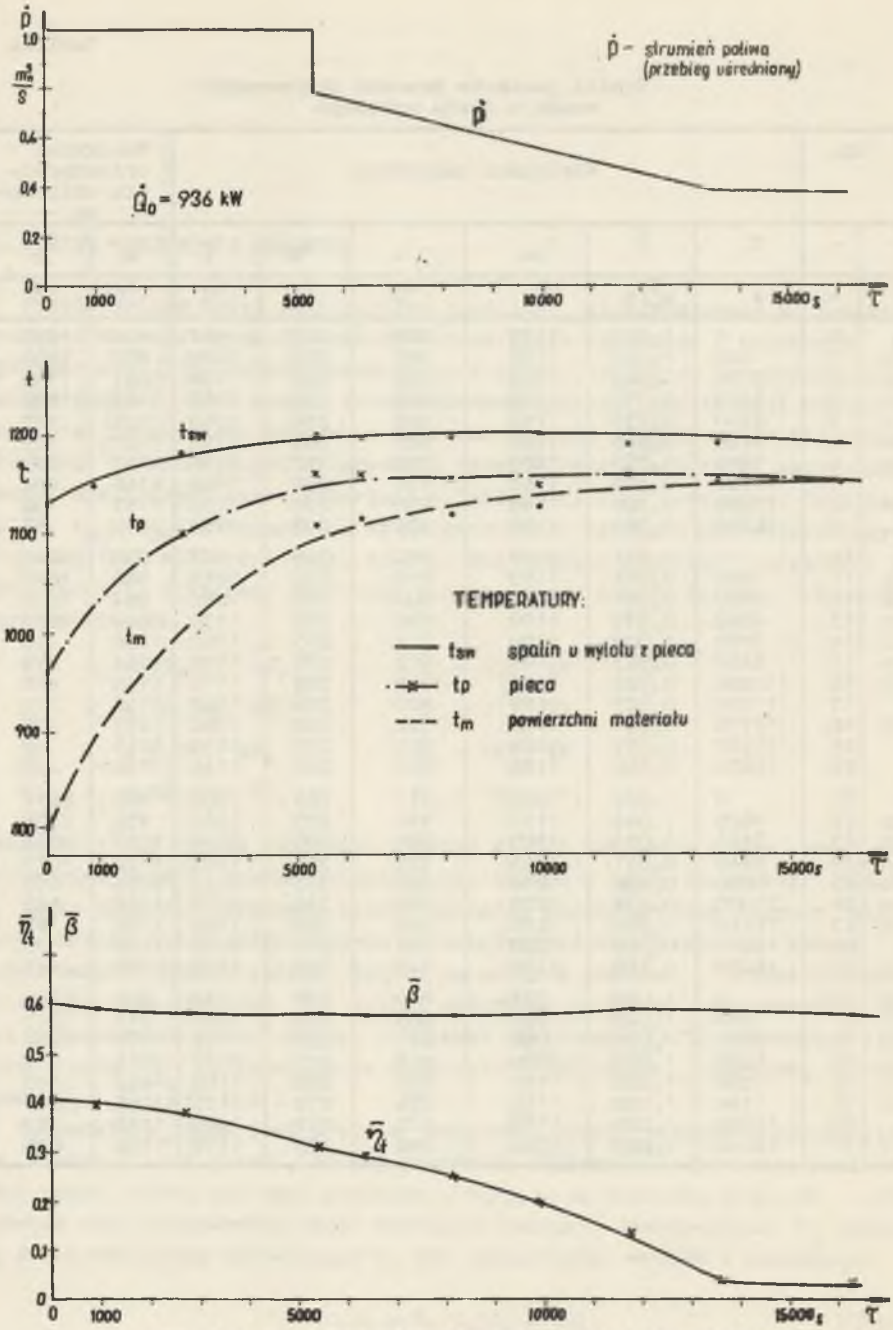
gdzie

$$C_p = \frac{\varepsilon_3 (1 - \varphi_{33})}{1 - R_3\, \varphi_{33}}\, C_c. \tag{129a}$$

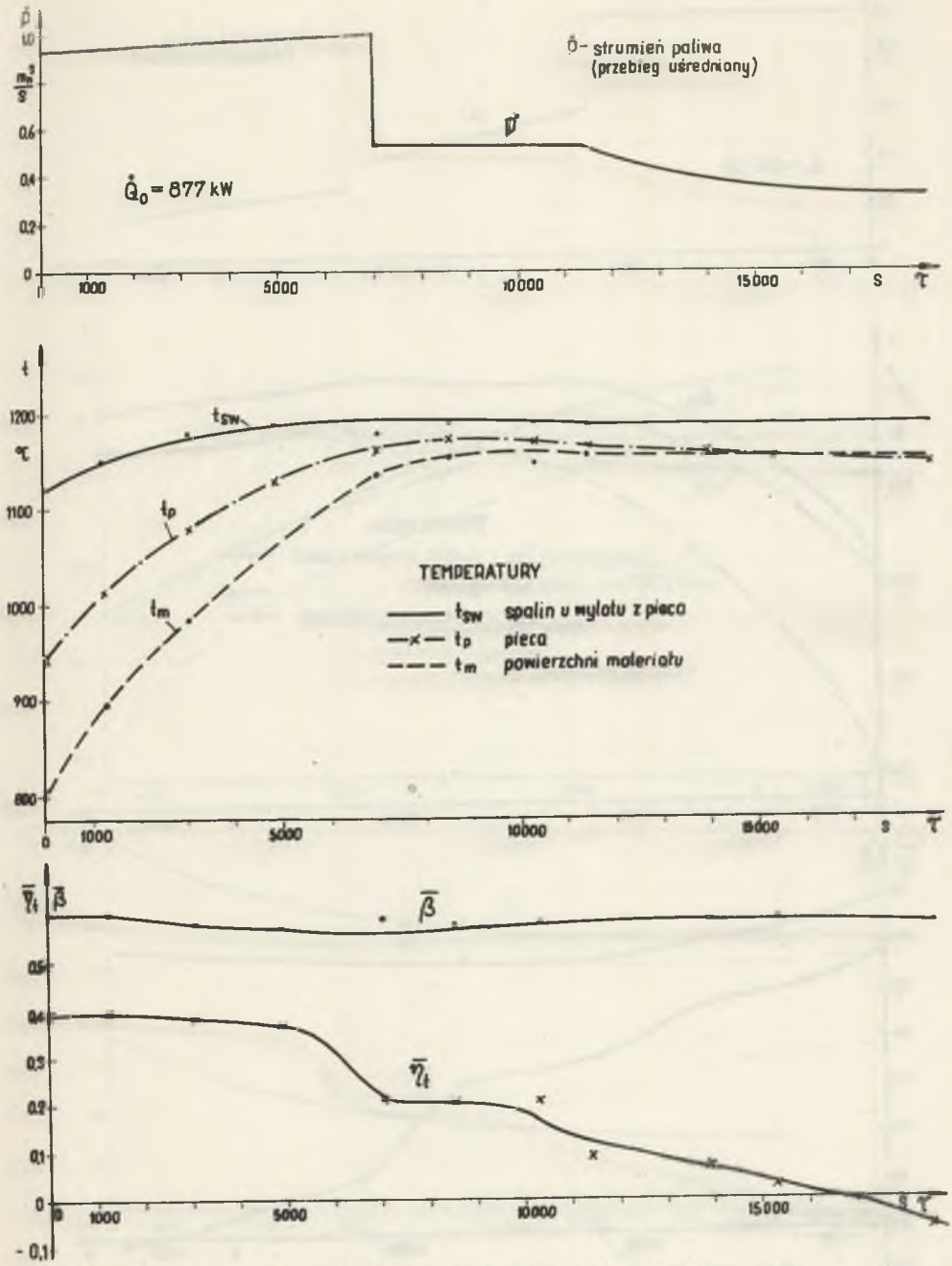
Tablica 2

Wyniki pomiarów procesu nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym

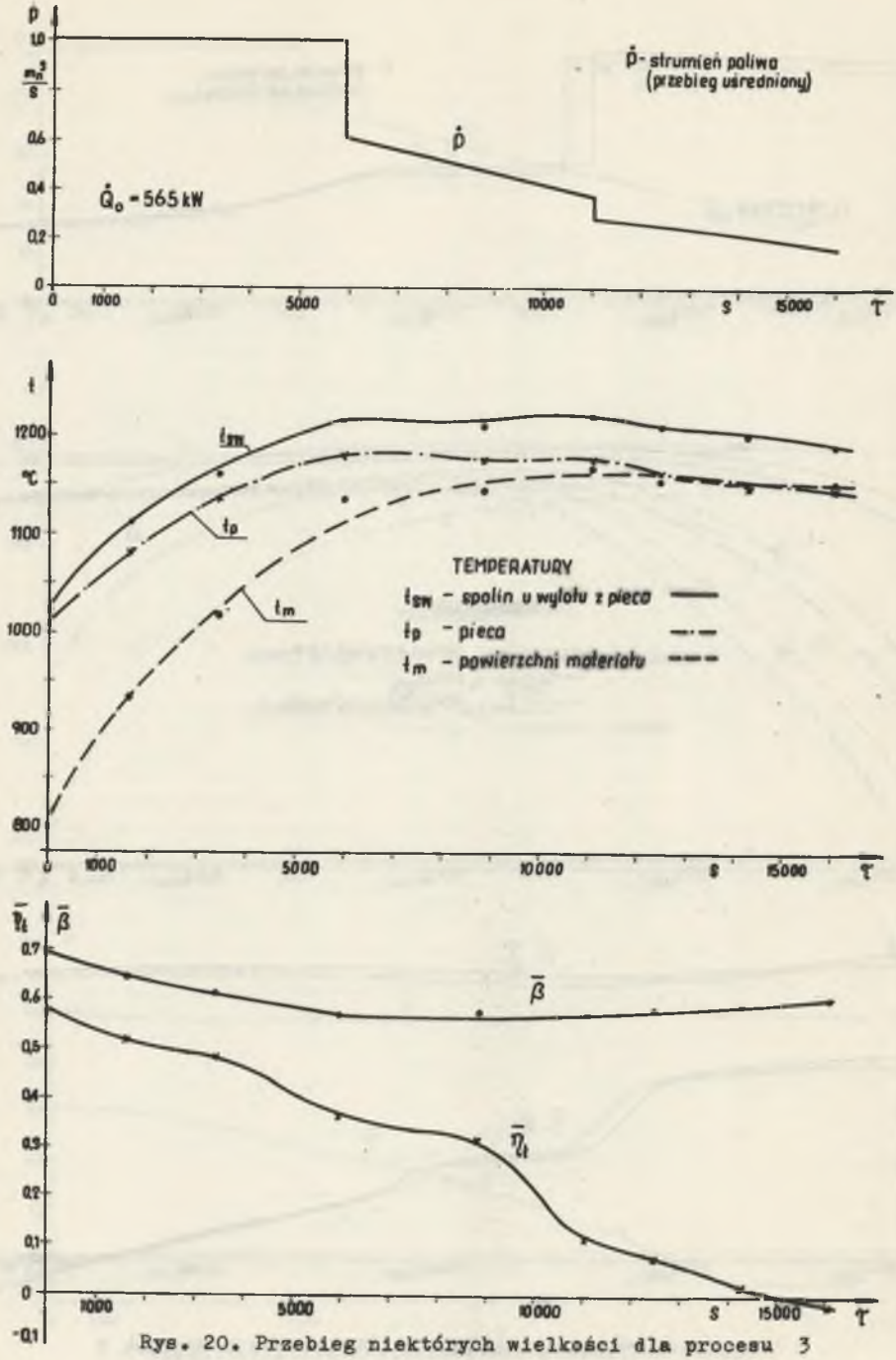
Lp.		Wielkości zmierzone						Wielkości orientacyjnie obliczone	
	-	τ	$\dot{P}$	t_{sw}	t_a	t_g	t_p	t_m	$\dot{Q}_m$
	-	s	m_n^3/s	°C	°C	°C	°C	°C	kW
	0	0	1,028	1130	880	262	961	800	1902
p	1	900	1,028	1150	885	265	1025	897	1856
r	2	2700	1,028	1180	900	280	1100	1001	1765
o	3	5400	0,778	1198	920	290	1160	1109	1089
c	4	6300	0,735	1198	920	290	1160	1115	975
e	5	8100	0,645	1198	925	285	1155	1121	739
s	6	9900	0,557	1200	930	290	1150	1127	505
	7	11700	0,468	1190	930	290	1160	1146	294
1	8	13500	0,380	1190	930	290	1155	1153	56
	9	16200	0,380	1189	930	293	1153	1150	58
	10	0	0,931	1120	890	265	943	800	1649
p	11	1260	0,943	1150	890	270	1015	986	1697
r	12	3060	0,961	1180	900	270	1080	984	1636
o	13	4860	0,978	1190	908	270	1130	1044	1657
c	14	7020	1.000	1180	912	275	1160	1138	495
e	15	8460	0,523	1190	912	279	1175	1154	478
s	16	10260	0,523	1190	918	285	1170	1148	488
	17	11430	0,523	1188	920	285	1165	1156	211
2	18	13770	0,381	1188	922	290	1160	1155	118
	19	15570	0,353	1188	920	295	1155	1153	45
	20	18630	0,306	1188	925	285	1146	1150	-83
	21	0	1,004	1020	911	285	1008	800	2614
p	22	1620	1,004	1110	910	285	1080	932	2376
r	23	3420	1,004	1160	920	300	1135	1017	2224
o	24	5940	0,611	1215	930	315	1180	1135	1017
c	25	8820	0,482	1210	942	312	1175	1144	695
e	26	11070	0,278	1220	950	310	1175	1169	146
s	27	12420	0,250	1210	945	320	1160	1156	87
	28	14220	0,220	1200	945	318	1150	1149	20
3	29	16020	0,158	1190	940	320	1143	1150	-143
p	30	0	1,028	935	810	250	948	800	1715
r	31	1980	1,028	995	805	240	1000	912	1245
o	32	3780	1,028	1045	815	250	1040	971	1089
c	33	5580	1,028	1090	825	255	1070	1015	954
e	34	7380	1,028	1120	840	260	1100	1052	890
s	35	9180	1,028	1150	855	270	1125	1085	812
	36	10980	1,028	1185	870	275	1150	1118	700
4	37	14040	1,028	1200	890	285	1178	1150	678



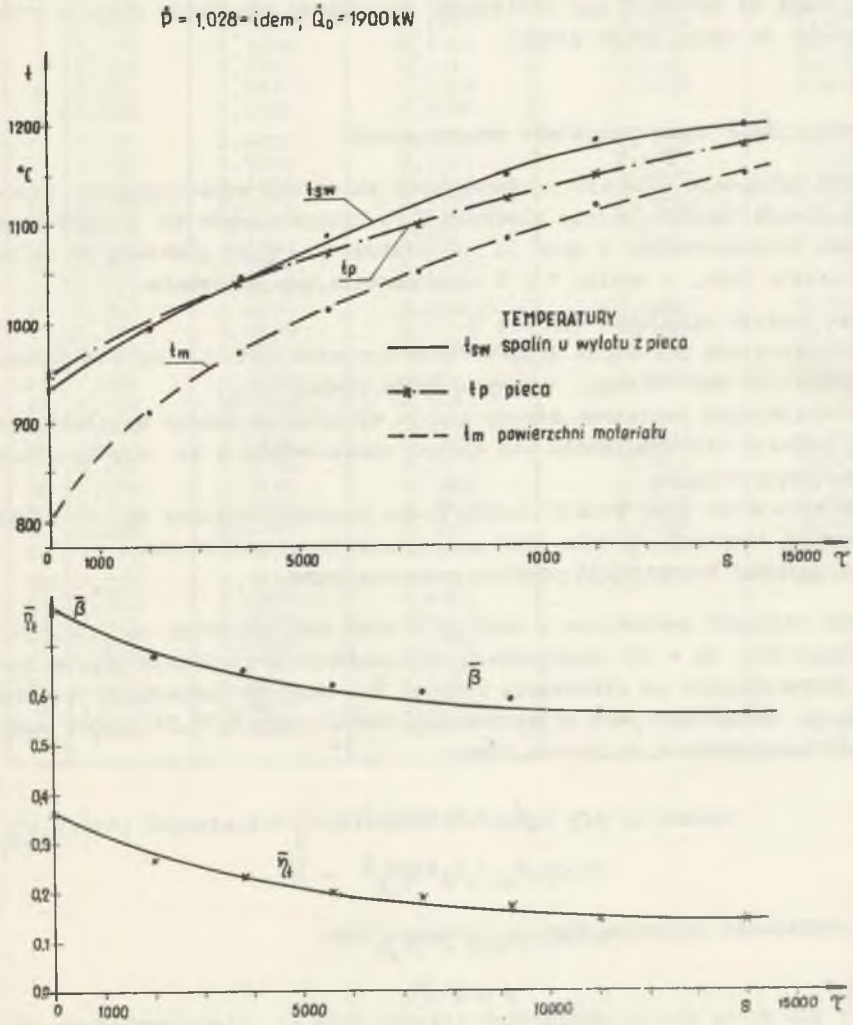
Rys. 18. Przebieg niektórych wielkości dla procesu 1



Rys. 19. Przebieg niektórych wielkości dla procesu 2



Rys. 20. Przebieg niektórych wielkości dla procesu 3



Rys. 21. Przebieg niektórych wielkości dla procesu 4

Dla znanych $\dot{Q}_3$ i T_p (B_p) można obliczyć T_3. Dla początku i końca procesu nagrzewania wsadu przyjęto we wszystkich przypadkach przeciętne wartości temperatur wlewków $t_{3p} = 800\ ^oC$, $t_{3k} = 1150\ ^oC$. W obliczeniach występuje dodatkowe przybliżenie: z pomiarów otrzymano temperaturę pieca mierzoną z pozycji ściany, na którą wpływają emisyjności i temperatury płomienia, spalin i wsadu, natomiast we wzorze (129) występuje temperatura pieca mierzona z pozycji wlewka, na nią zaś wpływają płomień, spaliny i ściany. Tak wyznaczone temperatury pieca i powierzchni wsadu różnią się niewątpliwie od wartości rzeczywistych, szacunkowo przyjmuje się, że różnica wynosi do około 30÷50 stopni.

6.1. Przybliżone charakterystyki rekuperatorów

W celu wykonania obliczeń porównawczych określono współczynniki przenikania ciepła (ściśle biorąc iloczyny k.F) rekuperatorów do podgrzewania powietrza (ceramicznego) i gazu (z rur stalowych). Jako podstawę do obliczeń przyjęto dane, z tablic 1 i 2 oraz następujące założenia:

a) można pominąć wybijanie spalin;
b) do rekuperatora powietrza dopływa cały strumień spalin, bez dodatkowego powietrza szkodliwego, o temperaturze równej t_{sw};
c) w rekuperatorze powietrza straty ciepła wynoszą 5% spadku entalpii spalin, ponadto nie uwzględnia się wpływu nieszczelności na współczynnik przenikania ciepła;
d) w rekuperatorze gazu straty ciepła można pominąć, spaliny na dopływie posiadają temperaturę taką, jak za rekuperatorem powietrza;
e) można pominąć bezwładność cieplną rekuperatorów.

Wyniki obliczeń zestawiono w tablicy 3 oraz przedstawiono na rys. 22, 23. Okazuje się, że w obu przypadkach współczynnik przenikania ciepła zależy w dużym stopniu od strumienia paliwa $\dot{P}$. Jest to zależność prawie liniowa, po odrzuceniu zbyt odległych punktów (21,22,23,30,31,34÷37) można wyniki aproksymować za pomocą równań

$$\left.\begin{aligned} k_a F_a &= 2{,}6322\ \dot{P} \\ k_G F_G &= 0{,}6356\ \dot{P}\ . \end{aligned}\right\} \qquad (130)$$

Lepszą dokładność zapewnia funkcja potęgowa typu

$$y = a\ x^n,$$

Tablica 3

Wyniki obliczeń k_aF_a i k_GF_G [kW/K]

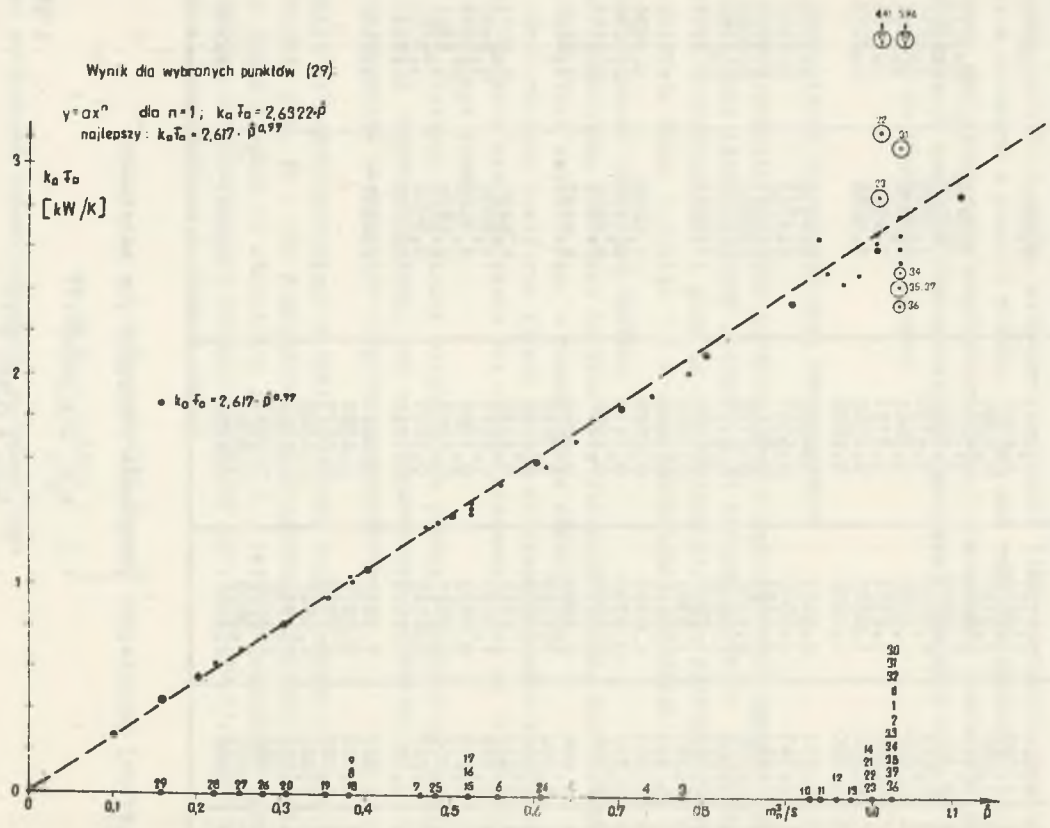
Lp.	$\dot{P}$ [m_n^3/s]	k_aF_a	k_GF_G	obliczone ze wzoru (130a)	
				k_aF_a	k_GF_G
0	1,028	2,7727	0,6371	2,6881	0,6376
1	1,028	2,6820	0,6252		
2	1,028	2,6187	0,6489		
3	0,778	2,0216	0,5091	2,0516	0,4975
4	0,735	1,9099	0,4810	1,9413	0,4729
5	0,645	1,7020	0,4130	1,7104	0,4210
6	0,557	1,4856	0,3664	1,4836	0,3696
7	0,468	1,2784	0,3141	1,2529	0,3164
8	0,380	1,0380	0,2550	1,0238	0,2629
9	0,380	1,0406	0,2596		
10	0,931	2,6655	0,6056	2,4412	0,5836
11	0,943	2,5000	0,5927	2,4723	0,5903
12	0,961	2,4481	0,5744	2,5177	0,6003
13	0,978	2,4952	0,5775	2,5610	0,6098
14	1,000	2,6442	0,6211	2,6170	0,6220
15	0,523	1.3508	0,3255	1,3954	0,3494
16	0,523	1,3761	0,3380		
17	0,523	1,3912	0,3400		
18	0,381	1,0199	0,2548	1,0268	0,2635
19	0,353	0,9390	0,2419	0,9539	0,2462
20	0,306	0,8268	0,1998	0,8297	0,2168
21	1,004	4,4099	0,9694	2,6272	0,6242
22	1,004	3,1729	0,7640		
23	1,004	2,8622	0,7485		
24	0,611	1,5742	0,4430	1,6226	0,4011
25	0,482	1,3030	0,3517	1,2892	0,3249
26	0,278	0,7523	0,1983	0,7560	0,1991
27	0,250	0,6821	0,1903	0,6820	0,1811
28	0,220	0,6149	0,1693	0,6024	0,1616
29	0,158	0,4455	0,1248	0,4370	0,1204
30	1,028	3,9433	0,8861	2,6881	0,6376
31	1,028	3,0971	0,6983		
32	1,028	2,7750	0,6677		
33	1,028	2,5547	0,6300		
34	1,028	2,4953	0,6186		
35	1,028	2,4409	0,6253		
36	1,028	2,3653	0,6091		
37	1,028	2,4301	0,6355	2,6881	0,6376

dla której najmniejsze odchylenia otrzymano dla zależności

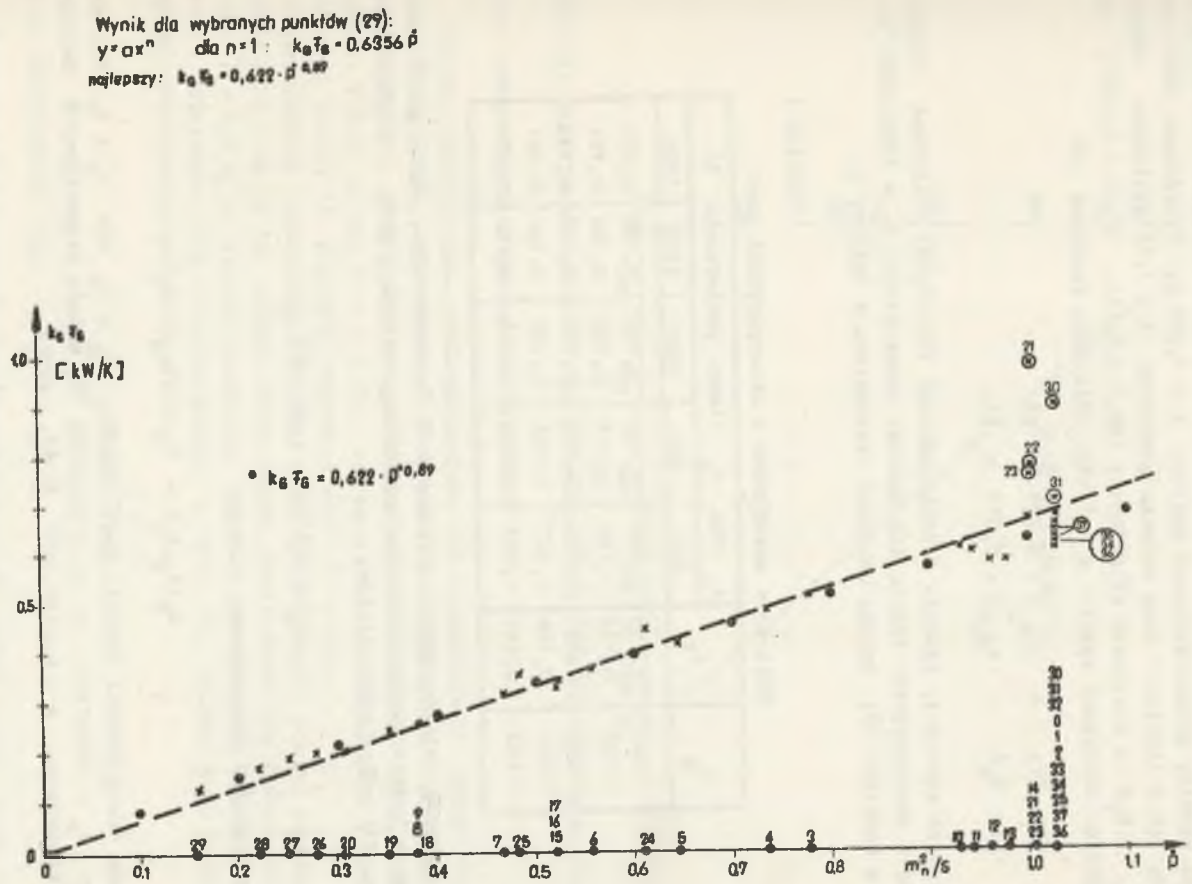
$$k_aF_a = 2{,}617\ \dot{P}^{0{,}97} \qquad (130a)$$

$$k_GF_G = 0{,}622\ \dot{P}^{0{,}89}.$$

Otrzymane wykładniki są dość bliskie wartościom jakich można się spodziewać z analizy teoretycznej (n ≅ 0,8). Charakterystyki rekuperatorów można by również otrzymać na drodze obliczeniowej.



Rys. 22. Wyniki obliczeń iloczynu $k_a F_a$



Rys. 23. Wyniki obliczeń iloczynu $k_G F_G$

6.2. Emisyjność i absorpcyjność spalin

Obliczenia zespołu pieca wymagały również wyznaczenia emisyjności spalin. Dla rozpatrywanego pieca, z zależności (90) wyznaczono zastępczą grubość warstwy promieniujących spalin: $L = 1,393$ m. Przyjmując skład gazu taki jak w tablicy 1 oraz nadmiar powietrza $\lambda = 1,15$ obliczono udziały CO_2 i H_2O w spalinach wilgotnych: $(CO_2) = 0,214$, $(H_2O) = 0,0267$; zakładając ciśnienie spalin $p = 1$ atm, obliczono iloczyny pL:

dla CO_2 - $p_{CO_2}L = 0,298$ m at

dla H_2O - $p_{H_2O}L = 0,037$ m at.

Dla tych wartości, zgodnie z zależnościami (89,92,93) obliczono emisyjność i absorpcyjność spalin dla zakresu temperatur: $t_g = 1000 \div 1400$ °C, $t_i = 800 \div 1200$ °C; wyniki obliczeń zestawiono w tablicy 4.

Tablica 4

Obliczone emisyjność i absorpcyjność gazu

t_g	ε_g	A_g dla t_i (temp. powierzchni i)				
		800	900	1000	1100	1200
1000	0,193	0,203	0,199	0,193	0,192	0,191
1100	0,182	0,196	0,191	0,185	0,182	0,181
1200	0,171	0,181	0,179	0,176	0,172	0,171
1300	0,156	0,167	0,166	0,163	0,162	0,161
1400	0,147	0,157	0,154	0,153	0,152	0,151

Dla potrzeb obliczeniowych zależności te aproksymowano. Emisyjność gazu można w rozpatrywanym zakresie temperatur określić z dużą dokładnością (rys. 24) zależnością liniową

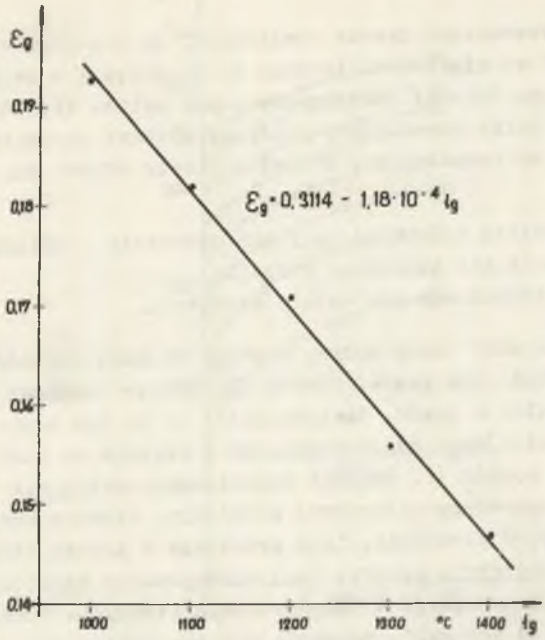
$$\varepsilon_g = 0,3114 - 1,18 \cdot 10^{-4}\, t_g. \tag{131}$$

Absorpcyjność gazu opisano funkcją

$$A_g(t_g, t_i) = \varepsilon_g + k(t_g - t_i). \tag{132}$$

Zaletą takiej postaci funkcji jest równość $\varepsilon_g = A_g$ dla $t_g = t_i$. Dla zakresu $t_g = 1100 \div 1400$ i $t_i = 800 \div 1200$ °C, metodą najmniejszych kwadratów wyznaczono: $k = 0,2179 \cdot 10^{-4}$ [1/K], czyli

$$A_g = \varepsilon_g + 0,218 \cdot 10^{-4}\, (t_g - t_i). \tag{132a}$$



Rys. 24. Emisyjność spalin w piecu rzeczywistym jako funkcja temperatury

6.3. Powierzchnia i emisyjność płomienia

Podczas spalania gazu wielkopieciwego, dla nieskończenie grubej warstwy jest $\varepsilon_1 \cong 0,4$, dla warstwy o skończonej grubości można wykorzystać zależność (106). Emisyjność płomienia nie będzie niższa od emisyjności spalin, a więc od ok. 0,15 ÷ 0,20. Ponieważ ε_1 mało wpływa na wyniki obliczeń (punkt 7), przyjęto orientacyjnie $\varepsilon_1 = 0,3$.

Powierzchnię płomienia określono przez przybliżony pomiar rozmiarów bryły płomienia na tle zimnych ścian pieca. Stwierdzono dla strumienia paliwa $\dot{P} = 0,9\ m_n^3/s$ długość płomienia $L \approx 4$ m oraz średnicę około 1 m, przy 2 palnikach. Daje to powierzchnię $F_1 \cong 20\ m^2$, do obliczeń przyjęto zależność (skojarzenie 104 i 105)

$$F_1 \cong 20 \sqrt[3]{\dot{P}}. \qquad (133)$$

6.4. Współczynnik α_{k1}

W punkcie 3.2 przyjęto, że płomień oddaje do spalin ciepło przez promieniowanie i konwekcję, przy czym konwekcyjny strumień ciepła można obliczyć z zależności (95).

$$- \dot{Q}_{k1} = F_1 \alpha_{k1}(T_1 - T_g).$$

Przed dalszymi rozważaniami trzeba stwierdzić, że przepływ ciepła od płomienia do spalin jest zjawiskiem trudnym do zbadania i w związku z tym prawie że nieznanym. Powyżej zastosowany zapis należy więc traktować jako umowny, formalnie tylko pozwalający obliczać szukany strumień ciepła.

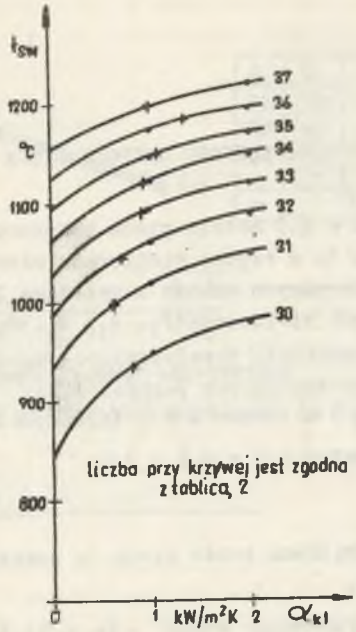
Można przyjąć, że rozpatrywany przepływ ciepła odbywa się na trzy sposoby:

a) przez rzeczywistą konwekcję na styku płomienia i spalin,
b) przez mieszanie się płomienia i spalin,
c) na skutek niezupełnego spalania w płomieniu.

Sposób (a) powinien mieć mały wpływ, z uwagi na małą wartość współczynnika przewodzenia ciepła dla gazów. Sposób (b) będzie zależał od turbulencji płomienia i spalin w piecu. Zawirowanie i co za tym idzie mieszanie się płomienia i spalin mogą być znaczne, co w efekcie da duży współczynnik α_{k1}. Trzeci sposób (c) zmienia idealizujące założenie przyjęte przy obliczaniu temperatury bilansowej płomienia, wiadomo bowiem, że spalanie nie kończy się w płomieniu, lecz przebiega w pewnym stopniu w całej objętości pieca. Uwzględnia również fakt występowania dysocjacji w wysokich temperaturach i asocjacji w temperaturach niższych. Zjawisko to, nazywane przewlekłością spalania, powoduje znaczne spłaszczenie rozkładu temperatury spalin w piecu [22]. Można przyjąć, że podczas spalania dyfuzyjnego w płomieniu turbulentnym, które najczęściej występuje w komorach pieców, zasadniczy wpływ będą miały zjawiska (b) i (c).

Współczynnik α_{k1} w istotny sposób wpływa na poziom temperatur w piecu (punkt 7), ale jego wielkość można wyznaczyć tylko pośrednio. Okazuje się bowiem, że temperatura spalin opuszczających piec w dużym stopniu zależy od przyjętej wartości α_{k1} (przy innych wielkościach takich samych). Można więc, posiadając wyniki pomiarów, obliczać t_{sw} dla różnych α_{k1} i z warunku zgodności obliczonej i zmierzonej temperatury wylotowej spalin wyznaczyć α_{k1}. Wyznaczona w taki sposób wartość współczynnika α_{k1} zawiera w sobie również składową zależną od błędów pomiarów. Ma ona charakter współczynnika charakterystycznego dla danego pieca lub typu pieców. Wyniki próby wyznaczenia α_{k1} dla procesu nr 4 pokazano na rys.25. Dały one zgodność temperatur dla $\alpha_{k1} \cong 1$ kW/m^2 K. Dla procesów 1÷3 zgodność zachodzi dla $\alpha_{k1} \cong 2 \div 6$ kW/m^2 K. Dokładnych wartości α_{k1} nie wyznaczano, z uwagi na mało dokładne wyniki pomiarów.

Warto tutaj zwrócić uwagę na następujący aspekt: współczynnik α_{k1} może się wahać w granicach $0 \div \infty$, przy czym wartości skrajne wydają się mało prawdopodobne. Z szacunkowych obliczeń, które raczej należy traktować jako metodę, otrzymuje się wielkości rzędu $1 \div 6$ kW/m^{2}K. Obecnie



Rys. 25. Wyznaczanie współczynnika α_{k1}

stosowana metoda obliczeń, w której zakłada się wyrównaną temperaturę spalin w komorze pieca, jest równoważna warunkowi $\alpha_{k1} = \infty$, a więc przyjęciu do obliczeń wartości skrajnej.

7. ANALIZA MODELU MATEMATYCZNEGO ZESPOŁU PIECA

W przedstawionym w p.5 modelu pieca założono znajomość niektórych wielkości, przy czym są to z reguły wielkości mierzone bezpośrednio lub określane za pomocą stosowanych wzorów z mniejszą lub większą dokładnością. Aby ocenić wpływ tych wielkości (F_1, ε_1, ε_g, α_{k1}, $\dot{Q}_o$) wykonano szereg obliczeń, których rezultaty przedstawiono poniżej. Do obliczeń przyjęto piec "modelowy" o następujących parametrach:

rozmiary - 6 x 3 m (trzon x 4 m (wysokość);

wlewki - 12 sztuk 0,6 x 0,6 x 2 m;

daje to:

powierzchnię wewnętrzną ścian pieca (z pokrywą i swobodnym trzonem) - - F_2 = 103,68 m^2,

powierzchnię nagrzewanego wsadu - F_3 = 61,92 m^2, objętość swobodną pieca (zajmowaną przez spaliny) - V_p = 63,36 m^3,

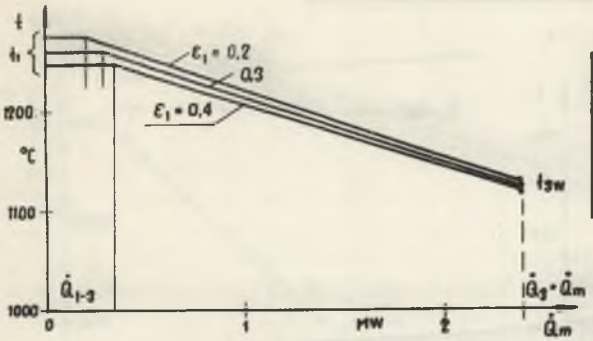
paliwo, nadmiar powietrza i skład spalin jak w piecu rzeczywistym (tablica 1),

dla pieca modelowego zastępcza grubość warstwy spalin (wzór 90) wynosi L = 1,38 m, w związku z tym założono że emisyjność i absorpcyjność spalin są określone zależnościami (131) i (132a),

powierzchnia płomienia jest określona zależnością $F_1 = k\sqrt[3]{\dot{P}}$.

Charakterystyki rekuperatorów są dane zależnościami (130a), ponadto przyjęto $\alpha_{k2} = \alpha_{k3} = 5\ W/m^2K$ i $k_o = 3\ W/m^2K$.

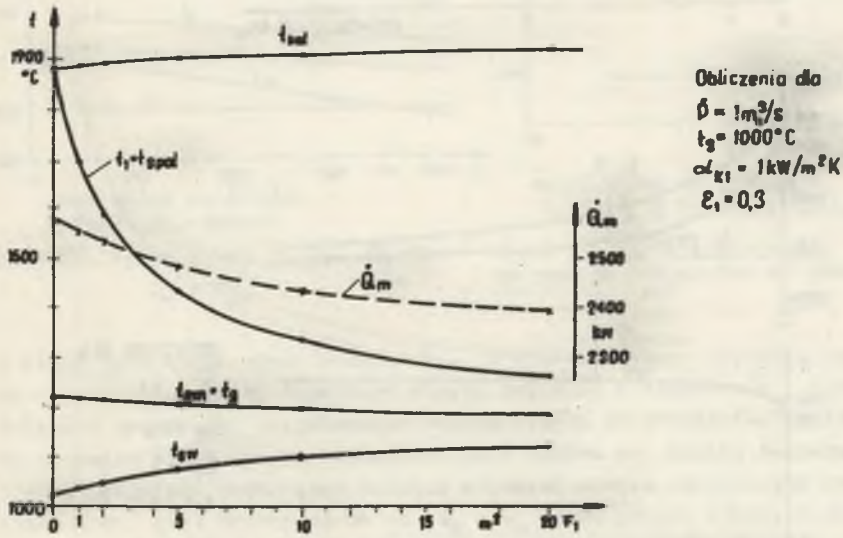
Rezultaty obliczeń, których zasadniczymi wynikami są temperatura spalin u wylotu z pieca i strumień ciepła docierający do wsadu, przedstawiono na rys. 26 ÷ 30. Wskazują one na mały wpływ niektórych wielkości na końcowy rezultat, a więc możliwość ich orientacyjnego przyjmowania. W szczególności mały jest wpływ emisyjności ε_1 płomienia i ε_g spalin zawartych w piecu. Największy wpływ na wyniki obliczeń posiadają: współczynnik α_{k1} i powierzchnia F_1. Uwzględniając fakt, że powierzchnię płomienia można dość dokładnie określić, ważną rzeczą pozostaje wyznaczenie α_{k1} co można uczynić pośrednio w sposób zaproponowany w p. 6.4. Interesujący



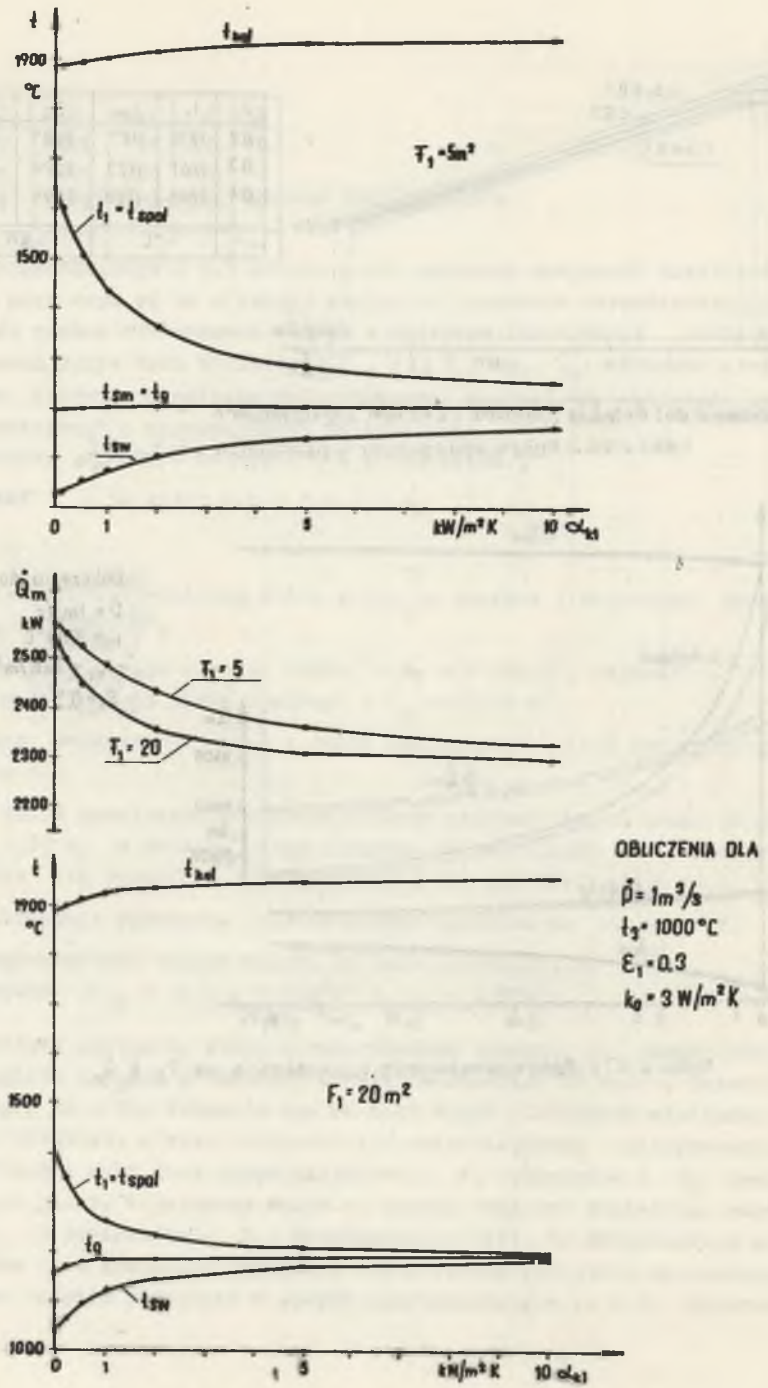
ε_1	t_1	t_{sw}	$\dot{Q}_2$	$\dot{Q}_{1-3}$
0,2	1276	1127	2387	202
0,3	1261	1123	2394	280
0,4	1248	1120	2399	349
—	°C		kW	

Obliczenia dla: $\dot{V} = 1 m_n^3/s$, $t_g = 1000°C$, $F_1 = 20 m^2$, $\alpha_{k1} = 1 kW/m^2K$

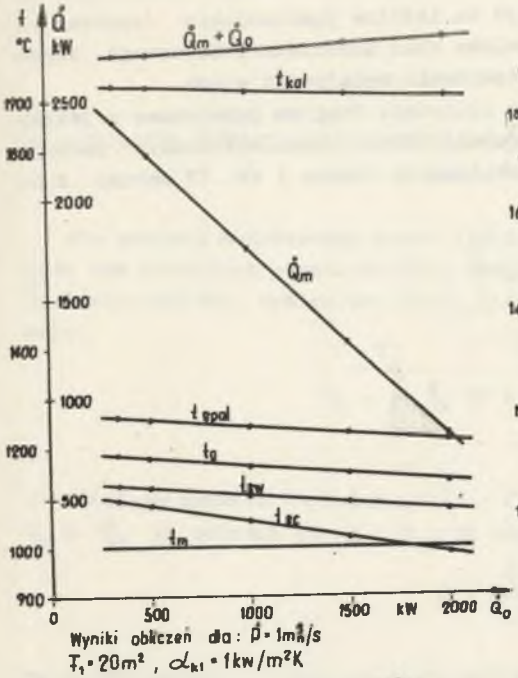
Rys. 26. Wpływ emisyjności płomienia na T_1 i $\dot{Q}_m$



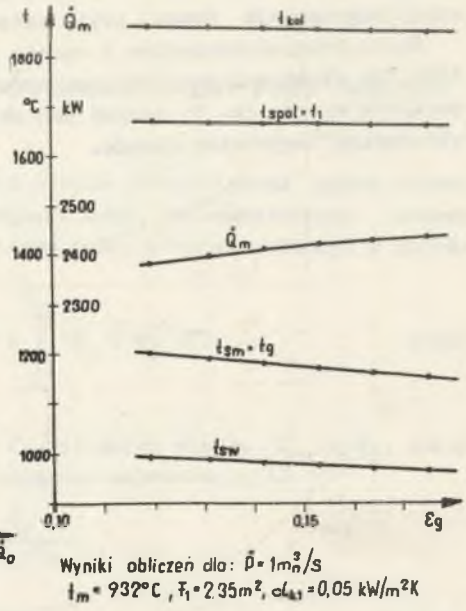
Rys. 27. Wpływ powierzchni płomienia na T_1 i $\dot{Q}_m$



Rys. 28. Wpływ współczynnika α_{k1} na T_1 i $\dot{Q}_m$



Rys. 29. Wpływ strat ciepła $\dot{Q}_o$ na $\dot{Q}_m$ i T_{sw}



Rys. 30. Wpływ emisyjności spalin na poziom temperatur w piecu i $\dot{Q}_m$

i ważny jest wpływ strat ciepła $\dot{Q}_o$. W bilansie pieca objemują one straty komory pieca, zawierają więc straty związane z akumulacją ciepła w ścianach pieca oraz bezpośrednie straty ciepła do otoczenia. Okazuje się, że strumień strat ciepła stosunkowo mało wpływa na poziom temperatur w piecu, natomiast zasadniczo zmienia strumień ciepła docierający do materiału (rys. 29). Łączny strumień $\dot{Q}_m + \dot{Q}_o$ jest prawie stały, w związku z czym Q_m zmienia się (w przeciwnym kierunku) prawie tak jak $\dot{Q}_o$. Otrzymanie dokładnych rozwiązań wymaga więc określenia z dużą dokładnością własności cieplnych ściany (akumulacja ciepła) oraz współczynników wnikania ciepła od ścian pieca do otoczenia.

Wyniki obliczeń wskazują również na znaczny wpływ rekuperacji ciepła. Najistotniejsze jest to, że zespół piec-rekuperator(-y) jest bardziej stabilny od pieca bez rekuperacji. Przejawia się to w ten sposób, że podwyższanie się temperatury spalin wylotowych powoduje równoczesne podwyższenie temperatury spalania, dzięki czemu użyteczny spadek entalpii spalin w piecu zmienia się stosunkowo wolno. Z uwagi jednak na podniesienie się

temperatur płomienia i spalin znacznemu zwiększeniu ulega docierający do wsadu strumień ciepła $\dot{Q}_m$. Powoduje to istotne podniesienie sprawności termicznej, zmniejszenie zużycia paliwa oraz umożliwia zwiększenie szybkości nagrzewania wsadu, czyli zwiększenie wydajności pieca.

Warto również wspomnieć o czasie obliczeń. Program opracowano w języku SAKO dla elektronicznej maszyny cyfrowej ZAM-41. Czas obliczania jednego wariantu wynosi ok. 15 sekund bez obliczania wlewka i ok. 17 sekund z obliczaniem temperatur wlewka.

8. MINIMALNE ZUŻYCIE PALIWA PODCZAS NAGRZEWANIA WSADU W PIECU WGŁĘBNYM

Dla procesu nagrzewania wsadu ilość ciepła pochłoniętego przez wlewki może być określona równaniem (6). Uwzględniając, że rozpatrywany proces jest nieustalony, wymienioną ilość ciepła można również obliczyć z zależności

$$Q_m = \int_0^{\tau_g} \dot{Q}_m \, d\tau = \int_0^{\tau_g} \bar{\eta}_t \, \dot{P} \, W_d \, d\tau . \tag{134}$$

Dla każdego momentu strumień paliwa $\dot{P}$, strumień ciepła $\dot{Q}_m$ i $\bar{\eta}_t$, gdzie $\dot{Q}_m$ i $\bar{\eta}_t$ są zależne od $\dot{P}$ i t_m, są związane zależnością(1)

$$\dot{P} = \frac{\dot{Q}_m}{W_d \, \bar{\eta}_t} .$$

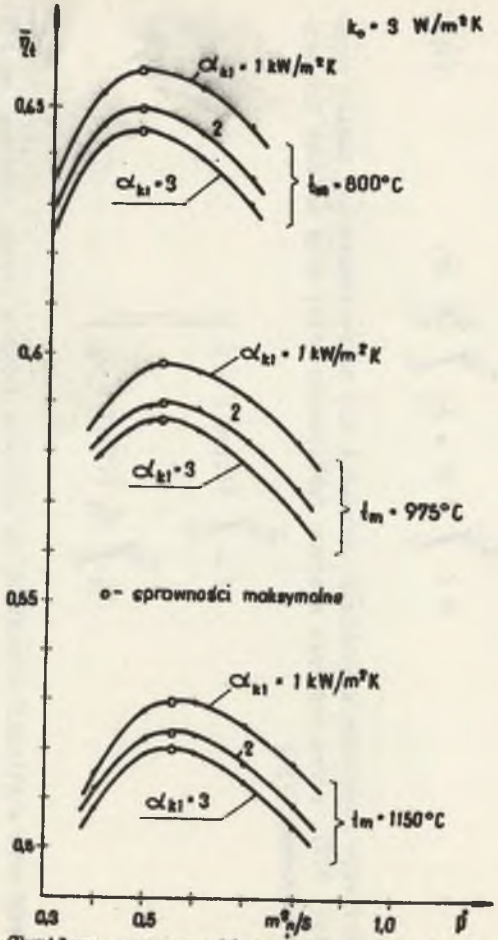
Całkowite zużycie paliwa wyniesie zatem

$$P = \int_0^{\tau_g} \dot{P} \, d\tau = \frac{1}{W_d} \int_0^{\tau_g} \frac{\dot{Q}_m}{\bar{\eta}_t} \, d\tau . \tag{135}$$

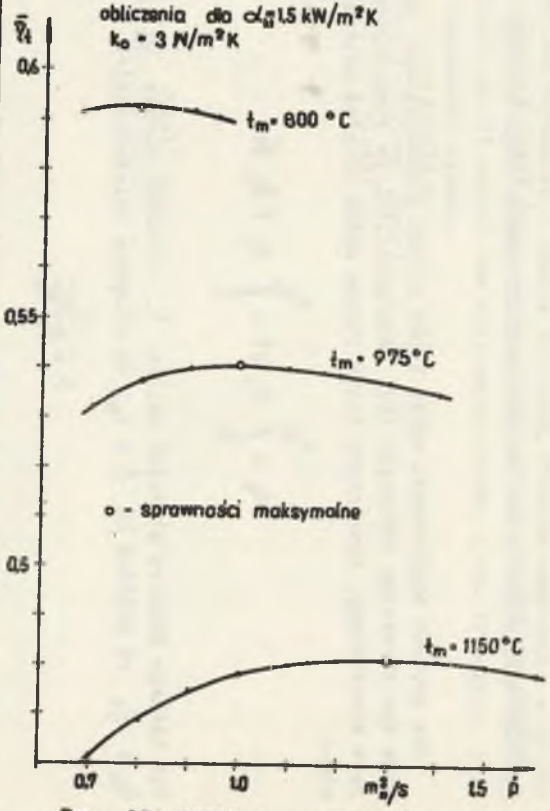
Tak więc rozwiązanie problemu sprowadza się do poszukiwania takiej funkcji $\dot{P}(\tau)$, która zapewnia minimum funkcjonału (135) przy warunku izoperymetrycznym (134)

$$\left.\begin{aligned} P &= \int_0^{\tau_g} \dot{P}(\tau) d\tau = \min \\ W_d \int_0^{\tau_g} \bar{\eta}_t \, \dot{P}(\tau) d\tau &= Q_m \end{aligned}\right\} \tag{136}$$

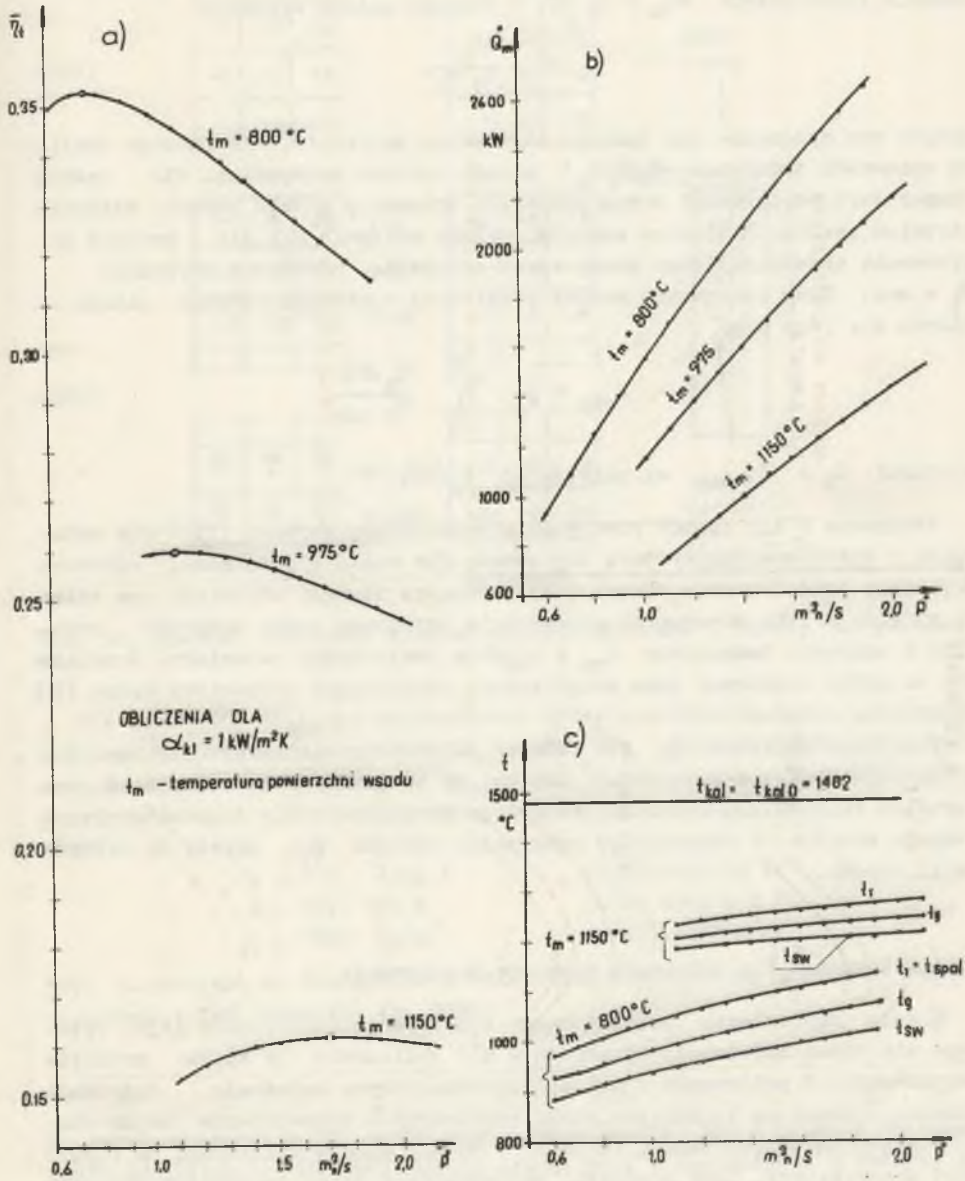
przy czym wielkości podcałkowe są uwikłaną funkcją czasu, zależną od $\dot{P}(\tau)$ i chwilowej temperatury powierzchni materiału, będącej wielkością zależną od τ i przebiegu $\dot{P}(\tau)$, zaś górna granica całkowania τ_g jest określona przez warunek $t_m = t_{mk}$. Rozwiązania układu równań (136) nie spo-



Rys. 31. Chwilowa sprawność termiczna dla kF = idem



Rys. 32. Chwilowa sprawność termiczna dla kF = f($\dot{p}$)



Rys. 33. Chwilowa sprawność termiczna dla procesu bez rekuperacji (kF=0), b – zależność $\dot{Q}_m(t_m, \dot{P})$, c – zależności t_1, t_g i t_{sw} od t_m i $\dot{P}$

sób szukać na drodze analitycznej; przybliżone rozwiązanie można znaleźć numerycznie następująco: podczas nagrzewania wsadu temperatura powierzchni wlewków zmienia się od t_{mp} do t_{mk}. Dla chwilowej temperatury t_m i nieskończenie małego przyrostu dt_m, co trwa przez czas $d\tau$, wlewek pochłonie ilość ciepła $dQ_m = \dot{Q}_m\, d\tau$, a zużycie paliwa wyniesie

$$dP = \frac{dQ_m}{W_d\, \eta_t}. \tag{137}$$

Będzie ono minimalne dla takiego strumienia paliwa $\dot{P}$, dla którego chwilowa sprawność termiczna $\bar{\eta}_t(\dot{P}, t_m)$ osiąga wartość maksymalną. Dla każdej temperatury powierzchni można wyznaczyć optymalny z tego punktu widzenia strumień paliwa. Minimalne zużycie paliwa osiągnie się dla procesu nagrzewania przebiegającego przez stany optymalne, określone warunkiem $\bar{\eta}_t$ = max. Przy stosowaniu metody różnicowej minimalne zużycie paliwa oblicza się jako sumę

$$P_{min} = \frac{1}{W_d} \sum_{\tau=0}^{\tau_g} \frac{\dot{Q}_m \Delta\tau}{\bar{\eta}_{t\,max}}, \tag{138}$$

w której $\dot{Q}_m$ i $\bar{\eta}_{t\,max}$ są zależne od $t_m(\tau)$.

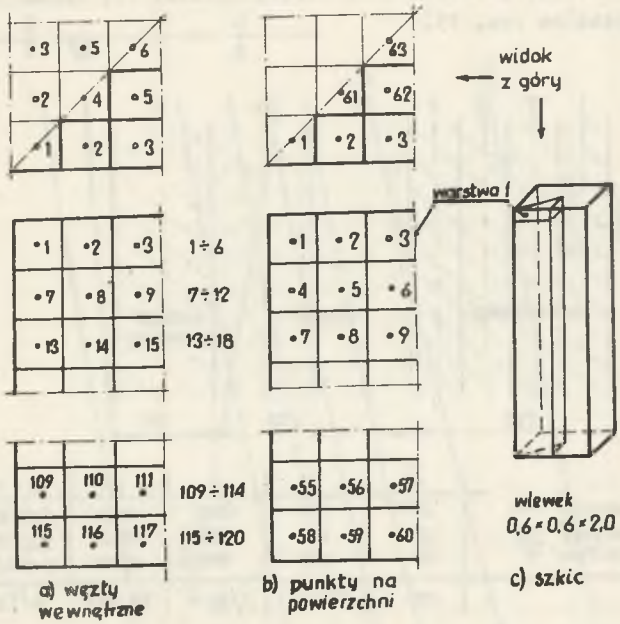
Otrzymane w ten sposób rozwiązanie spełniałoby warunki (136) dla materiału z wyrównaną temperaturą ($\lambda_m = \infty$). Dla wsadu o skończonej wartości λ, wobec zróżnicowania temperatury wewnątrz wlewka, odpowiada ono tylko na pytanie z jaką maksymalną sprawnością termiczną można podgrzać materiał w zakresie temperatur $t_{mp} \div t_{mk}$ na powierzchni materiału. Rozwiązanie to można traktować jako przybliżone, określające jakościowy wpływ $\dot{P}(\tau)$ na zużycie paliwa.

Przykłady obliczeń $\bar{\eta}_t$ dla różnych założeń przedstawiono na rys. 31÷ ÷ 33. Najciekawszym rezultatem jest to, że optymalny strumień paliwa ze wzrostem temperatury wsadu zwiększa się. Rozpiętość $\dot{P}$, dla których występuje zależna od temperatury maksymalna wartość η_t, zależy od rekuperacji ciepła.

8.1. Obliczenia dla wybranych procesów nagrzewania

W celu znalezienia przybliżonego rozwiązania funkcjonału (136) wykonano dla pieca modelowego opisanego w p.7 obliczenia dla kilku procesów nagrzewania. W porównaniu z p.7 przyjęto dodatkowe założenia dotyczące wlewka: z uwagi na stosunkowo niski współczynnik przewodzenia ciepła stali w wysokich temperaturach (λ_m = 25 ÷ 30 W/m K) nie zakładano, że wlewek jest izotermiczny, lecz przyjęto, że wystąpią różnice temperatur. Wlewki podzielono na elementarne sześciany o boku h = 0,1 m, ponadto przyjęto że węzły znajdują się w środku każdego elementu, zaś temperaturę powierz-

chni elementów zewnętrznych określano za pomocą równania (124). Podział wlewka przedstawiono na rys. 34. Z uwagi na symetrię otrzymano 120 węzłów wewnętrznych i 63 punkty na powierzchni. Równania różnicowe dla poszczególnych węzłów podano w dodatku.



Rys. 34. Podział różnicowy wlewka, węzły wewnętrzne i punkty na powierzchni

Dla skrócenia obliczeń rozpatrywano tylko nagrzewanie wsadu gorącego. Założono temperaturę początkową t_{mp} = 800 °C, idealnie wyrównaną i końcową (średnią na powierzchni) t_{mk} = 1150 °C. Dla tego zakresu temperatur przyjęto średnie własności fizyczne stali węglowej (0,2% C)

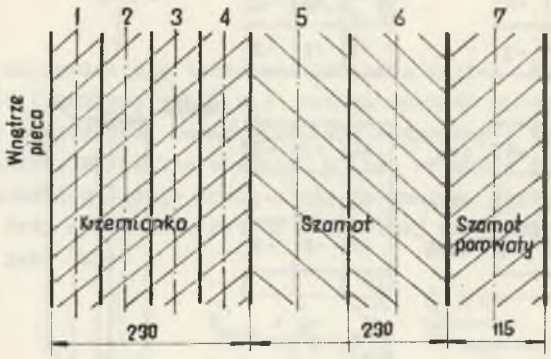
$c = 710$ J/kg K (0,18 kcal/kg K)
$\lambda = 27{,}8$ W/m K (~ 24 kcal/m h K)
$\varrho = 7850$ kg/m^3 $a = 5 \cdot 10^{-6}$ m^2/s

jako niezależne od temperatury. Maksymalny dopuszczalny przedział czasowy wynosi w tym przypadku (r. 123)

$$\Delta\tau_{max} = 333 \text{ s.}$$

Do obliczeń przyjęto $\Delta\tau$ = 180 s, z czego wynika ΔFo = 0,09. W obliczeniach pominięto proces powstawania zgorzeliny. W wariantach, w których po-

minięto akumulację ciepła w ścianach pieca (rys. 36 ÷ 40), straty ciepła $\dot{Q}_o$ obliczano z równania (115) przyjmując $k_o = 3\ W/m^2\ K$. Wariant przedstawiony na rys. 41, porównywalny z pokazanym na rys. 40, obliczono z uwzględnieniem akumulacji ciepła. Przyjęto przy tym ścianę złożoną z trzech materiałów, podzieloną na siedem warstw. Jej wymiary i własności cieplne podano na rys. 35.



	δ	λ	c	ϱ	$a \cdot 10^6$
warstwy 1÷4	57,5	1,75	1080	1950	0,83096
warstwy 5,6	115	1,0	1000	1850	0,54054
warstwa 7	115	0,42	920	1000	0,45652
	mm	W/m K	J/kg K	kg/m³	m²/s

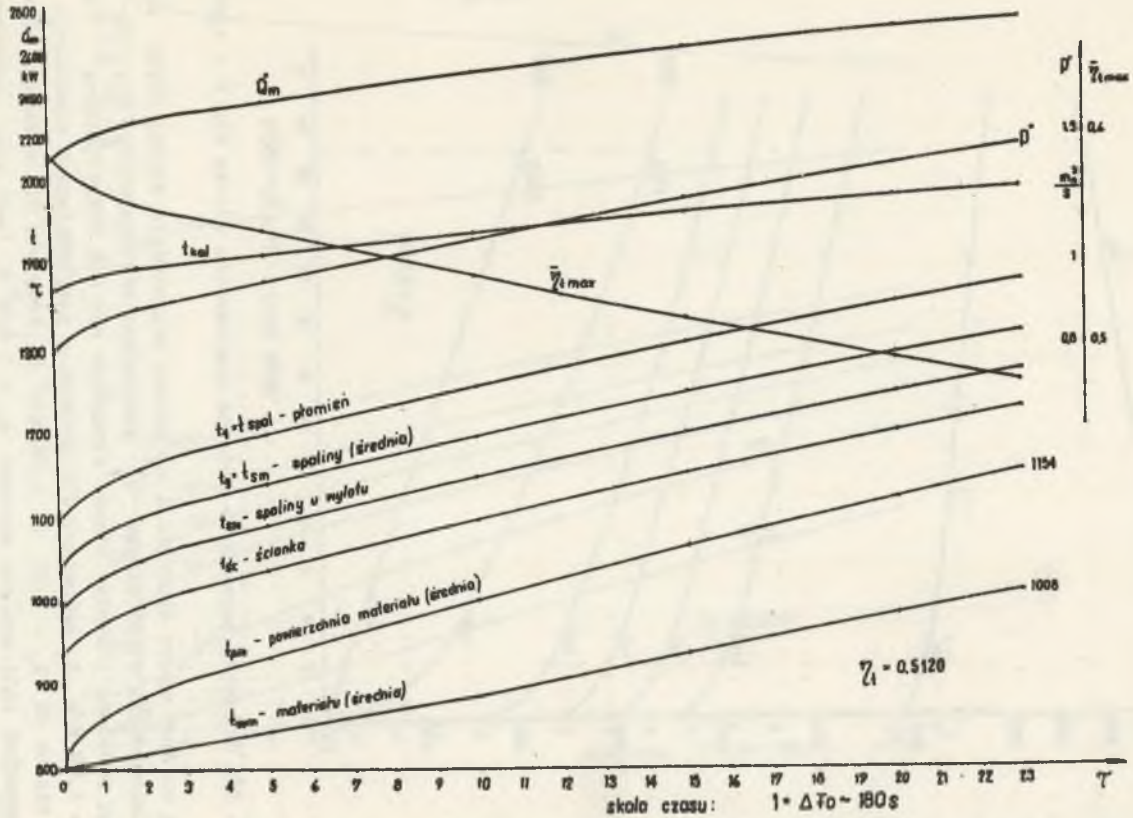
Rys. 35. Parametry ścian pieca i przyjęty podział różnicowy

Na rys. 36 przedstawiono wyniki obliczeń dla procesu przebiegającego przy $\bar{\eta}_{t\ max}$. Wykazują one, że aby podgrzać materiał z maksymalną sprawnością w danym zakresie średnich temperatur na jego powierzchni, należy proces nagrzewania prowadzić prawie ze stałą prędkością (prędkość ta jest mierzona przyrostem temperatury wsadu na jednostkę czasu). Proces taki przebiegałby przy odpowiednio zwiększanym strumieniu paliwa. Dla porównania wykonano obliczenia przy stałym (rys. 37 i 38) i zmiennym (rys. 39) strumieniu paliwa.

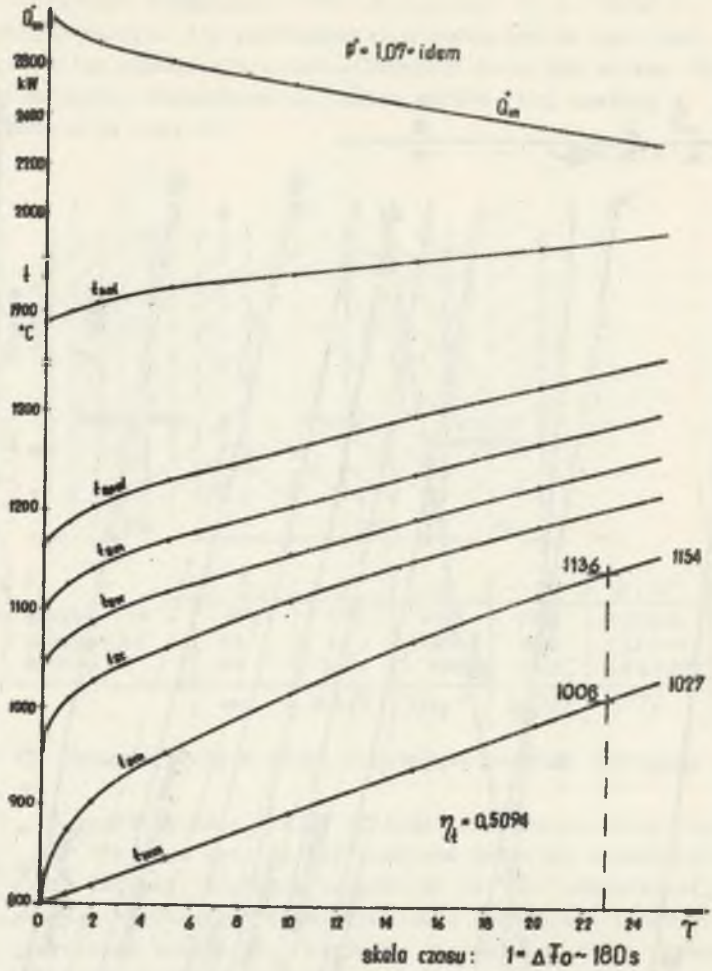
Na rys. 40 i 41 podano rozwiązania dla zmniejszonych efektów rekuperacji. Przyjęto w tych wariantach

$$k_a F_a = 1{,}5\ \dot{P}^{0,97}; \qquad k_G F_G = 0{,}55\ \dot{P}^{0,89}$$

co zapewniło podgrzanie powietrza do ok. 700 °C i gazu do ok. 300 °C przy $t_{sw} = 1100$ °C i $\dot{P} = 1\ m_n^3/s$. Rezultaty otrzymane dla wariantu 41 wska-

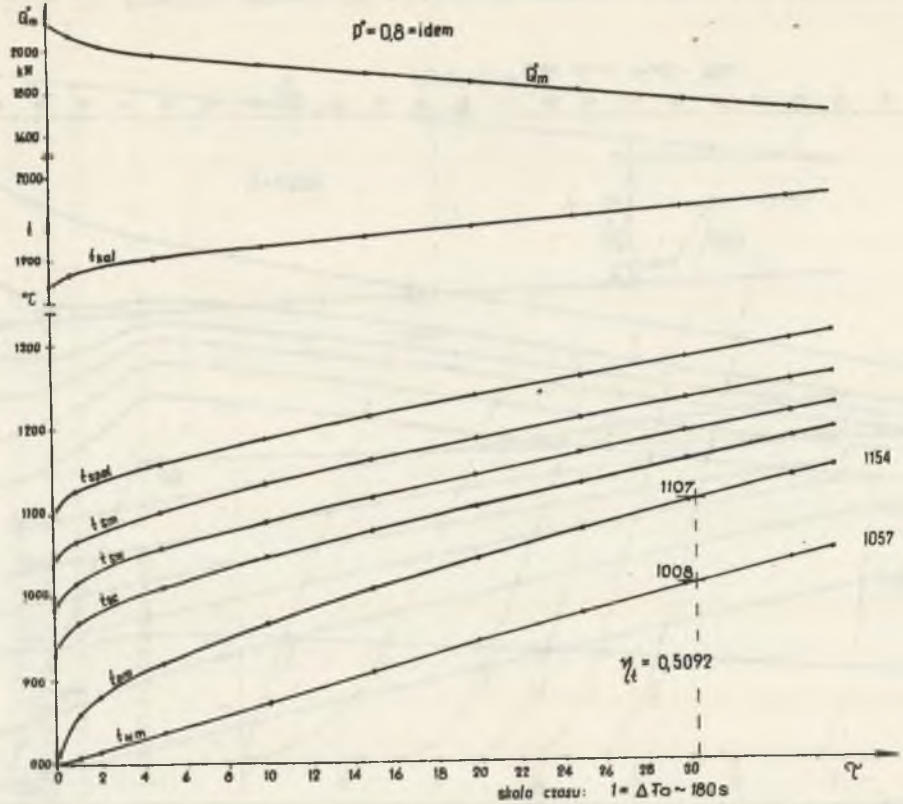


Rys. 36. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka dla $\dot{p}=\dot{p}_{opt}$

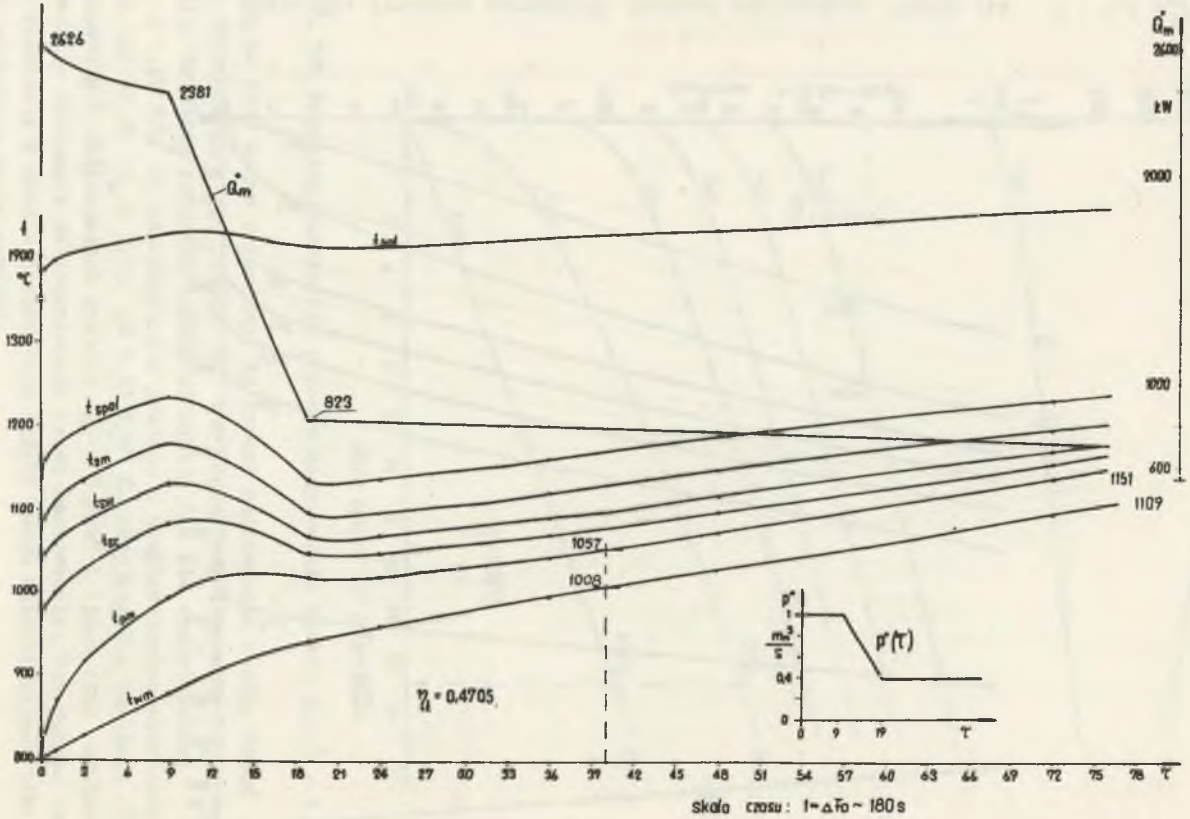


Rys. 37. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka dla $\dot{P}$ = 1,07 m_n^3/s

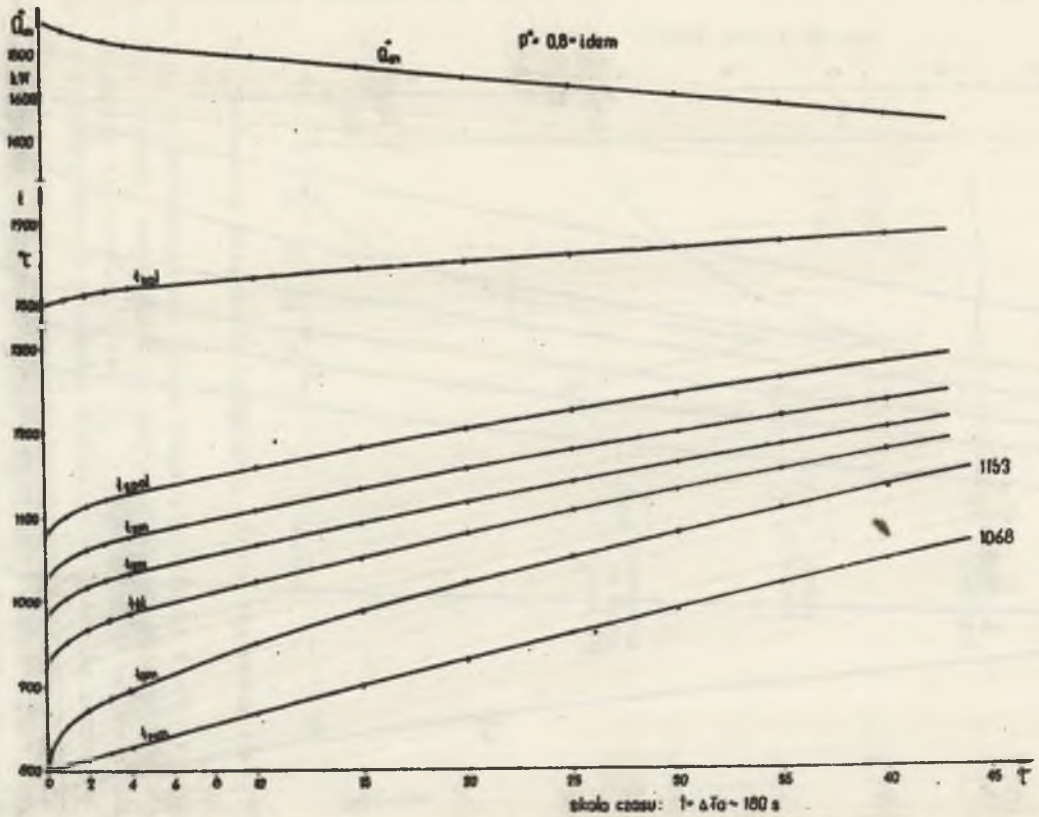
zują na duży wpływ akumulacji na proces nagrzewania wsadu. Gdyby mierzyć go zmiennością strat ciepła $\dot{Q}_o$ lub lepiej współczynnika k_o, to zakładając ustalony przepływ ciepła otrzymuje się dla rozpatrywanej ściany k_o = 1,39 W/m^2 K, natomiast dla procesu z uwzględnieniem akumulacji zmienia się on od k_o = 3,05 do 5,33 W/m^2 K. Przyjęta dla wariantu 40 oraz w pozostałych obliczeniach wartość k_o = 3 W/m^2 K jest więc zaniżona, co powoduje skrócenie obliczeniowego czasu nagrzewania. Nie wpływa to jednak na rezultaty w sensie jakościowym dzięki czemu wnioski mające taki charakter zachowują swoją wartość.



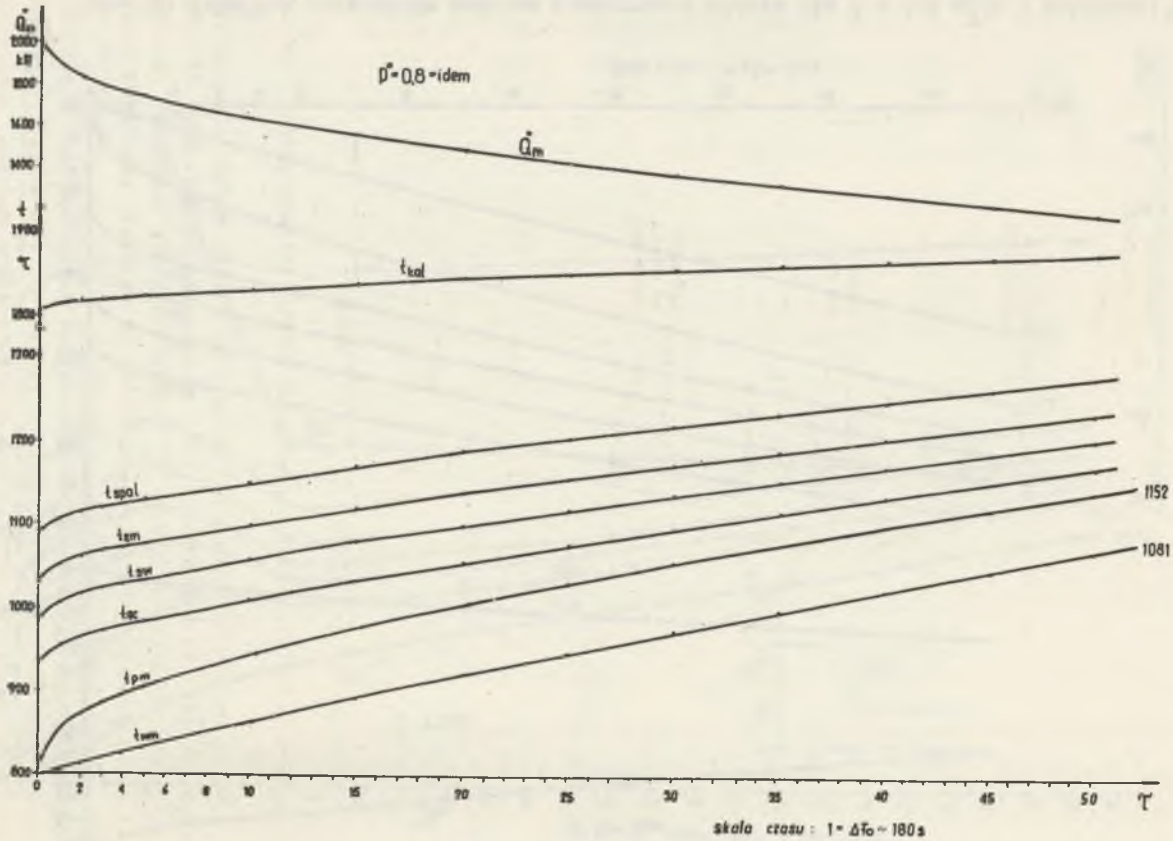
Rys. 38. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka dla $\dot{P} = 0{,}8\ m_n^3/s$



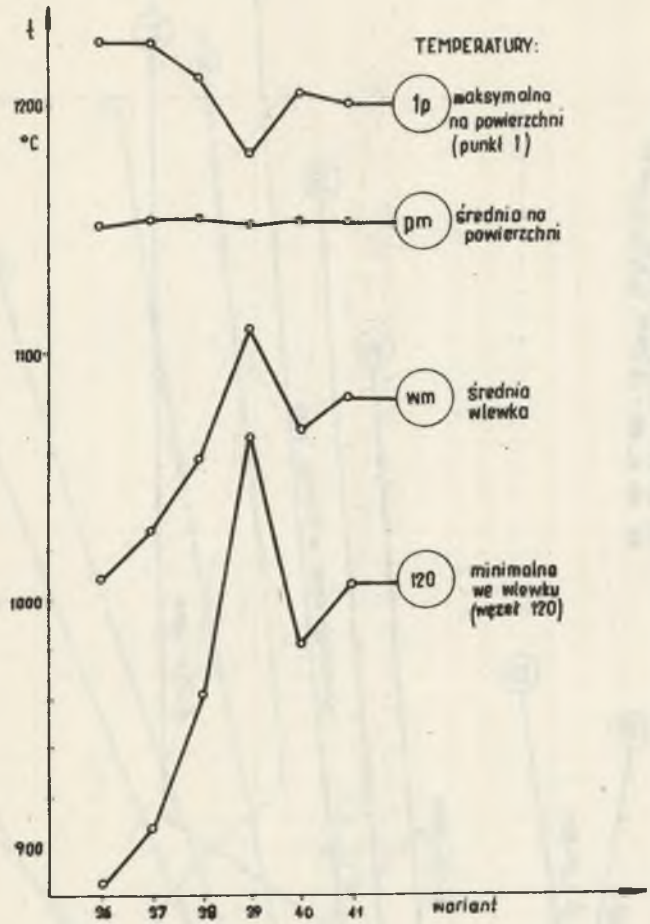
Rys. 39. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka dla zmiennego strumienia paliwa



Rys. 40. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka dla $\dot{P}$ = 0,8 m_s^3/s i mniejszej wartości kF



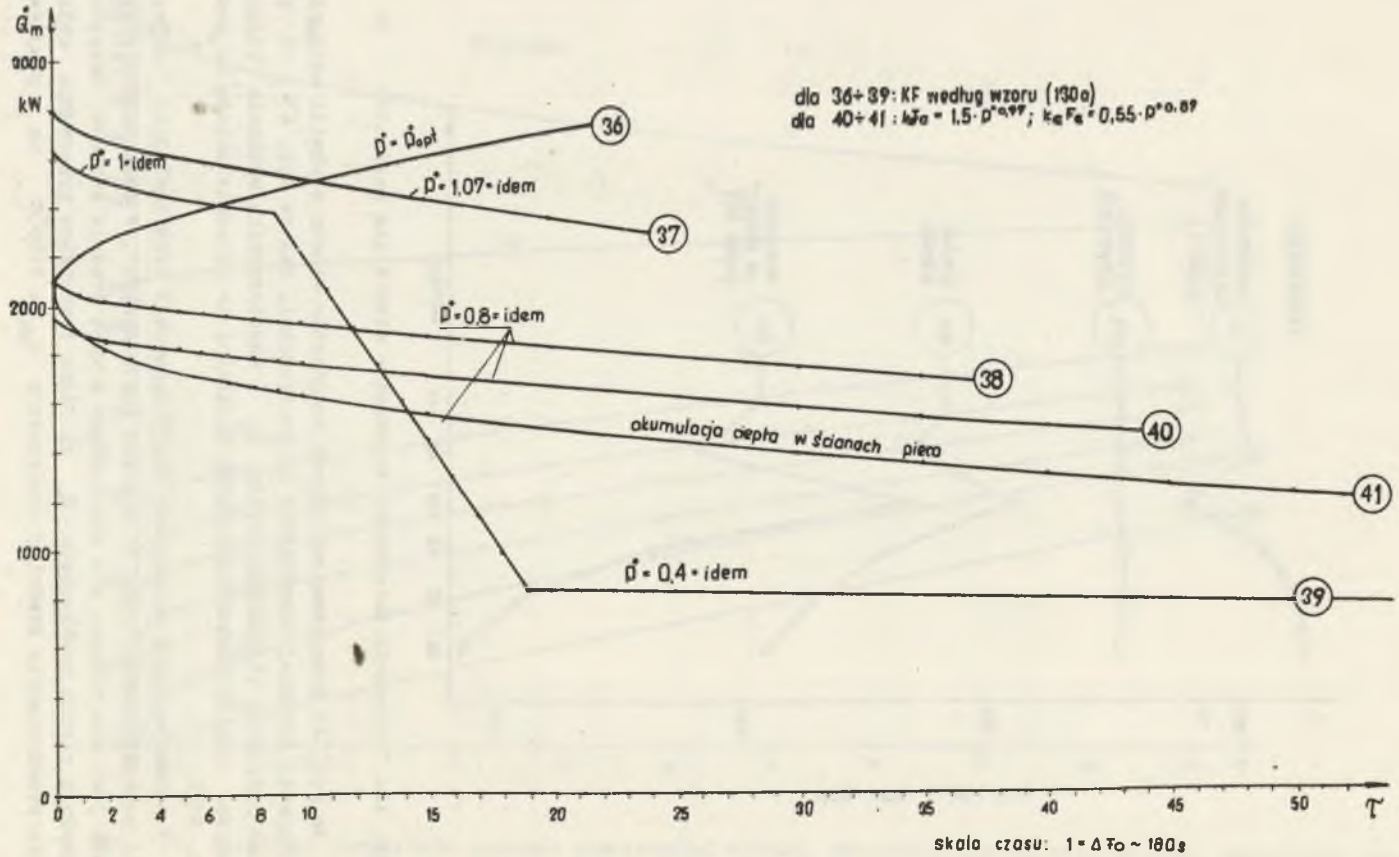
Rys. 41. Przebieg parametrów podczas nagrzewania wlewka, założenia jak na rys. 40 oraz akumulacja ciepła w ścianach pieca



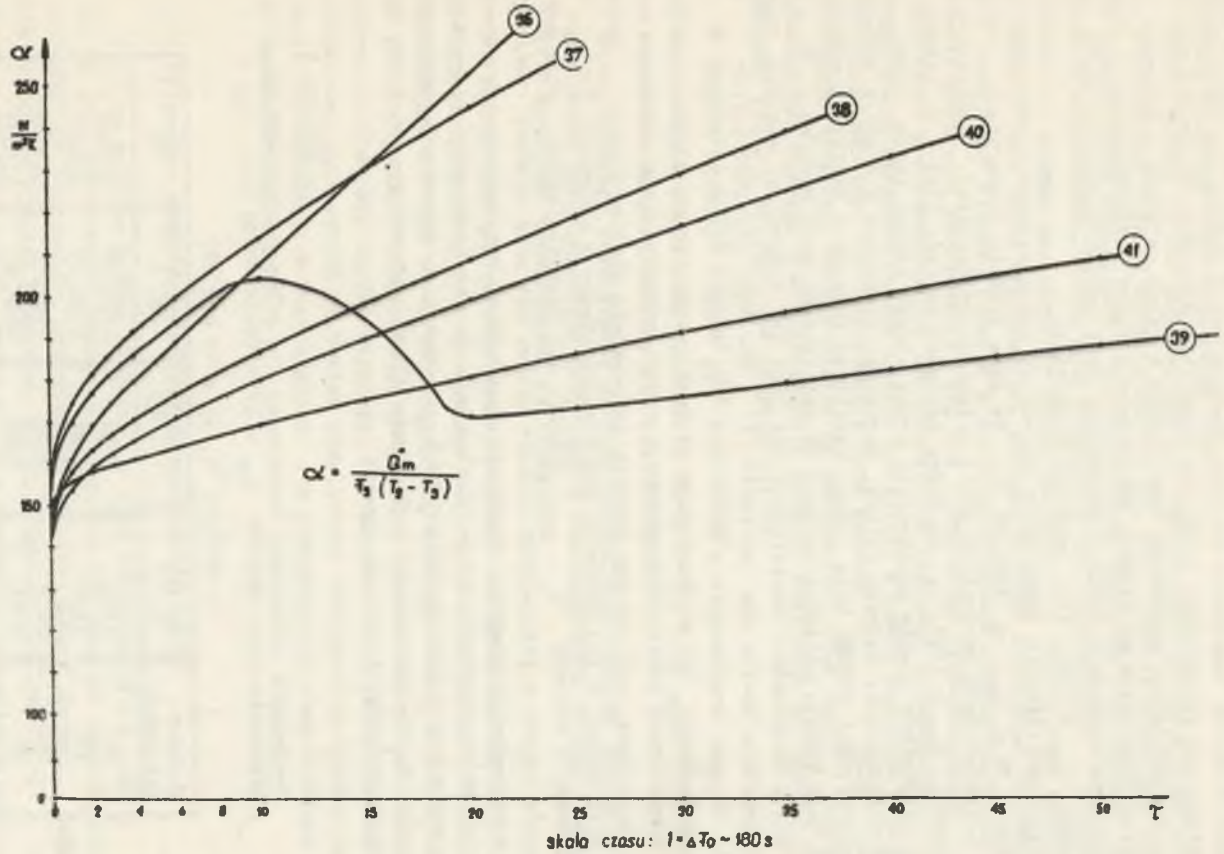
Rys. 42. Porównanie zmienności temperatur wlewka dla wariantów 36 – 41

Na rys. 42 przedstawiono zakres temperatur wlewka w chwili osiągnięcia wymaganej średniej temperatury na powierzchni, zaś na rys. 43 i 44 pokazano zmienność strumienia ciepła $\dot{Q}_m$ i współczynnika wnikania ciepła α_m podczas rozpatrywanych procesów. Wielkości te wyraźnie zależą od przebiegu $\dot{P}(\tau)$.

W porównywalnych wariantach 36÷39 sprawność termiczna jest najwyższa dla przedstawionego rys. 36 procesu "optymalnego". W pozostałych przypadkach jest ona niższa, ale dla każdego z nich średnia końcowa temperatura wlewka i ciepło pochłonięte Q_m są różne (warunkiem przerwania obliczeń było przekroczenie średniej temperatury t_{mk} = 1150°C na powierzchni



Rys. 43. Porównanie strumienia ciepła $\dot{Q}_m$ dla wariantów 36 - 41



Rys. 44. Porównanie współczynnika wnikania ciepła do wsadu dla wariantów 36 - 41

wlewka). Jak już wspomniano, rozwiązanie "optymalne" odpowiada tylko na pytanie z jaką maksymalną sprawnością termiczną można podgrzać w danym zakresie średnich temperatur na jego powierzchni i byłoby ono równocześnie rozwiązaniem funkcjonału (136) dla materiału doskonale przewodzącego ciepło, posiadającego wyrównaną temperaturę w całej objętości. Z uwagi na różnice temperatur we wlewku, wynikające z oporu przewodzenia ciepła (skończona wartość λ stali), porównanie tych samych wariantów 36÷39 przy warunku t_{wk} = idem daje odmienne rezultaty.

Najniższą średnią temperaturę wlewka (w całej objętości) zanotowano dla wariantu 36 - t_{wk} = 1007,84 °C. Tę samą średnią temperaturę osiąga się w pozostałych wariantach przed osiągnięciem średniej temperatury powierzchni t_{mk} = 1150 °C, co można odczytać na rys. 37÷39. W każdym z tych przypadków ciepło pochłonięte przez wlewek będzie takie same, ale czas nagrzewania, zużycie paliwa, sprawność termiczna i średnia temperatura powierzchni wlewka będą różne. Rezultaty zebrane w tablicy 5 wskazują, że z tego punktu widzenia wariant 36 realizowany przy warunku $\bar{\eta}_t$ = max dla danej temperatury powierzchni nie jest już optymalny, większą sprawność uzyskano bowiem dla wariantów 37 i 38. Taki rezultat bierze się stąd, że przy nagrzewaniu z warunkiem $\bar{\eta}_t$ = max strumień paliwa $\dot{P}$ i strumień ciepła $\dot{Q}_m$ są dość duże. Z tego powodu bardzo szybko podnosi się temperatura powierzchni wlewka i maleje związana z nią chwilowa sprawność termiczna, podczas gdy średnia temperatura wnętrza wlewka podnosi się dość wolno. W tej sytuacji nagrzewanie wlewka w warunkach $\dot{P}<\dot{P}_{opt}$ (określonego z warunku $\bar{\eta}_{t\,max}$) okazuje się korzystniejsze, gdyż doprowadzanie ciepła w późniejszym okresie odbywa się przy niższej temperaturze powierzchni i większej chwilowej sprawności. Przy zbyt małym strumieniu paliwa nagrzewanie wlewka również okazuje się niekorzystne, gdyż ujawnia się wtedy spadek $\bar{\eta}_t$ dla $\dot{P}<\dot{P}_{opt}$. Tak więc dodatkowym czynnikiem wpływającym na rozwiązanie funkcjonału (136) jest różnica średnich temperatur powierzchni i wnętrza wlewka.

Tablica 5

Porównanie sprawności termicznej dla różnych sposobów nagrzewania przy warunku t_{wk} = idem (obliczenia dla t_{wk} = = 1007,84 °C, Q_m = 10 008 MJ)

Wariant (nr rys.)	τ_g [s]	P $[m_n^3]$	t_{mk} [°C]	η_t
36	4140	4394	1150,67	0,5120
37	4101	4388	1136,13	0,5127
38	5419	4335	1107,22	0,5189
39	7254	4468	1056,85	0,5035

W każdym przypadku, a zwłaszcza "optymalnym", ta różnica temperatur jest znaczna, jeszcze większe są rozpiętości pomiędzy maksymalną temperaturą powierzchni (naroże w pobliżu węzła 1) a minimalną temperaturą wlewka (środek podstawy w pobliżu węzła 120).

Można dodać, że tak znaczne różnice temperatur w różnych punktach wlewka stwierdzono również doświadczalnie [5, 19]. Jeżeli nawet nie obowiązują ograniczenia wynikające z dopuszczalnych naprężeń termicznych podczas procesu nagrzewania, to na ogół przyjmuje się dopuszczalne rozpiętości temperatur wlewka bezpośrednio przed walcowaniem. Wynika stąd wniosek, że niezbędny jest okres wygrzewania, podczas którego następuje wyrównywanie się temperatur wlewka, ponadto w wielu przypadkach niezbędne będzie zmniejszenie prędkości nagrzewania, aby nie przekroczyć dopuszczalnych różnic temperatur i w konsekwencji dopuszczalnych naprężeń termicznych. W obu przypadkach strumień paliwa będzie mniejszy, a nawet znacznie mniejszy od "optymalnego" (np. dla wygrzewania przy warunku t_{pieca} = idem), chwilowa sprawność termiczna będzie niższa od maksymalnej (dla danej temperatury powierzchni wlewka) a w konsekwencji nastąpi obniżenie sprawności termicznej pieca i zwiększenie zużycia paliwa.

W konkluzji można przyjąć, że w praktyce

a) nagrzewanie wsadu przy spełnieniu warunku $\bar{\eta}_t = \bar{\eta}_{t\ max}$, zapewniającego minimalne zużycie paliwa, nie jest możliwe,

b) można najwyżej rozpatrywać problem minimalnego zużycia paliwa przy dodatkowych ograniczeniach dotyczących dopuszczalnych różnic temperatur (lub naprężeń termicznych) we wlewku.

W rzeczywistym piecu mogą wystąpić dodatkowe ograniczenia wynikające z wydajności palników, ponadto wystąpi pominięty tutaj wpływ powstawania zgorzeliny. Z uwagi na ograniczenia, które głównie będą zależały od danego pieca i gatunku nagrzewanego materiału, otrzyma się różne rozwiązania optymalne w sensie czysto cieplnym. Rozwiązania cieplne są jednak tylko częściowe, nadrzędnymi są bowiem rozwiązania otrzymane na drodze optymalizacji ekonomicznej, z tego względu ich poszukiwanie i szczegółowa analiza wydają się niecelowe.

8.2. Optymalne sterowanie procesem nagrzewania wsadu

Jest to problem bardzo aktualny, o czym świadczą próby [6] i prace [3, 5] jemu poświęcone. Obszerna monografia [3] kładzie głównie nacisk na automatyczne sterowanie, przyjmuje się w niej jednak znaczne uproszczenia dotyczące zjawisk przepływu ciepła. Podobnie Collin [5] w obliczeniach cieplnych przyjął model pieca z wyrównaną temperaturą spalin. Ważnym czynnikiem, przede wszystkim ekonomicznym, jest utlenianie się metalu.

Przyjmuje się [3], że równorzędnymi składnikami optymalizacji ekonomicznej są koszty paliwa, utlenianej stali i amortyzacji pieca (lub pieca i walcowni).

Niniejsza praca pozwala na dokładniejsze wykonywanie obliczeń cieplnych, które są podstawą wszelkich dalszych obliczeń. Zaproponowany model przepływu ciepła w komorze pieca, uwzględniający nierówność temperatur płomienia i spalin opuszczających piec, wymaga jednak dokładniej weryfikacji eksperymentalnej.

9. UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE

Przedstawiona analiza czynników wpływających na zużycie paliwa podczas nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym pozwoliła odpowiedzieć na niektóre problemy dotyczące tych pieców. Podczas analizy pieca idealnego wyprowadzono zależności określające maksymalną sprawność termiczną oraz minimalne zużycie ciepła w piecu wgłębnym. Wielkości te mogłyby posłużyć do obliczania bezwymiarowych wskaźników porównawczych, które zdaniem autora spełniałyby lepiej tę rolę od dotychczas stosowanych wskaźników zużycia ciepła (w sensie porównywania pracy różnych pieców). Z uwagi na nieustalony przebieg procesów cieplnych zachodzących podczas nagrzewania wsadu, konieczna jest znajomość chwilowych wartości parametrów pracy pieca. W odróżnieniu od dotychczas stosowanego modelu, w którym zakłada się wyrównaną temperaturę spalin w piecu, opracowano nowy model,uwzględniający zmienność temperatury spalin w piecu. Może ona zmieniać się od temperatury spalania do temperatury spalin wylotowych. Zależności określające wartość temperatury spalin u wylotu z pieca jako funkcję strumienia paliwa i chwilowej temperatury powierzchni wsadu, wyprowadzono w p.2. Otrzymano je, analizując piec wgłębny jako wymiennik ciepła, dla dwóch sposobów doprowadzania paliwa: ciągłego i porcjowego. W celu określenia strumieni przepływającego ciepła, przeanalizowano przepływ ciepła przez promieniowanie (i konwekcję) w układzie czterotemperaturowym: trzy powierzchnie otaczające promieniującą bryłę gazową. Trzema powierzchniami są: płomień, ściany i wsad, dla płomienia przyjęto, że stanowi on bryłę o znanej (umownej) powierzchni F_1 znajdującą się wewnątrz pieca. Dla powyższego układu powierzchni, w oparciu o metodę jasności wyprowadzono w p.3 zależności służące do obliczania ilości przepływającego ciepła. Aby połączyć oba wymienione modele, wprowadzono pojęcie temperatury bilansowej płomienia (p.4). Jest to taka temperatura płomienia, która spełnia jednocześnie równania opisujące przepływ ciepła i równania opisujące zmianę temperatury spalin w piecu, przy założeniu, że płomień traktuje się jako źródło ciepła i spalin o tejże temperaturze. Proponowany model spełnia się w warunkach skrajnych, dla rzeczywistych warunków dokładność wyników będzie zależała od dokładności przyjętych danych. Przeprowadzona analiza wykazała mały wpływ niektórych wielkości na wyniki obliczeń i duże znaczenie takich czynników

jak rekuperacja i straty ciepła. Duże znaczenie posiada również "przepływ ciepła" pomiędzy płomieniem a spalinami. Zjawisko to można uwzględnić za pomocą empirycznego współczynnika α_{k1}, pośredni sposób wyznaczania tej wielkości podano w p.6.

Na podstawie opracowanego modelu można obliczać chwilowe wartości strumienia ciepła dopływającego do metalu (współczynniki wnikania ciepła itd.) oraz chwilową sprawność termiczną $\bar{\eta}_t$. Dla każdej temperatury metalu można wyznaczyć taki strumień paliwa, przy którym $\bar{\eta}_t$ jest maksymalna. Położenie maksimum zależy od rekuperacji ciepła i strat ciepła, przy tych samych warunkach, ze wzrostem temperatury metalu przesuwa się ono w kierunku większych strumieni paliwa. Minimalne zużycie paliwa otrzymano by wówczas, gdyby proces nagrzewania wsadu prowadzono stale przy maksymalnej wartości $\bar{\eta}_t$, Proces ten, jak wykazano, przebiegałby przy wzrastającym strumieniu paliwa, wskutek czego w metalu powstałyby znaczne różnice temperatur. Z tego powodu taki sposób nagrzewania wsadu nie będzie w praktyce realizowany. W rzeczywistych warunkach wystąpią różne dodatkowe ograniczenia, a decydującym kryterium optymalizacji będzie kryterium ekonomiczne, uwzględniające głównie 3 czynniki: koszt paliwa, koszt pieca i koszt utlenionej stali. Opracowany model może po niezbędnych uzupełnieniach (ogólny sposób wyznaczania emisyjności spalin, utlenianie wsadu) służyć do obliczeń cieplnych, które stanowią podstawę wszelkich obliczeń optymalizacyjnych. Model ten wymaga jednak skonfrontowania z dokładnymi danymi pomiarowymi, gdyż wykorzystane w pracy z uwagi na małą dokładność, posłużyły przede wszystkim do oceny wpływu niektórych wielkości (rekuperacja ciepła, charakterystyki rekuperatorów) lub pokazania metody postępowania (wyznaczanie współczynnika α_{k1}).

Opracowany sposób obliczania przepływu ciepła w piecu wgłębnym może być również zaadaptowany do obliczeń innych płomiennych pieców komorowych.

10. DODATEK

10.1. Równania różnicowe dla poszczególnych węzłów wlewka

Dla węzłów wlewka (rys. 34), postępując podobnie jak w punkcie 5.1, wyprowadzono następujące równania:

dla węzłów 1 ÷ 6

$$t_1' = t_1 + \Delta Fo \left[\frac{3}{M} t_g + 2t_2 + t_7 - t_1 \left(\frac{3}{M} + 3\right)\right]$$

$$t_2' = t_2 + \Delta Fo \left[\frac{2}{M} t_g + t_1 + t_3 + t_4 + t_8 - t_2 \left(\frac{2}{M} + 4\right)\right]$$

$$t_3' = t_3 + \Delta Fo \left[\frac{2}{M} t_g + t_2 + t_5 + t_9 - t_3 \left(\frac{2}{M} + 3\right)\right]$$

$$t_4' = t_4 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + 2t_2 + 2t_5 + t_{10} - t_4 \left(\frac{1}{M} + 5\right)\right]$$

$$t_5' = t_5 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + t_3 + t_4 + t_6 + t_{11} - t_5 \left(\frac{1}{M} + 4\right)\right]$$

$$t_6' = t_6 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + 2t_5 + t_{12} - t_6 \left(\frac{1}{M} + 3\right)\right]$$

dla węzłów 7 ÷ 114

$$t_7' = t_7 + \Delta Fo \left[\frac{2}{M} t_g + t_1 + 2t_8 + t_{13} - t_7 \left(\frac{2}{M} + 4\right)\right]$$

$$t_8' = t_8 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + t_2 + t_7 + t_9 + t_{10} + t_{14} - t_8 \left(\frac{1}{M} + 5\right)\right]$$

$$t_9' = t_9 + \Delta Fo \left[\frac{1}{M} t_g + t_3 + t_8 + t_{11} + t_{15} - t_9 \left(\frac{1}{M} + 4\right)\right]$$

$$t_{10}' = t_{10} + \Delta Fo (t_4 + 2t_8 + 2t_{11} + t_{16} - 6t_{10})$$

$$t_{11}' = t_{11} + \Delta Fo (t_5 + t_9 + t_{10} + t_{12} + t_{17} - 5t_{11})$$

$$t_{12}' = t_{12} + \Delta Fo (t_6 + 2t_{11} + t_{18} - 4t_{12})$$

dla węzłów 13÷114 równania są analogiczne, z tym, że wskaźniki różnią się odpowiednio o wielokrotność 6, np. dla węzła 16 (jak dla węzła 10)

$$t'_{16} = t_{16} + \Delta Fo(t_{10} + 2t_{14} + 2t_{17} + t_{22} - 6t_{16}) \text{ itd.},$$

dla węzłów 115÷120

$$t'_{115} = t_{115} + \Delta Fo\left[\frac{2}{M} t_g + t_{109} + 2t_{116} - t_{115}(\frac{2}{M} + 3)\right]$$

$$t'_{116} = t_{116} + \Delta Fo\left[\frac{1}{M} t_g + t_{110} + t_{115} + t_{117} + t_{118} - t_{116}(\frac{1}{M} + 4)\right]$$

$$t'_{117} = t_{117} + \Delta Fo\left[\frac{1}{M} t_g + t_{111} + t_{116} + t_{119} - t_{117}(\frac{1}{M} + 3)\right]$$

$$t'_{118} = t_{118} + \Delta Fo(t_{112} + 2t_{116} + 2t_{119} - 5t_{118})$$

$$t'_{119} = t_{119} + \Delta Fo(t_{113} + t_{117} + t_{118} + t_{120} - 4t_{119})$$

$$t'_{120} = t_{120} + \Delta Fo(t_{114} + 2t_{119} - 3t_{120}).$$

10.2. Układ równań do wyznaczania przyrostów temperatur w ścianie pieca

Dla ściany pieca, której podział i własności cieplne przedstawiono na rys. 41, obliczono

$$A_{12} = A_{21} = A_{23} = A_{32} = A_{34} = A_{43} = A_{56} = A_{65} = 1$$

$$A_{45} = \frac{1}{7} = 0{,}285714 \ldots \quad A_{54} = 3{,}5$$

$$A_{67} = 0{,}42 \qquad A_{76} = \frac{1}{0{,}42} = 2{,}380952 \ldots$$

oraz $\Delta Bi_z = \frac{23}{7} = 3{,}285714 \ldots$

Ponadto dla $\Delta\tau = 180$ s

$$\Delta Fo_1 = 0{,}04524; \quad \Delta Fo_5 = 0{,}007357; \quad \Delta Fo_7 = 0{,}006214$$

$$1/\Delta Fo_1 = 22{,}1045; \quad 1/\Delta Fo_5 = 135{,}924; \quad 1/\Delta Fo_7 = 160{,}940.$$

Układ równań (128) przyjmie postać

$$\begin{aligned}
23{,}6045\,\Delta t_1 - 0{,}5\,\Delta t_2 &= 2t_{śc} + t_2 - 3t_1 + \Delta t_{śc} \\
-0{,}5\Delta t_1 + 23{,}1045\,\Delta t_2 - 0{,}5\,\Delta t_3 &= t_1 + t_3 - 2t_2 \\
-0{,}5\Delta t_2 + 23{,}1045\,\Delta t_3 - 0{,}5\,\Delta t_4 &= t_2 + t_4 - 2t_3
\end{aligned}$$

Tablica 6

Macierze układu równań (128)

macierz $[a_{ij}]$

23,6045	-0,5	0	0	0	0	0
-0,5	23,1045	-0,5	0	0	0	0
0	-0,5	23,1045	-0,5	0	0	0
0	0	-0,5	22,8267	-0,2222	0	0
0	0	0	-0,7778	137,202	-0,5	0
0	0	0	0	-0,5	136,720	-0,2958
0	0	0	0	0	-0,7042	162,266

macierz odwrócona $[a_{ij}]^{-1}$

0,04238424	0,00091766	0,00001987	0,00000044	0	0	0
0,00091766	0,04332177	0,00093796	0,00002055	0,00000003	0	0
0,00001987	0,00093796	0,04332245	0,00094899	0,00000154	0,00000001	0
0,00000044	0,00002055	0,00094899	0,04383155	0,00007099	0,00000026	0
0	0,00000012	0,00000538	0,00024848	0,00728902	0,00002666	0
0	0	0,00000002	0,00000091	0,00002666	0,00731432	0
0	0	0	0	0,00000012	0,00003174	0,00616278

$$-0{,}5\Delta t_3 + 22{,}8267\Delta t_4 - 0{,}2222\Delta t_5 = t_3 - t_4 - 0{,}4444(t_4 - t_5)$$

$$-0{,}7778\Delta t_4 + 137{,}202\Delta t_5 - 0{,}5\Delta t_6 = 1{,}5556(t_4 - t_5) - t_5 + t_6$$

$$-0{,}5\,\Delta t_5 + 136{,}720\,\Delta t_6 - 0{,}2958\,\Delta t_7 = t_5 - t_6 - 0{,}5916\,(t_6 - t_7)$$

$$-0{,}7042\,\Delta t_6 + 162{,}266\Delta t_7 = 1{,}4084(t_6 - t_7) - 1{,}2432(t_7 - t_{ot}).$$

Macierz $[a_{ij}]$ tego układu i macierz odwróconą $[a_{ij}]^{-1}$ podano w tablicy 6.

LITERATURA

1. Błoch A.G.: Osnowy tiepłoobmiena izłuczenijem, Gosenergoizdat, Moskwa 1962.
2. Buraczewski Cz.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w komorze tworzącej układ otwarty, wypełnionej gazem rzeczywistym o określonej emisji PWN, 1965.
3. Butkowskij A.G., Małyj S.A., Andrejew J.H.: Optimalnoje uprawlenije nagriewom metałła, Izdatielstwo Metałłurgija, Moskwa 1972.
4. Collatz L.: Metody numeryczne rozwiązywania równań różniczkowych, PWN Warszawa 1960.
5. Collin R.: Computer control of reheating and heat treatment furnaces - materiały V hutniczej konferencji naukowej, Ostrava, 1971, str.12.
6. Ełkie I.N., Bragin A.G., Kotow J.S.: Ob uprawlenii tiepłowym reżimom nagriewatielnych kołodcow, Stal nr 4, 1962, str. 362.
7. Gottwald M., Hajkr O., Kremer R.: Analitycké reseni vnejsiho prestupu tepla v pracownim prostoru ocelárskych peci - jak poz. 5, str. 95.
8. Günther R.: Die Berechnung der wichtigsten Eigenschaften von Strahlflammen, Sbornik vedeckich praci VSB Ostrava, rocznik XIV, nr 7 1968.
9. Heiligenstaedt W.: Wärmetechnische Rechnung Für Industrieöfen, Verlag Stahleisen, Düsseldorf 1955.
10. Hottel H.C., Sarofim A.F.: Radiative Transfer, Mc Graw-Hill 1967.
11. Jeschar R.: Verbrennung bei gleichzeitiger Wärmeübertragung, Archiv für das Eisenhüttenwesen, 1959, s. 329-335, 397-405.
12. Klucznikow A.D., Iwancow G.P.: Tiepłopieredacza izłuczenijem w ognietechniczeskich ustanowkach, Energija, Moskwa 1970.
13. Kostowski E.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w układzie: izotermiczna bryła gazowa zamknięta zespołem ścian izotermicznych, VII Zjazd Termodynamików, Krościenko 1972, AGH Kraków.
14. Kostowski E.: Piec wgłębny jako wymiennik ciepła, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" nr 45, Gliwice 1972.
15. Michiejew M.: Zasady wymiany ciepła, PWT, Warszawa 1953.
16. Modern Developments in Heat Transfer - edited by Warren Ibele, Academic Press, New York - London, 1963 - fragment napisany przez E.M. Sparrow'a: On the Calculation of Radiant Interchange between Surfaces
17. Nowoczesna matematyka dla inżynierów - pod redakcją E.F. Beckenbacha, część II, PWN, Warszawa 1968 (rozdział 15).

18. Około-Kułak W.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w układzie trzech powierzchni doskonale szarych w ośrodku diatermicznym, Zeszyty Politechniki Śląskiej "Energetyka, nr 2, 1957.

19. Repisky I., Micek M.: Meranie teplotných poli a tepelneho obsahu ingotu počas ohrevu v hlbinnych peciach, Sbornik vedeckich praci VŠB Ostrava, rocznik XII, nr 7/1966.

20. Schack A.: Der industrielle Wärmeübergang, Stahl u. Eisen, Düsseldorf 1957.

21. Senkara T.: Obliczenia cieplne pieców grzewczych w hutnictwie żelaza, "Śląsk", Katowice 1968.

22. Senkara T.: Rola przewlekłości spalania jako moderatora rozkładu temperatury w piecach płomiennych, Prace RNTHiL, 1961, nr 9, str. 88.

23. Senkara T., Słomska I.: Prawo ograniczonego wzrastania w technice cieplnej, Archiwum Procesów Spalania, tom 3, nr 1, 1972.

24. Szargut J.: Energetyka cieplna w hutnictwie żelaza, "Śląsk", Katowice 1971.

25. Szargut J.: Przepływ ciepła przez promieniowanie w piecu komorowym, Archiwum Hutnictwa, tom 16, Zeszyt 2, 1971.

26. Tajc J.: Technołogia nagriewa stali, Metałłurgizdat, Moskwa 1962.

27. Thring M.W.: The science of flames and furnaces, Chapman and Hall Ltd, London 1952 (tłum.ros. Nauka o płomienach i pieczach, Metałłurgizdat, Moskwa 1958).

28. Wawszczak B.: Badanie pieca wgłębnego jednodrożnego, praca dyplomowa wykonana w b. Katedrze PTC Pol.Śl., Gliwice 1970

29. Wójcicki St.: Spalanie, WNT, Warszawa 1969.

ANALIZA CZYNNIKÓW WPŁYWAJĄCYCH NA ZUŻYCIE PALIWA PODCZAS NAGRZEWANIA WSADU W PIECU WGŁĘBNYM

Streszczenie

W celu przeanalizowania omawianego zagadnienia wykonano:

A. Analizę termodynamiczną pieca głębnego jako pewnego rodzaju wymiennika ciepła,

B. Opracowano model przepływu ciepła uwzględniający spalanie i obecność płomienia w komorze pieca wgłębnego,

C. Przeprowadzono wstępną analizę cieplną procesu nagrzewania wsadu zapewniającego minimalne zużycie paliwa.

Analizując model pieca idealnego, otrzymano zależności na maksymalną sprawność termiczną i minimalne zużycie paliwa w procesie bez rekuperacji ciepła (równania 8 i 9) oraz rozpatrzono wpływ rekuperacji ciepła na te wielkości. Zaproponowano bezwymiarowy wskaźnik porównawczy q_p (r. 24), który miałby ogólniejsze znaczenie od dotychczas stosowanego wskaźnika zużycia ciepła.

Potraktowanie pieca jako wymiennika ciepła pozwoliło wyznaczyć zależności służące do obliczenia temperatury spalin u wylotu z pieca (równ. 54, 59) w zależności od temperatury spalania, strumienia paliwa, powierzchni nagrzewanego metalu, współczynnika wnikania ciepła. Za pomocą tych zależności można określić chwilową sprawność termiczną $\bar{\eta}_t(\dot{P}, T_m)$. Dla każdej temperatury metalu T_m istnieje taki strumień paliwa $\dot{P}$, przy którym $\bar{\eta}_t$ osiąga maksimum (rys. 31, 32, 33).

W odróżnieniu od dotychczas stosowanych modeli przepływu ciepła w piecach komorowych, zakładających wyrównaną temperaturę spalin w całej przestrzeni pieca, w niniejszej pracy przyjęto bardziej złożony model - założono, że płomień posiada temperaturę wyższą niż spaliny u wylotu z pieca. Jeżeli przyjmie się, że płomień tworzy bryłę o objętości V_1 ograniczoną powierzchnią F_1, to można wprowadzić model czterotemperatury (rys. 11) wuzględniający obecność płomienia i spalin pochłaniających promieniowanie. Za pomocą metody jasności wyprowadzono zależności (77,79, 86 87 i pomocnicze 71-73, 80-85, 88-93) pozwalające obliczać przepływ ciepła

przez promieniowanie w tym układzie. Uwzględnienie konwekcji prowadzi do ogólnych równań bilansowych (94-99).

Wprowadzono pojęcie "temperatury bilansowej płomienia", która wynika z potraktowania płomienia jako źródła ciepła i spalin o tej samej temperaturze, przy spełnieniu postulatu zgodności strumieni ciepła (96) i (103). Temperatura bilansowa płomienia będzie bliska rzeczywistej temperaturze spalania, jej wartość zależy od wielu czynników (F_1, α_{k1}, ε_1, $\dot{P}$,...) i mieści się w granicach dopuszczalnych zasadami przepływu ciepła. Stosowanie opisanej metody obliczeń wymaga znajomości powierzchni płomienia $F_1(\dot{P})$, jego emisyjności ε_1 i współczynnika α_{k1}, który orientacyjnie można wyznaczyć pośrednio (punkt 6.4.).

Zebranie równań bilansowych dla pieca, płomienia, spalin, ścian pieca wsadu i rekuperatorów (96, 99, 103, 107-109) pozwala utworzyć model matematyczny zespołu piec + rekuperatory. Dla rekuperatorów można najczęściej korzystać z zależności przybliżonych (110,111), ale potrzebna jest znajomość ich charakterystyk (punkt 6.1). Obliczenie temperatur wsadu (metalu) najdogodniej jest przeprowadzić za pomocą metody różnicowej (punkty 5.1., 10.1), podobnie można uwzględnić akumulację ciepła w ścianach pieca (p. 5.2, 10.2). Wykonane obliczenia (punkt 7) dają szereg interesujących rezultatów. Wskazują one na mały wpływ niektórych wielkości (ε_g, ε_1) i znaczny wpływ innych (F_1, α_{k1}, $\dot{Q}_o$) na rezultaty obliczeń. Za pomocą powyższego modelu można analizować wpływ rekuperacji ciepła oraz ustalić dla danych warunków takie strumienie paliwa, przy których $\bar{\eta}_t$ = max. Wykonano obliczenia dla kilku procesów nagrzewania wsadu w zakresie temperatur od t_{mp} = 800 °C do t_{mk} = 1150 °C (średnia na powierzchni). Rezultaty obliczeń wskazują na konieczność dwustopniowego nagrzewania wsadu, z czego wynika, że podgrzewanie wsadu przy warunku $\bar{\eta}_t$ = max nie jest w pełni możliwe. Warunek ten zresztą nie zapewnia minimalnego zużycia paliwa podczas nagrzewania wsadu w zadanym zakresie średnich temperatur, liczonych dla całej objętości wlewka, przy skończonej wartości współczynnika przewodzenia ciepła λ materiału, powodującej różnicę temperatur na powierzchni i we wnętrzu wlewka. Opracowany model matematyczny zespołu pieca może być po pewnym uzupełnieniu i eksperymentalnym sprawdzeniu wykorzystany do obliczeń dotyczących optymalnego sterowania procesem nagrzewania wsadu w piecach wgłębnych.

АНАЛИЗ ФАКТОРОВ ВЛИЯЮЩИХ НА РАСХОД ТОПЛИВА ВО ВРЕМЯ НАГРЕВА МЕТАЛЛА В НАГРЕВАТЕЛЬНОМ КОЛОДЦЕ

Р е з ю м е

Для оценки работы нагревательного колодца составляется баланс энергии. Типический баланс, охватывающий нагрев одной партии слитков (рис. 1 и табл. 1), позволяет вычислить показатель расхода химической энергии топлива на единицу массы (1 кг) нагреваемого металла и коэффициент производительности печи, но его сравнительный смысл ограничен тем,,что характер баланса статический. Нагрев металла является динамическим процессом, в котором расход топлива зависит от способа подачи топлива во время нагрева, то есть $\dot{P}(\tau)$. Для проанализирования рассматриваемой проблемы были сделаны

А. Термодинамический анализ колодца как определенный вид теплообменника.

Б. Рассмотрена модель теплообмена, учитывающая горение и наличие пламени в камере нагревательного колодца.

В. Проведен вступительный тепловой анализ процесса нагрева металла, в котором расход топлива минимальный.

Анализируя модель идеальной печи получено зависимости для расчета максимального к,п,д. и минимального расхода топлива в процессе нагрева без рекуперации тепла (уравнения 8 и 9) и рассмотрено влияние рекуперации на эти величины (раздел 2.2.1). Предложено безразмерный сравнительный коффициент q_p (ур. 24), которого значение может быть более общее, чем применяемый до настоящего времени коэффициент удельного расхода тепла.

То, что печь была принята, как теплообменник, позволило вывести формулы для вычисления температуры газов, уходящих из печи (ур. 54, 59) в зависимости от температуры горения, потока топлива, поверхности нагреваемого металла и коэффициента теплоотдачи. При помощи этих формул можно определить мгновенный к.п.д. $\bar{\eta}_T$ ($\dot{P}$, T_M). Для каждой температуры T_M существует поток топлива $\dot{P}$, при котором $\bar{\eta}_T$ достигает максимума (рис. 31, 32, 33).

В употребляемых в настоящее время моделях теплопередачи в камерных печах принимается, что температура газов в печи выравнена - температура горения и дымовых газов уходящих из печи та же самая. В настоящей работе принято более сложную модель - принято, что температура пламени высшая, чем уходящих из печи дымовых газов. Если принять, что пламя представляет собой пространство объемом V_1, ограниченное поверхностью F_1, можно ввести четырехтемпературную модель (рис. 11), учитывающую существование пламени и поглощающих излучение дымовых газов.

Методом яркости (эффективного излучения) выведено зависимости (77,79, 86, 87 и вспомогательные 71-73, 80-85, 88-93) для расчета теплообмена излучением в этой четырехтемпературной системе. Если к этому учесть конвективный теплообмен получается общие уравнения теплового баланса(94-99) для печи, пламени, стен печи и поверхности металла.

Чтобы принимать такой способ расчета теплообмена в камере печи надо знать температуру горения (дымых газов на вводе в печь).Введено понятие "балансовой температуры пламени", которая вытекает с того, если принять пламя, как источник тепла и дымовых газов той же температуры, при условии равенства потоков тепла (96) и (103). Балансовая температура пламени будет близка реальной температуре горения, ей значение зависит от многих факторов (F_1, α_{k1}, ε_1, $\dot{P}$...) и находится в пределах, допущеных законами теплообмена. Чтобы принять описанный метод расчета необходимо знать поверхность пламени $F_1(\dot{P})$, его змиссионную способность ε_1 и коэффициент α_{k1}, кторый можно приблизительно и посредственно определить (раздел 6.4).

Сбор уравнений для печи, пламени, дымовых газов, стен печи, металла и рекуператоров (96, 99, 103, 107-109) образует математическую модель комплекса печь + рекуператоры. Для рекуператоров можно обычно использовать приблизительные зависимости (110, 111) необходимо, однако, знать характеристистики рекуператоров. Расчет температур металла удобно вести по разностным методам (разд. 5.1, 10.1), подобным образом можно расчитывать аккумуляцию тепла в стенах печи (р. 5.2, 10.2).

Сделано расчеты (р.7), которые дают ряд интересных разультатов. Они указуют на небольшое влияние некоторых факторов (ε_g, ε_1) и значительное влияние других (F_1, α_{k1}, $\dot{Q}_o$) на результати этих расчетов. При помощи описанной модели можно анализировать влияние рекуперации тепла и определить для данных условий оптимальный поток топлива, при котором $\bar{\eta}_t$ = макс. можно тоже приблизительно определить условия, для которых расход топлива во время нагрева металла в колодцах будет минимальный. Сделано расчеты для нескольких процессов хагрева металла в пределах температур от t_{mp} = 800 °C до t_{mk} = 1150 °C (средняя температура поверхности). Результаты этих расчетов указуют, что неизбежным является двухфазный нагрев,из чего следует, что нагрев при условии $\bar{\eta}_t$ = макс. не вполне возможен. Это условие на конец не обеспечивает минимального расхода топлива во время нагрева металла в заданых пределах средних по объему температур, если коэффициент теплопроводности λ металла конченный, что вызывает разность температур поверхости и внутри слитка. Разработанная математичвская модель комплекса печи может быть по небольшом дополнении и экспериментальном испытании использован к расчетам оптимального управления нагревом металла в нагревательных колодцах.

AN ANALYSIS OF THE FACTORS INFLUENCING THE FUEL CONSUMPTION DURING THE HEATING OF THE SOAKING PIT CHARGE

Summary

In order to evaluate the work of a soaking pit an energy balance must be set up. A typical balance of this kind, comprising the heating of one batch of ingots (Fig. 1, Table 1), makes it possible to determine the coefficient of the consumption of chemical energy of some fuel per kilogramme of the heated charge, as well as capacity coefficient of the furnace, though its importance for comparative purposes is not so great, at it is statical in character. The process of heating the charge displays a dynamical character and the consumption of fuel depends on the way in which the fuel is being supplied, i.e. $\dot{P}(\tau)$. To analyse this problem there is:

A. Thermodynamic analysis of a soaking pit as a kind of heat exchanger

B. Elaboration of a heat transfer model, taking into consideration the combustion and presence of flame in the soaking pit chamber,

C. Preliminary thermal analysis of the process of heating the soaking pit charge, which process is to ensure a minimal consumption of fuel.

Analysing the model of an ideal soaking pit, the formulas have been found for the maximum thermal efficiency and minimum fuel consumption in a process without heat recovery (equations 8 and 9), attention was also paid to the influence of heat recovery on these quantities(Section 2.2.1) A dimensionless comparison ratio q_p has been propesed (eq. 24). which has a more general mining than the heat consumption coefficient used so far.

Considerig the soaking pit as a heat exchanger it was possible to determine the formulas to calculate the outlet combustion products temperature (eq. 54, 59), according to the temperature of combustion, rate of fuel, heated metal surface and the heat transfer coefficient. By means of these formulas it is possible to determine the instanteneous thermal efficiency $\bar{\eta}_t(\dot{P},T_m)$. For each metal temperature T_m there is such a fuel rate $\dot{P}$, at which $\bar{\eta}_t$ reaches its maximum (Figs. 31, 32, 33).

Actualy in the used models of the heat transfer in furnace chamber it is ussemed that the gase temperature inside the chamber is equelised, i.e. the combustion temperature, gas temperature and the temperature of the combustion products at the outlet. The present paper is based on a more complex model; it has been assumed that the temperature of the flame is higher than the temperature of the flue gases leaving the

furnace. If we assume that the flame is a certain body with a volume of V_1, which is limited by the surface F_1, we may introduce a four-temperature model (Fig. 11) which beside the charge and walls takes into account the presence of the flame and the combustion gases absorbing the radiation. Making use of the brightness method there have been introduced the relations (77, 79, 86, 87 as well as the auxiliary relations 71-73, 80-85 and 88-93), by means of which it becomes possible to calculate the heat transfer by radiation in such a system. Taking into account the convection we get to the general balance equations (94-99) for the furnace, flame, wall and ingot surfaces.

The application of this method of calculating the heat transfer in the combustion chamber requires the knowledge of the combustion temperature (of the combustion products flowing into the furnace). The conception of "balance flame temperature" has been introduced, this being the result of considering the flame as a source of heat and combustion products with the same temperature, at fulfilled condition of the equality of heat fluxes (96) nad (103). The balance flame temperature will be approximately the same as the actual temperature of combustion. Its value depends on various factors (F_1, α_{k1}, ε_1, $\dot{P}$,...) and is ranging within the limits dictated by the principles of heat transfer. In order to apply this method of computation it is necessary to know the flame surface $F_1(\dot{P})$, its emissivity ε_1 as well as the coefficient α_{k1}, which may be approximately determined indirectly (S. 6.4).

The whole set of balance equations for the soaking pit, the flame, the combustion gases, the furnace walls, the charge and recuperators (96, 99, 103, 108-109) allows to set up a mathematical model of the complex consisting of the furnace and the recuperators. As far as the recuperators are concerned, it is in the most cases possible to make use of approximate relations (110, 111), but their characteristic features must be known (S. 6.1). It is most convenient to calculate the temperature of the charge (ingot) by means of the difference method (S. 5.1 and 10.1); the accumulation of heat in the furnace walls may be accounted for in similar way (S. 5.2 and 10.2). The accomplished calculations (S.7) yield some interesting results. They indicate the insignificant influence of some quantities (ε_g, ε_1) as well as the considerable influence of others (P_1, α_{k1}, $\dot{Q}_o$) upon the results of the calculations. By means af such a model we can analyse the effects of the recovery of heat and determine the optimal fuel rate at some given condition, where $\bar{\eta}_t$ = max. It is also possible to determine approximately the conditions, in which the consumption of fuel during the heating of the charge will be the least. Calculations have been carried out for several processes of heating the charge within the temperature range of t_{mp} = 800 °C to t_{mk} = 1150 °C (mean value at the surface). The results of these calculations show that the charge ought to be heated in two stages, from which it may be gathered that in the case of $\bar{\eta}_t$ = max the heating of the charge is not fully

possible. This condition does not, by the way, ensure a minimum fuel co sumption during the heating of the charge in any range of mean tempera res, calculated for the whole volume of the ingot, the thermal conduc vity λ of the material hawing a finite value, which causes the diff rence of temperatures at the surface and inside the ingot.

The presented mathematical model of the furnace complex, after so supplementation and experimental verification, may be used for calcul ting the optimal controlling of the heating of the charge in soaking pi

ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ
ukazują się w następujących seriach:

A. AUTOMATYKA
B. BUDOWNICTWO
Ch. CHEMIA
E. ELEKTRYKA
En. ENERGETYKA
G. GÓRNICTWO
H. HUTNICTWO
IS. INŻYNIERIA SANITARNA
JO. JĘZYKI OBCE
MF. MATEMATYKA-FIZYKA
M. MECHANIKA
NS. NAUKI SPOŁECZNE
O. ORGANIZACJA

Dotychczas ukazały się następujące zeszyty
serii En:

Energetyka z. 1, 1956 r., s. 174, zł 26,—
Energetyka z. 2, 1957 r., s. 118, zł 24,—
Energetyka z. 3, 1959 r., s. 62, zł 7,—
Energetyka z. 4, 1960 r., s. 113, zł 22,80
Energetyka z. 5, 1961 r., s. 103, zł 16,25
Energetyka z. 6, 1961 r., s. 55. zl 4,15
Energetyka z. 7, 1961 r., s. 60, zł 5.50
Energetyka z. 8, 1961 r., s. 50, zł 3,70
Energetyka z. 9, 1962 r., s. 127, zł 9,55
Energetyka z. 10, 1962 r., s. 73, zł 5,50
Energetyka z. 11, 1963 r., s. 178, zł 9,30
Energetyka z. 12, 1964 r., s. 89, zł 4,65
Energetyka z. 13, 1964 r., s. 109, zł 8,10
Energetyka z. 14, 1964 r., s. 104, zł 8,15
Energetyka z. 15, 1964 r., s. 69, zł 4,65
Energetyka z. 16, 1964 r., s. 149, zł 7,50
Energetyka z. 17, 1964 r., s. 152, zł 7,10
Energetyka z. 18, 1965 r., s. 128, zł 6,40
Energetyka z. 19, 1965 r., s. 92, zł 6,—
Energetyka z. 20, 1965 r., s. 90, zł 4,70
Energetyka z. 21. 1966 r., s. 120, zł 8,—
Energetyka z. 22. 1966 r., s. 111, zł 6,—
Energetyka z. 23, 1966 r., s. 64, zł 5,—
Energetyka z. 24, 1967 r., s. 100, zł 5,—
Energetyka z. 25, 1967 r., s. 176, zł 10,—
Energetyka z. 26, 1967 r., s. 106, zł 6,—
Energetyka z. 27, 1967 r., s. 132, zł 8,—
Energetyka z. 28, 1968 r., s. 239, zł 13,—
Energetyka z. 29, 1968 r., s. 191, zł 10,—
Energetyka z. 30, 1969 r., s. 129, zł 7,—
Energetyka z. 31, 1969 r., s 171, zł 8,50
Energetyka z. 32, 1969 r., s. 90, zł 4,50
Energetyka z. 33, 1969 r., s. 97, zł 5,50
Energetyka z. 34, 1970 r., s. 354, zł 14.50
Energetyka z. 35, 1970 r., s. 169, zł 10.50
Energetyka z. 36, 1970 r., s, 134, zł 8,—
Energetyka z. 37, 1970 r., s. 107, zł 6,—
Energetyka z. 38, 1971 r., s. 102, zł 7,—
Energetyka z. 39, 1971 r., s., 122 zł 8,—
Energetyka z. 40, 1971 r., s., 118 zł 8,—
Energetyka z. 41, 1972 r., s. 46 zł 4,—
Energetyka z. 42, 1972 r., s. 70, zł 4,—
Energetyka z. 43, 1972 r., s 90, zł 6,—
Energetyka z. 44, 1972 r., s. 74, zł 5,—
Energetyka z: 45, 1973 r., s. 161, zł 10,—