ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1985
Seria : ENERGETYKA z. 90 Nr kol. 855

Edward KOSTOWSKI
Instytut Techniki Cieplnej
Politechniki Śląskiej

PROMIENIOWANIE GAZÓW CZYSTYCH I ZAPYLONYCH

Streszczenie. W artykule przedstawiono podstawowe zależności określające promieniowanie gazów. Podkreślono selektywny charakter tego promieniowania, omówiono prawo Bouguera-Lamberta, przedstawiono modele gazów stosowane w inżynierskich obliczeniach. Podano funkcję promieniowania i jej zastosowanie do obliczeń za pomocą modelu pasmowego. Przedstawiono metodę jasności i rezultaty otrzymane dla niektórych układów powierzchni. Omówiono emisję cząstek pyłu i spalin zapylonych oraz zastosowanie analogii sieci elektrycznej do analizy układów zawierających gazy promieniujące.

1. Wprowadzenie

Gazy, a także gazozole pochłaniają i emitują promieniowanie w całej objętości. Zdolność emisji /i absorpcji/ posiadają przede wszystkim gazy trój- i wieloatomowe oraz w mniejszym stopniu dwuatomowe gazy asymetryczne /np. CO/, dwuatomowe gazy symetryczne /N_2, O_2 i H_2/ promieniują w normalnych warunkach bardzo słabo. Szczególną cechą promieniowania gazów jest jego selektywność, to znaczy zdolność emitowania i pochłaniania promieniowania tylko w pewnych zakresach długości fal. Z technicznego punktu widzenia największe znaczenie ma promieniowanie CO_2 i H_2O oraz pyłu, znajdującego się w różnego rodzaju spalinach.

Analizę radiacyjnej wymiany ciepła w gazach prowadzi się głównie w oparciu o pojęcie intensywności promieniowania I, którą definiuje się jako gęstość emisji przypadającej na jednostkę kąta bryłowego. Wielkość I bywa również nazywana światłością [19, 33]. Ze względu na wspomnianą selektywność rozważa się na ogół wielkości spektralne odniesione do danej długości fali λ. Intensywność promieniowania zależy również od kierunku /to znaczy od kąta β w stosunku do normalnej/ pod jakim opuszcza daną powierzchnię. W idealnym przypadku zależność ta jest określona prawem Lamberta, które wyraża wzór /2/. Napiszemy więc

$$I_\lambda^\beta = \left.\frac{d\dot{e}_\lambda}{d\Omega}\right|_\beta \qquad /1/$$

oraz

$$I_\lambda^\beta = I_\lambda^0 \cos\beta \qquad /2/$$

Dla promieniowania ciała czarnego wykazuje się, że istnieje związek

$$I^0 = \dot{e}_c/\pi = \sigma_c T^4/\pi \qquad W/(m^2.sr) \qquad /3/$$

gdzie $\sigma_c = 5,67.10^{-8}$ W/m^2K^4, zaś T jest temperaturą bezwzględną. Spektralny rozkład emisji jest określony prawem Plancka [25, 26]

$$\dot{e}_{c\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1} \qquad /4/$$

gdzie stałe wynoszą :

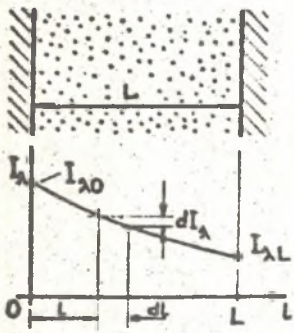
$C_1 = 2\pi hc^2 = 3,74.10^{-16}$ $W.m^2$

$C_2 = hc/k = 1,4388.10^{-2}$ $m.K$

/c - prędkość światła w próżni, k - stała Boltzmanna/.

2. Współczynnik absorpcji i absorpcyjność

Rozpatruje się zmianę intensywności monochromatycznego promieniowania podczas przejścia przez warstwę gazu o grubości L /rys.1/.



Rys. 1. Osłabienie promieniowania przez warstwę gazu

Na odcinku dl zmiana dI_λ intensywności I_λ wynosi

$$- dI_\lambda = K_\lambda I_\lambda \, dl \, , \qquad /5/$$

co po scałkowaniu i wykorzystaniu warunku brzegowego

$I_\lambda(0) = I_{0\lambda}$, dla K_λ = idem, daje

$$I_\lambda(l) = I_{0\lambda} e^{-K_\lambda l} \qquad /6/$$

Równania /5, 6/ wyrażają prawo Bouguera[1/] - Lamberta[2/] [2, 18]. W warstwie o grubości L osłabienie promieniowania wynosi

$$\Delta I_\lambda = I_{0\lambda} - I_{L\lambda} = I_{0\lambda}(1 - e^{-K_\lambda L}) = I_{0\lambda} A_\lambda \qquad /7/$$

1/ Bouguer Pierre /1698-1758/, fizyk francuski, pierwszy wskazał na jakościową stronę spadku intensywności /światłości/ promieniowania.

2/ Lambert Johann Heinrich /1728-1777/, matematyk i fizyk niemiecki, sugestie Bouguera wyraził matematycznie.

Na współczynnik osłabienia K_λ /zwany też współczynnikiem ekstynkcji/ składają się współczynnik absorpcji a_λ oraz współczynnik rozpraszania b_λ

$$K_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \qquad /8/$$

Z powodu braku pewnych danych dotyczących rozpraszania promieniowania, w obliczeniach technicznych przyjmuje się przeważnie $b_\lambda = 0$ oraz $K_\lambda = a_\lambda$. Współczynnik absorpcji /również b i K/ zależy od różnych parametrów, na ogół przyjmuje się

$$a_\lambda = a_\lambda(\lambda, T, p, C_i) \qquad /a/$$

gdzie C_i oznacza koncentrację składnika i, zaś p - ciśnienie. Z tego powodu można przyjąć do równania /a/ zależność K od współrzędnej - $K_\lambda = K_\lambda(l)$, wówczas po scałkowaniu otrzymuje się

$$\Delta I_{L\lambda} = I_{0\lambda} \cdot \exp\left[-\int_0^L K_\lambda(l)\, dl\right]$$

Zależny od grubości warstwy argument eksponentu

$$\varkappa_\lambda(L) = \int_0^L K_\lambda(l)\, dl \qquad /10/$$

jest nazywany grubością optyczną i odpowiednio

$$d\varkappa_\lambda(l) = K_\lambda(l)\, dl \qquad /10a/$$

różniczkową grubością optyczną. Po wykorzystaniu $\varkappa_\lambda$ równanie /9/ można zapisać w postaci

$$I_{L\lambda} = I_{0\lambda} \exp\left[-\varkappa_\lambda(L)\right] \qquad /9a/$$

Wielkość A_λ

$$A_\lambda = 1 - e^{-K_\lambda L} \qquad /11/$$

określająca część początkowego promieniowania pochłonięta w rozpatrywanej warstwie nosi nazwę absorpcyjności gazu. Prosta zależność /11/ obowiązuje oczywiście tylko dla K_λ = idem.

3. Objętościowa gęstość emisji gazu

W celu określenia emisji gazu przypadającej na jednostkę jego objętości rozpatruje się element gazu dV zawarty w większej przestrzeni otoczonej powierzchnią F /rys. 2/. Dla uproszczenia wywodu przyjmuje się, że powierzchnie dF_1 i dF_2 są prostopadłe do łączącego je promienia $r = x$. Przyjmuje się również emisyjność $\dot{\varepsilon}_1 = 1$, średni /panchromatyczny/ współczynnik pochłaniania K ($K = K_\lambda = a_\lambda$) oraz $T_1 = T_g$. Przy tych założeniach z elementu dF_1 do dV dociera energia

$$d^2\dot{E}_{1-g} = dF_1 \cdot \frac{\dot{e}_{1c}}{\pi} \cdot \frac{dF_2}{r^2} \cdot D \qquad /12/$$

/$D = 1 - A$ oznacza transmisyjność gazu/, której część

$$d^3\dot{E}_{1-g} = d^2\dot{E}_{1-g} K\, dx \qquad /13/$$

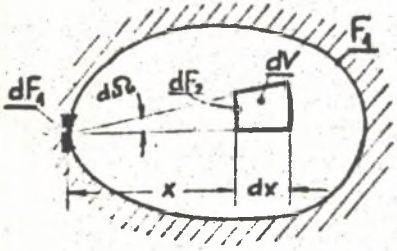
jest w nim pochłaniana. Element dV posiada gęstość emisji $\dot{q}_v$, która rozchodzi się w obrębie kąta bryłowego 4π sr. Do powierzchni dF_1 dociera z tego ilość energii

$$d^3\dot{E}_{g-1} = \frac{\dot{q}_v\, dV}{4\pi} \cdot \frac{dF_1}{r^2} \cdot D \qquad /14/$$

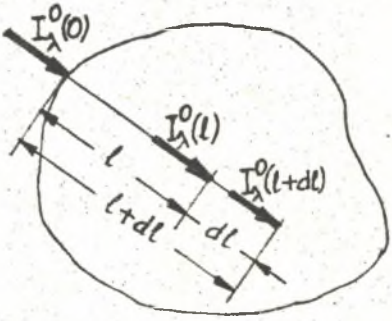
która jest w całości pochłaniana /gdyż jej absorpcyjność $A_1 = 1$/. Zgodnie z prawem Kirchhoffa, dla $T_1 = T_g$, energie dane wzorami /13/ i /14/ muszą być sobie równe. Po uwzględnieniu, że $dF_2\, dx = dV$ otrzymuje się

$$\dot{q}_v = 4\, K\, \dot{e}_{1c} \qquad /15/$$

Wzór /15/ wyraża objętościową gęstość emisji gazu, wiąże on tę wielkość ze współczynnikiem osłabienia /względnie absorpcji/, dotyczy również wielkości spektralnych. Niekiedy jest on nazywany prawem Kirchhoffa dla gazu.



Rys. 2. Promieniowanie elementu gazowego.



Rys. 3. Emisja i absorpcja promieniowania.

4. Równanie transportu energii promienistej.

Rozpatruje się w tym celu zmianę intensywności I_λ^0 z rys. 3 pomiędzy współrzędnymi l oraz $l + dl$, zakładając tylko pochłanianie ($K_\lambda = a_\lambda$, $b_\lambda = 0$), to znaczy bez rozpraszania. Napiszemy

$$I_\lambda^0(l + dl) = I_\lambda^0(l) + dI_{\lambda a}^0 \qquad /b/$$

gdzie zgodnie z /5/ energia zaabsorbowana wynosi

$$dI_{\lambda a}^0 = -a_\lambda(l)\, I_\lambda^0(l)\, dl, \qquad /c/$$

po skojarzeniu /b/, /c/ otrzymuje się

$$I_\lambda^0(l + dl) = I_\lambda^0(l)\left[1 - a_\lambda(l)\, dl\right] \qquad /16/$$

Na odcinku dl ma miejsce również emisja własna rozważanego gazu o intensywności $\dot{q}_v/4\pi$ na jednostkę długości.
Wykorzystując /15/ i /3/ otrzymuje się przyrost intensywności $dI_{\lambda e}^0$ z tego tytułu

$$dI_{\lambda e}^0 = a_\lambda(l)\, I_{\lambda c}^0\, dl \qquad /d/$$

wyraz ten należy dodać do /b/, względnie /c/, co daje

$$dI_\lambda^0 = a_\lambda(l)\left[I_{\lambda c}^0(l) - I_\lambda^0(l)\right] dl \qquad /17/$$

W równaniu tym $I_{\lambda c}^0$ jest związana z temperaturą danego miejsca, natomiast I_λ^0 zależy od rozkładu temperatury po drodze i od temperatury źródeł zewnętrznych określających $I_{0\lambda}^0$. Wykorzystanie grubości optycznej x_λ umożliwia zapisanie równania /17/ w postaci

$$\frac{dI_\lambda^0}{dx_\lambda} + I_\lambda^0(x_\lambda) = I_{\lambda c}^0(x_\lambda) \qquad /18/$$

Po scałkowaniu otrzymuje się [29] wyrażenie

$$I_\lambda^0(x_\lambda) = I_{0\lambda}^0 \exp(-x_\lambda) + \int_0^{x_\lambda} I_{\lambda c}^0(x_\lambda) \exp\left[-(x_\lambda - x_\lambda^*)\right] dx_\lambda^* \qquad /19/$$

w którym x_λ^* oznacza bieżącą zmienną całkowania. Równanie /19/ określa intensywność promieniowania w punkcie o współrzędnej L, pokazuje przy tym, że składa się ona z osłabionego promieniowania padającego oraz emisji elementów rozłożonych po drodze pomiędzy l /czyli x_λ^* / a danym punktem L,

odpowiednio osłabionej.

Bezpośrednie całkowanie równania /19/ nie jest możliwe, gdyż należy znać rozkład temperatury gazu wzdłuż drogi całkowania, który jest dopiero poszukiwany. W obliczeniach technicznych zwykle stosuje się uproszczenie polegające na traktowaniu bryły gazowej jako izotermicznej, wówczas $I^{0}_{\lambda c}(x^{*}_{\lambda}) = I^{0}_{\lambda c}(T)$, a całkowanie znacznie się upraszcza. Ponadto często przyjmuje się model gazu szarego, to znaczy gazu o stałej, niezależnej od λ, absorpcyjności i emisyjności.

5. Promieniowanie gazów - modele

Dla gazów współczynnik absorpcyjności a_{λ} w myśl prawa Beera[1] /1852/ jest proporcjonalny do gęstości ϱ gazu promieniującego $(a_{\lambda} \sim \varrho)$, ta ostatnia zaś do ciśnienia składnikowego tego gazu (z równania Clapeyrona $\varrho \sim p/T$). Można więc przyjąć

$$a_{\lambda} L = k_{\lambda}(\lambda, T) \cdot pL \qquad /20/$$

gdzie iloczyn pL jest nazywany gęstością optyczną. Z powyższych wywodów wynika m.in., że współczynnik k_{λ} ze wzrostem temperatury maleje i tak na ogół jest. Istotnym problemem jest jednak zależność od długości fali λ, tzn. selektywność promieniowania. W obliczeniach technicznych stosuje się różne podejścia.

Najprostszy jest model gazu szarego /idealnie szarego/. W tym przypadku przyjmuje się, że k_{λ}, a w ślad za nim a_{λ} nie zależy od długości fali, pozostaje ewentualna zależność współczynnika k od temperatury gazu $k = k(T_g)$. Wówczas absorpcyjność gazu, równa jego emisyjności, jest funkcją tylko T_g oraz pL.

$$\varepsilon_g = A_g = 1 - \exp\left[- k(T_g) \cdot pL\right] = f(T_g, pL) \qquad /21/$$

Dla gazu przyjmuje się refleksyjność $R = 0$, w związku z czym jest

$$A_g + D = 1 \quad \text{lub} \quad \varepsilon_g + D = 1 \qquad /22/$$

gdzie $D = 1 - \varepsilon_g$ jest jego transmisyjnością /przepuszczalnością/.

Model gazu szarego-nieszarego wprowadził Hottel [11, 12]. Jeżeli bowiem zgodnie z prawem Kirchhoffa, przyjmuje się, że gaz o temperaturze T_g pochłonie z emisji innego ciała /ściany/ o temperaturze $T_w \neq T_g$ tyle, ile by wyemitował mając temperaturę tego ciała, to należy uwzględnić dwa ważne czynniki :

a/ zmianę ciśnienia składnikowego przy zmianie temperatury,

[1] Beer August /1825 - 1863/, fizyk niemiecki

b/ przesunięcie widma promieniowania gazu o temperaturze T_w.
Pierwszy z nich uwzględnia się traktując przemianę gazu jako izochoryczną, przyjmując skorygowaną wartość gęstości optycznej

$$(p_i\ L)' = (p_i\ L).\ (T_w/T_g) \qquad /23a/$$

Drugi czynnik Hottel ujął mnożnikiem

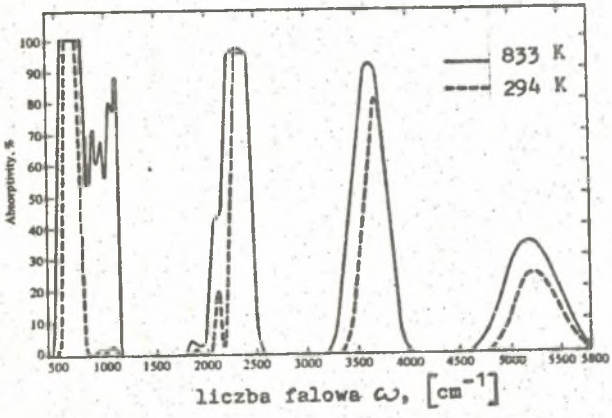
$$(T_g/T_w)^n, \text{ gdzie np. } \begin{array}{ll} n = 0{,}65 & \text{dla } CO_2 \\ n = 0{,}45 & \text{dla } H_2O \end{array} \qquad /23b/$$

Tak więc, jeżeli ε_g zależy tylko od parametrów gazu T_g i pL /równanie 21/, to jego absorpcyjność zależy dodatkowo od temperatury T_w ciała emitującego, praktycznie przyjmuje się

$$A_g(T_g, pL, T_w) = \varepsilon_g\left(T_w, pL\frac{T_w}{T_g}\right).\ (T_g/T_w)^n \qquad /24/$$

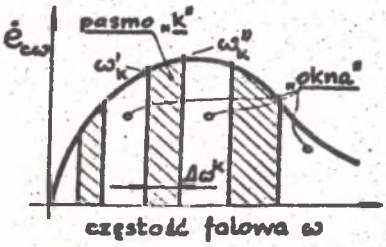
Jest ona niezależna od λ, ale ogólnie $A_g \neq \varepsilon_g$ /tylko dla $T_w = T_g$ jest równa/, stąd nazwa gazu szarego-nieszarego.

W rzeczywistości gazy promieniują w określonych przedziałach długości fal /rys.4a/, dogodnym okazało się określać ich granicę liczbą falową $\omega = 1/\lambda$ /zwaną też częstością falową/. Do obliczeń przyjmuje się umowne ostre granice poszczególnych pasm /rys.4b/, pasma przezroczyste są nazywane oknami. Inżynierskie metody obliczeń, opracowane głównie przez Edwardsa i jego współpracowników [5, 6], są przedmiotem osobnego wykładu [32].



Rys. 4a. Widma absorpcji CO_2 dla $\varrho L = 2{,}35\ kg/m^2$, [40]

Obliczenia są najprostsze, jeżeli przyjmuje się pasma czarne, to znaczy takie, dla których $\bar{A} = \bar{\varepsilon} = 1$ /kreska nad symbolem oznacza wielkość pasmową/. Dla pasm szarych wielkości te są mniejsze od 1, wyznacza się je za pomocą wzoru /11/ i dalszych /jeżeli dany jest współczynnik pochłaniania a_λ lub k_λ / lub wprost ze wzoru /22/, gdy dana jest transmisyjność. Dla ułatwienia obliczeń koryguje się niekiedy szerokość pasm sza-



rych tak, aby emitowana w nich energia była równa emisji węższego pasma czarnego. Podstawowe znaczenie w obliczeniach ma tzw. funkcja promieniowania f_p.

Rys. 4b. Pasma czarne i okna

6. Funkcja promieniowania

Prawo Plancka /4/ można po wykorzystaniu prawa Wiena przedstawić w postaci bezwymiarowej

$$\frac{\dot{e}_{c\lambda}}{\dot{e}_{c\lambda\,max}} = \frac{C_1}{C_4\,(\lambda T)^5} \cdot \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1} = \varphi(\lambda T) \qquad /25/$$

gdzie

$$\dot{e}_{c\lambda\,max} = C_4 \cdot T^5 \qquad /26/$$

/$C_4 = 1{,}2864 \cdot 10^{-5}$ W/(m^3. K^5) / jest maksymalną emisją spektralną dla danej temperatury. Definiuje się funkcję promieniowania f_p jako ułamek emisji w całym zakresie długości fal, czyli

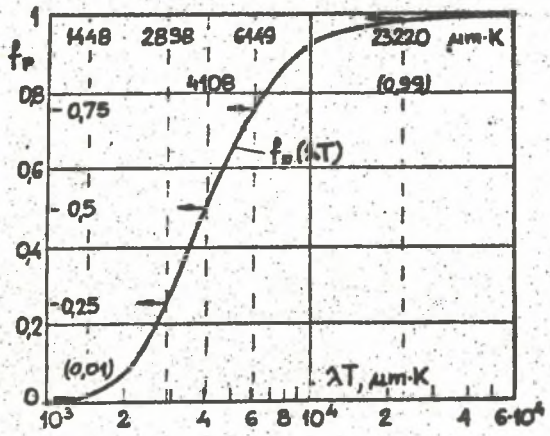
$$f_{p,0\div\lambda T} = \frac{\dot{e}_{c,0\div\lambda T}}{\dot{e}_{c,0\div\infty}} = \frac{\int_0^{\lambda} \dot{e}_{c\lambda}\, d\lambda}{\sigma_c\, T^4} = f_p(\lambda T) \qquad /27/$$

Dzięki podstawieniu /25/ i /26/ do /27/ można wartość $f_p(\lambda T)$ wyrazić jako funkcję iloczynu λT [4, 24, 27, 29]: przebieg tej funkcji pokazano na rys. 5. W dowolnym przedziale /paśmie/ fal emisję ciała czarnego można obliczyć za pomocą wzoru

$$\dot{e}_{c,\lambda_1\div\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \dot{e}_{c\lambda}\, d\lambda = \sigma_c\, T^4 \left[f_p(\lambda_2 T) - f_p(\lambda_1 T)\right] \qquad /28/$$

Powyższy wzór, przy założeniu emisyjności pasmowej $\bar{\varepsilon}^{k}$, można też zapisać inaczej

$$\dot{e}^{k} = \bar{\varepsilon}^{k}\, \dot{e}_c \left[f_p(T/\omega_k') - f_p(T/\omega_k'')\right] \qquad /28a/$$



Rys. 5. Funkcja promieniowania

lub jeszcze krócej

$$\bar{e}^k = \varepsilon^k \dot{e}_c \qquad /29/$$

co daje składową emisyjność ε^k danego pasma odniesioną do całego widma. Suma takich wielkości daje całkowitą emisyjność gazu traktowanego jako szary

$$\varepsilon_g = \sum_k \varepsilon^k, \qquad /30/$$

podobnie wyznacza się absorpcyjność gazu szarego-nieszarego.

7. Przepływ ciepła pomiędzy gazem promieniującym a ścianką

Dla gazu zamkniętego w danej objętości /rys.6/ najprościej dochodzi się do rezultatu stosując metodę jasności. Jasność H_1 powierzchni wynosi

$$\dot{H}_1 = \dot{E}_1 + R_1 \varphi_{11} \dot{H}_1 D + R_1 F_1 \dot{e}_g \qquad /31/$$

gdzie $D = 1 - A_g$ /zakłada się gaz szary-nieszary i pomija konwekcję/ ; stąd oblicza się $\dot{H}_1$, przy czym $\varphi_{11} = 1$. Ciepło tracone przez powierzchnię 1 wynosi

$$\dot{Q}_{r,1} = \frac{\varepsilon_1}{R_1}\left(\dot{E}_{c1} - \dot{H}_1\right) = \frac{\varepsilon_1 F_1}{1 - \varepsilon_1}\left(\dot{e}_{c1} - \dot{h}_1\right) \qquad /32/$$

Rys. 6. Gaz zamknięty powierzchnią F_1.

Po podstawieniach i wykonaniu działań otrzymuje się

$$\dot{Q}_{r,1} = F_1 \; \varepsilon_{1-g} \left(\dot{e}_{c1} - \frac{\varepsilon_g}{A_g} \cdot \dot{e}_{cg} \right) \qquad /33/$$

gdzie

$$\frac{1}{\varepsilon_{1-g}} = \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{A_g} - 1 \qquad /34/$$

W układzie wielopowierzchniowym jasności $\dot{H}_i$ wynoszą

$$\dot{H}_i = \dot{E}_i + F_i \; R_i \; \dot{e}_g + R_i \sum_j \varphi_{ji} \; D_j \; \dot{H}_j \qquad /35/$$

/przyjęto, że transmisyjność $D_j = 1 - A_{gj}$ jest taka sama dla jasności $\dot{H}_j$ jak dla emisji $\dot{E}_j$/. Wzór /35/ można zapisać prościej po wprowadzeniu pojęcia <u>opromieniowania</u> /sumy energii padającej/

$$\dot{G}_i = F_i \; \dot{e}_g + \sum_j \varphi_{ji} \; D_j \; \dot{H}_j \qquad /36/$$

wówczas bowiem

$$\dot{H}_i = \dot{E}_i + R_i \; \dot{G}_i \qquad /35a/$$

zaś ciepło tracone przez powierzchnię "i" wynosi

$$\dot{Q}_{ri} = \dot{H}_i - \dot{G}_i \qquad /37/$$

Przy zastosowaniu metody "wygaszania" można wyprowadzić [13, 14, 15] wzory typu

$$\dot{Q}_{r,i-j} = F_i \; \varepsilon_{i-j} \left(D_i \; \dot{e}_{ci} - D_j \; \dot{e}_{cj} \right) \qquad /38/$$

obowiązujące pomiędzy powierzchniami i-j oraz

$$\dot{Q}_{r,i-g} = F_i \; \varepsilon_{i-g} \left(\varepsilon_g - {}_{gi} \; \dot{e}_{gi} \quad A_{gi} \; L_i \; \dot{e}_i \right) \qquad /39/$$

pomiędzy powierzchnią "i" a gazem. W powyższych wzorach

$$\varepsilon_{i-j} = \frac{\varepsilon_i \; \varepsilon_j \; \varrho_{ij}}{W_n}, \qquad \varepsilon_{i-g} = \frac{\varepsilon_i \; \varepsilon_g}{W_n} \qquad /40a,b/$$

gdzie W_n oznacza charakterystyczny wyznacznik układu n równań, zaś ϱ_{ij} jest tzw. "uogólnionym stosunkiem konfiguracji" [3].

Powyższe zależności ulegają uproszczeniu dla gazu szarego /idealnego/, dla którego $\varepsilon_g = A_g$. Można wówczas łatwo zastosować metodę analogii sieci elektrycznej /patrz p.1°/. Upraszczają się one także radykalnie

dla gazu czarnego /lub pasm czarnych/.
Wówczas bowiem $\varepsilon_g = A_g = 1$ oraz $D = 0$, co daje

$$\dot{G}_i = F_i \, \dot{e}_{cg} \qquad /36a/$$

oraz

$$\dot{Q}_{ri} = F_i \, \varepsilon_i (\dot{e}_{ci} - \dot{e}_{cg}) \qquad /37a/$$

7.1. Równania dla modelu pasmowego.

Przy stosowaniu metody jasności wzory /31÷40/ ulegają rozbiciu na poszczególne pasma

$$H_i = \sum_k \bar{H}_i^k = \sum_k \bar{E}_i^k + R_i \sum_k \bar{G}_i^k \qquad /41/$$

W pasmach emisji, w których $\bar{\varepsilon}_g^k = \bar{A}_g^k$ opromieniowanie wynosi

$$\bar{G}_i^k = \sum_j \bar{D}_j^k \bar{H}_j^k \varphi_{ji} + F_i \bar{e}_g^k \qquad /42/$$

W pasmach "okien" gaz nie promieniuje, czyli $\bar{\varepsilon}_g^o = 0$ oraz $\bar{D}_j^o = 1$, co daje równanie ośrodka diatermicznego

$$\bar{G}_i^o = \sum_j \bar{H}_j^o \varphi_{ji} \qquad /42a/$$

dla pasm czarnych natomiast jest

$$\bar{G}_{ic}^k = F_i \bar{e}_{gic}^k \qquad /42b/$$

Rachunkowo model pasmowy sprowadza się do tego, że bilans energii /układ równań jasności/ rozwiązuje się dla każdego pasma "k" lub "o" osobno, oraz wyznacza składowe $\bar{G}_i^k$, $\bar{H}_i^k$, $\bar{E}_i^k$ /także $\bar{G}_i^o$, $\bar{H}_i^o$, $\bar{E}_i^o$/, po czym dla każdego pasma oblicza się składową część traconego strumienia ciepła

$$\bar{Q}_{ri}^k = \bar{H}_i^k - \bar{G}_i^k = \bar{E}_i^k - A_i \bar{G}_i^k = \frac{\varepsilon_i}{R_i}\left(\bar{E}_{ic}^k - \bar{H}_i^k\right) \qquad /43/$$

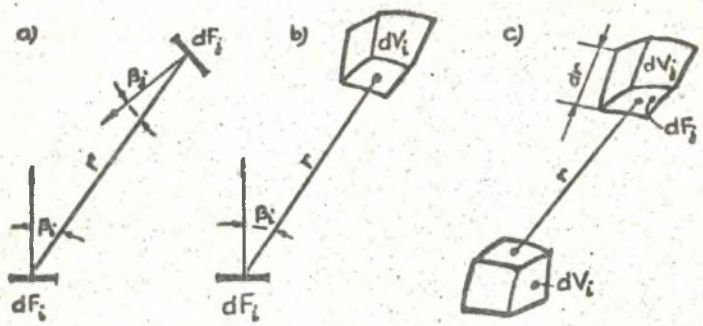
Odpowiednie sumy, łącznie z oknami, przedstawiają całkowite strumienie energii $\dot{Q}_{ri}$, $\dot{H}_i$, $\dot{G}_i$, $\dot{E}_i$.

8. Równania przepływu ciepła w ośrodku nieizotermicznym

Rozważania p.7 dotyczą przypadków, w których bryłę gazową traktuje się jako izotermiczną. Można tak postępować wówczas, gdy temperatura gazu jest dość wyrównana. W przeciwieństwie do powierzchni ograniczających, które można przeważnie dość łatwo rozróżnić /np. wsadu i ścian w piecu itp/, podział gazu na części o różnej temperaturze jest trudniejszy i ma

bardziej subiektywny i arbitralny charakter. Jest on jednak również możliwy i stosowany, przykładem może być podział pieca na strefy o różnej temperaturze.

W obliczeniach przepływu ciepła występują trzy typy równań, dotyczą one układów : powierzchnia - powierzchnia, powierzchnia - gaz oraz gaz - gaz /rys.7/.



Rys. 7. Elementy układów wymieniających ciepło przez promieniowanie.

Mają one postać następującą :

a/ układ dwu powierzchni

$$d^2\dot{E}_{i-j} = \frac{\dot{e}_i}{\pi} dF_i \cos \beta_i \frac{dF_j \cos \beta_j}{r^2} D(r) \qquad /44/$$

b/ układ gaz - powierzchnia

$$d^2E_{gi-j} = 4K_i \dot{e}_{gci} dV_i \frac{dF_j \cos \beta_j}{4 \pi r^2} D(r) \qquad /45/$$

c/ układ gaz - gaz

z emisji $4K_i dV_i \dot{e}_{gci}$ część $D(r) dF_j/(4\pi r^2)$ przecina powierzchnię dF_j elementu dV_j, z czego $K_j dr_j$ jest absorbowane ; podstawiając $dF_j dr_j = dV_j$ napiszemy

$$d^2\dot{E}_{gi-gj} = \frac{K_i dV_i K_j dV_j}{\pi r^2} \dot{e}_{gci} D(r) \qquad /46/$$

Odpowiednie wielkości dla całych powierzchni i objętości otrzymuje się po dwukrotnym całkowaniu

$$\dot{E}_{i-g} = \varepsilon_i \dot{e}_{ci} \int_{F_i} \int_{F_j} dF_i \cos \beta_i \, dF_j \cos \beta_j \, D(r)/\pi r^2 \qquad /47/$$

podobnie

$$\dot{E}_{gi-j} = \dot{e}_{gci} \int_{V_i} \int_{F_j} K_i \, dV_i \, dF_j \cos\beta_j \, D(r)/\pi r^2 \qquad /48/$$

oraz

$$\dot{E}_{gi-gj} = \dot{e}_{gci} \int_{V_i} \int_{V_j} K_i \, dV_i \, K_j \, dV_j \, D(r)/\pi r^2 \qquad /49/$$

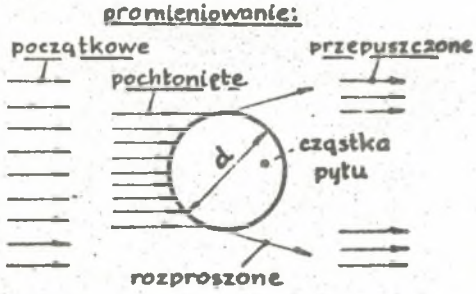
Są to strumienie energii, które z elementu "i" /F_i lub V_i/ trafiają bezpośrednio do elementu "j". Struktura całek jest bardzo podobna - w każdej występuje człon $D(r)/\pi r^2$. Dla ośrodka przezroczystego /$D(r) = 1$/ pierwsza z nich przedstawia powierzchnię wzajemną $F_{i-j} = F_i \varphi_{i-j}$, pozostałe wobec $K = 0$ są równe zeru.
Można napisać

$$\int_{F_i} \int_{F_j} dF_i \cos\beta_i \, dF_j \cos\beta_j \, D(r)/\pi r^2 = F_i \varphi_{ij} \overline{D}_{ij} \qquad /50/$$

gdzie $\overline{D}_{ij}$ jest średnią transmisyjnością dla danego układu powierzchni. Całkę równania /50/, a potem $\overline{D}_{ij}$, można w niektórych przypadkach /np. jeżeli przyjmie się $D = \exp(-K r)$ oraz K = idem / obliczyć analitycznie [29], przeważnie jednak obliczanie całek /47÷49/ przebiega numerycznie. Bardzo użyteczna jest tutaj m.in. metoda Monte-Carlo omawiana w osobnym artykule. Czasem stosuje się uproszczenie polegające na tym, że średnią transmisyjność $\overline{D}_{ij}$ oblicza się dla średniej /zastępczej/ grubości warstwy gazu.

9. Emisyjność pyłu zawartego w gazie

Zawiesina pyłu lub kropel cieczy jest traktowana jako czynnik promieniujący w całej objętości, jednakże sama emisja ma charakter ciągły i tym różni się od emisji gazu. Transmisyjność zapylonego gazu zależy od powierzchni pyłu zawartego w 1 m^3 gazu i od grubości L warstwy gazu. W najprostszym modelu /rys.8/ zakłada się pył monofrakcyjny, składający się z kulek o średnicy $d = 2r$ doskonale czarnych [7].



Rys. 8. Absorpcja promieniowania przez cząstkę pyłu.

Ponieważ promieniowanie jest izotropowe, wystarczy rozpatrzeć dowolny przekrój, wynika stąd, że powierzchnia czynna /absorbująca promieniowanie/ jest równa sumie przekrojów poprzecznych kulek.
Transmisyjność solgazu wynosi

$$D_p = \exp(-\pi r^2 N L) = \exp(-K_p L) \qquad /51/$$

jego emisyjność zaś wynika ze wzoru /22/, czyli

$$\varepsilon_p = 1 - \exp(-K_p L) \qquad /51a/$$

W 1 m^3 gazu, o koncentracji pyłu μ kg/m^3, liczba cząstek z materiału o gęstości ϱ wynosi

$$N = \mu/(\tfrac{4}{3}\pi r^3 \varrho) \quad ,$$

skąd wynika współczynnik pochłaniania pyłu zawartego w gazie

$$K_p = \pi r^2 N = \frac{3}{4}\frac{1}{r}\frac{\mu}{\varrho} = 1{,}5\ \mu_v/d \qquad /52/$$

Dla kuli stosunek powierzchni do objętości ma wartość $S = 6/d$, można więc napisać

$$K_p = S\,\mu_v/4 = S_m \mu/4 \qquad /52a/$$

W powyższych wzorach $S\ [m^2/m^3 = m^{-1}]$ oraz $S_m = S/\varrho\ [m^2/kg]$ oznaczają powierzchnię 1 m^3 względnie 1 kg pyłu monofrakcyjnego o średnicy d, natomiast μ lub $\mu_v = \mu/\varrho$, $[m^3/m^3]$ jego koncentrację.

Rzeczywiste cząstki pyłu nie są kuliste, mają one zróżnicowane rozmiary i kształty oraz są szare, przyjmuje się

$$K_p = k\mu S/\varrho \qquad /52b/$$

gdzie czynnik k jest wyznaczany doświadczalnie. Zależy on m.in. od długości fali, co wyraża się np. jako zależność od stosunku d/λ_m /gdzie λ_m wynika z prawa Wiena/. Ogólnie biorąc intensywność oddziaływania typu cząstka pyłu - foton maleje, gdy średnica cząstki pyłu jest mniejsza od długości fali. Do obliczeń wymiany ciepła zakłada się z reguły, że temperatura cząstek pyłu jest równa temperaturze gazu, w którym ten pył się znajduje.

9.1. Emisyjność sadzy

Podczas spalania węglowodorów, szczególnie ciężkich, wydziela się sadza. Emisyjność sadzy określa wzór /11/, gdyż współczynnik pochłaniania

zależy od λ. Wynika to stąd, że w odróżnieniu od cząstek pyłu, które mają rozmiary od około 1 do 300 μm /średnio około 20 μm/, cząstki sadzy mają bardzo małe rozmiary, rzędu 20÷200 nm. Z tego względu silnie pochłaniają one i emitują promieniowanie o długości fali do ok. 0,8 μm /ultrafiolet i światło widzialne/, natomiast w zakresie podczerwieni / $\lambda > 0,8$ μm/ promieniują słabo. Dane literaturowe na ten temat są skąpe, do obliczeń inżynierskich można stosować zależności typu

$$K_{s\lambda} = C \cdot k \cdot \lambda^{-n} \qquad /53a/$$

gdzie C oznacza objętościowy udział sadzy w płomieniu zaś k oraz n≈1 wyznacza się z pomiarów /fragmentaryczne dane zamieszcza [29]/, lub nawet przyjmować bardzo zgrubne przybliżenie [17]

$$K_s \cong 1,6 \cdot T/1000 - 0,5 \qquad [1/m] \qquad /53b/$$

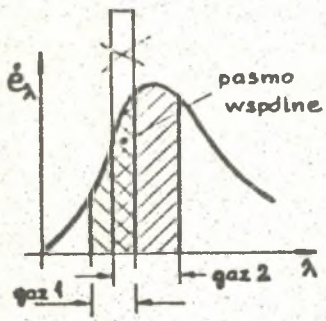
Emisyjność cząstek sadzy wyznacza się ze wzorów /51/.
Podobne uwagi dotyczą emisyjności płomienia, dla którego można również stosować przybliżony wzór

$$\varepsilon_{pł} = \varepsilon_{pł\infty}\left(1 - e^{-K_{pł} L}\right) \qquad /54/$$

Współczynnik $K_{pł}$ można określać za pomocą wzoru /53b/, dane dotyczące $\varepsilon_{pł\infty}$ /bardzo grubej warstwy płomienia/ znajdziemy w literaturze [21, 24].

10. Emisyjność spalin

W spalinach występuje z reguły kilka składników promieniujących, przy czym jest to przeważnie promieniowanie selektywne. Z tego powodu łączna emisyjność spalin nie jest prostą sumą emisyjności składników, gdyż zachodzi zjawisko tzw. przesłaniania /rys.9/. Chodzi o to, że emisja w paśmie wspólnym nie może być większa niż emisja ciała czarnego o tej samej temperaturze. Emisyjność w paśmie wspólnym wyznacza się pośrednio, przyjmuje się mianowicie, że transmisyjność gazu w tym zakresie jest równa iloczynowi transmisyjności składowych



Rys. 9. Przesłanianie emisji

$$D = D_1 \cdot D_2 \ldots = \prod_i D_i \qquad /55/$$

Dla dwóch składników, po podstawieniu $D_i = 1 - \varepsilon_i$, otrzymuje się

$$1 - \varepsilon = (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)$$

czyli

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta\varepsilon \qquad /56/$$

Poprawka $\Delta\varepsilon$ jest rachunkowym wyrazem omawianego zjawiska przesłaniania. Dwie ostatnie zależności stosuje się zarówno dla wybranego pasma jak i dla całego widma. Dla spalin niezapylonych, w których składnikami promieniującymi są zwykle CO_2 i H_2O, obowiązuje więc wzór typu /56/. Same emisyjności CO_2 i H_2O odczytuje się z powszechnie znanych wykresów Hottela i Egberta [10]. Podobne wykresy dla innych gazów /SO_2, CO, CH_4, NH_3/ można znaleźć w literaturze [12, 19].

W spalinach zapylonych uwzględnia się dodatkowo transmisyjność pyłu i ewentualnie sadzy. Obliczenia są szczególnie proste, jeśli wszystkie transmisyjności są wyrażone przez funkcje exp(-x)/np. równania 21 i 51a/. Wówczas bowiem wykładniki się dodaje i otrzymuje się transmisyjność

$$D = \exp(-k_g pL - K_p L - K_s L) \qquad /57/$$

oraz emisyjność

$$\varepsilon = 1 - \exp\left[-(k_g p + K_p + K_s) L\right], \qquad /57a/$$

gdzie kolejne składowe dotyczą gazów, pyłu i sadzy. Przy braku pyłu lub sadzy odpowiednie współczynniki są równe zeru. Ten sposób określania emisyjności stosuje się w obliczeniach radiacyjnej wymiany ciepła w kotłach parowych [1, 31], gdzie podstawę stanowi wzór typu /57a/ podany przez Gurwicza i Mitora [8]. Warto dodać, że powyższe wzory oznaczają w istocie stosowanie modelu gazu szarego /idealnego/, nie pozwalają one bowiem na różnicowanie emisyjności i absorpcyjności gazu.

11. Analogia sieci elektrycznej

Wyrażony wzorem typu /43/ strumień ciepła traconego przez powierzchnię "i" /np. wzór 32/ zależy liniowo od gęstości : emisji $\dot{e}_{ci}$ tej powierzchni, przy założeniu że jest czarna, oraz jasności $\dot{h}_i$. Podobnie, co najłatwiej wykazuje się dla układu dwóch powierzchni i ośrodka diatermicznego, można wyrazić strumień ciepła wymieniany pomiędzy powierzchniami i-j :

$$\dot{Q}_{r,i-j} = F_i \varphi_{i-j}(\dot{h}_i - \dot{h}_j) = F_{i-j}(\dot{h}_i - \dot{h}_j) \qquad /58/$$

Ponieważ dla układu dwóch powierzchni zachodzi równość

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

a równocześnie można napisać

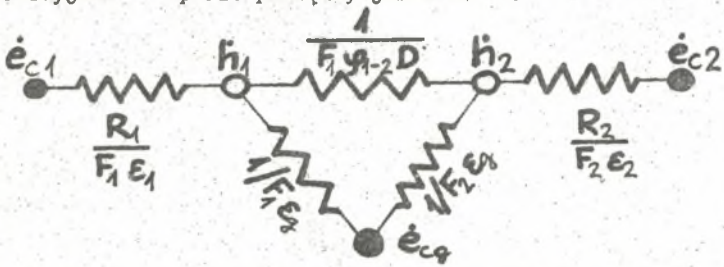
$$\dot{Q}_{r,1-2} = F_1 \varepsilon_{1-2}(\dot{e}_{c1} - \dot{e}_{c2}), \qquad /59/$$

to widać stąd, że odwrotność $F_1 \varepsilon_{1-2}$ może być traktowana jako pewien opór mający trzy składniki

$$\frac{1}{F_1 \varepsilon_{1-2}} = \frac{R_1}{F_1 \varepsilon_1} + \frac{1}{F_1 \varphi_{1-2}} + \frac{R_2}{F_2 \varepsilon_2} \qquad /60/$$

Analogię sieciową, którą wprowadził Oppenheim [23], przedstawiają dla ośrodka diatermicznego m.in. [30, 33]. Potencjałami są wielkości e_{ci} oraz h_i, przy czym te ostatnie są węzłami, dla których jest spełnione prawo Kirchhoffa dla sieci elektrycznej : suma prądów /strumieni cieplnych/ dopływających do węzła wynosi zero. Można ją bez żadnych trudności stosować również w układach wielopowierzchniowych.

W przypadku obecności gazu optycznie czynnego /gazu o emisyjności $\varepsilon_g = A_g$ oraz transmisyjności $D = 1 - \varepsilon_g$/ pojawi się nowy węzeł e_{cg} /rys. 10/. Opory pomiędzy e_{cg} a h_i wynoszą $1/F_i \varepsilon_g$, dojdzie również transmisyjność w oporze pomiędzy jasnościami.



Rys. 10. Analogia obwodu elektrycznego dla układu z rys.11.

Możliwe są tutaj dwa zasadniczo różne przypadki :

a/ gaz jest ośrodkiem biernym w tym sensie, że $\varepsilon_g = 0$. Zachowuje się on wówczas jak częściowo przezroczysty ekran,

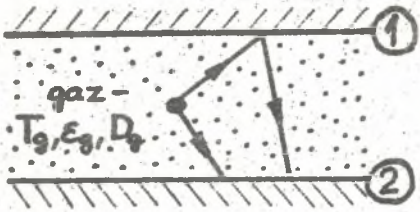
b/ gaz jest źródłem ciepła, a jedna ze ścian /lub kilka/ zachowuje się jak reflektor, to znaczy w całości odbija padającą na nią energię promienistą /rys.11/.

W pierwszym przypadku gaz zmniejsza radiacyjny strumień ciepła pomiędzy powierzchniami 1 i 2 , zaś temperatura gazu mało zależy od jego emisyjności. Gaz o emisyjności równej 1 zachowuje się jak czarny ekran.

Jeżeli natomiast gaz jest źródłem ciepła /np. spaliny w piecu/, to strumień ciepła docierający do powierzchni 2 nie zależy od emisyjności powierzchni odbijającej /pod warunkiem, że jest ona zaizolowana/, można na niego wpływać przez zmianę jej kształtu i wielkości /uczynienie jej wklęsłą/.

Dla najprostszego układu dwu powierzchni płaskich /rys.11/ emisyjność wzajemna całkowita, uwzględniająca już odbicia, wynosi [16, 28]

$$\varepsilon_{g-2} = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_g (2 - \varepsilon_g)}{1 - R_2 (1 - \varepsilon_g)^2} \qquad /61/$$



dla $\varepsilon_g \to 1$ jest $\varepsilon_{g-2} = \varepsilon_2$,

dla $\varepsilon_2 \to 1$ jest $\varepsilon_{g-2} = \varepsilon_g(2 - \varepsilon_g)$

Rys. 11. Dwie płaszczyzny przedzielone gazem promieniującym.

Wzory tego typu ułatwiają jakościową i ilościową analizę wpływu różnych wielkości na wymianę ciepła. Szereg różnych problemów rozwiązanych w ten sposób można znaleźć w literaturze [9, 27].

Przedstawione zależności wskazują na to, że w metodzie sieciowej używa się modelu gazu szarego /idealnego/. Model "grey - nongrey" się nie nadaje, gdyż zanadto komplikowałby równania. Można go używać w metodzie jasności połączonej z "wygaszaniem emisji" [22, 14].

12. Zastosowanie praktyczne /omówienie/.

Przedstawiony w niniejszym wykładzie materiał jest bardzo obszerny, trudno więc zdecydować się na pojedynczy przykład zawierający pełny przekrój omawianych zagadnień. Ilustracją praktyczną będzie porównanie rezultatów otrzymanych dla modelu gazu "szarego - nieszarego" oraz gazu "szarego" podczas obliczania przepływu ciepła w komorze pieca wgłębnego. Przedstawione zostaną również niektóre rezultaty analiz wykonanych dla dwupowierzchniowego układu zamkniętego z gazem promieniującym w środku. Omawiane przykłady znajdą się w przyszłości w zbiorze zadań, dlatego w niniejszych materiałach ich nie zamieszczono.

LITERATURA

[1] Błoch A.G.: Tiepłoobmien w topkach parowych kotłow, Energoatomizdat, Leningrad 1984.

[2] Bouguer P.: Traite d'optique sur la gradation de la lumiere, 1729.

[3] Buraczewski C.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w komorze tworzącej układ otwarty, wypełnionej gazem rzeczywistym o określonej emisji, PWN, Warszawa 1965.

[4] Dunkle R.V.: Thermal Radiation Tables and Applications, Trans. ASME /76/, 1954, s. 549.

[5] Edwards D.K., Nelson K.E.: Rapid Calculation of Radiant Energy Transfer between non - grey Walls and isothermal H_2O-CO_2 Gas, ASME Paper No 61-Wa-175, 1961.

[6] Edwards D.K., Balakrishnan A.: Thermal Radiation by Combustion Gases, Int.J.Heat Mass Transfer, /16/, 1973, s.25.

[7] Gray W.A., Kilham J.K., Müller R.: Heat transfer from flames, Elekt. Science, London 1976

[8] Gurwicz A.M., Mitor W.W.: Izłuczenije dymownych gazow, Tiepłoenergetika, 1955 nr 12, s.28,

[9] Holman J.P.: Heat Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1976

[10] Hottel H.C., Egbert R.B.: The Radiation of Furnace Gases, Trans ASME /63/, 1941 s. 297 oraz : Radiant Heat Transmission from Water Vapor, Trans. AICHE /38/, 1942 s. 531

[11] Hottel H.C.: Radiant Heat Transmission, rozdz.4 w 20

[12] Hottel H.C., Sarofim A.F.: Radiative Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1967

[13] Kostowski E.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w układzie : izotermiczna bryła gazowa zamknięta zespołem ścian izotermicznych, Mater.VIII Zjazdu Termod. Kościenko / Wyd.AGH Kraków/, 1972 s.93

[14] Kostowski E.: Analiza czynników wpływających na zużycie paliwa podczas nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym. ZN Pol.Śl. Gliwice, Energetyka z.49, 1973

[15] Kostowski E.: Ein mathematisches Modell der Wärmeübertragung in Flammofenkammern von Industrieöfen, Archiv Eisenhüttenwes. Bd.45, 1974 s.381

[16] Kostowski E.: Modelowanie układów powierzchni w radiacyjnej wymianie ciepła, Mater.sympoz. PTMTS Gliwice, 1985 s. 155

[17] Kutateładze S.S.: Osnowy teorii tiepłoobmiena, Atomizdat, Moskwa 1979

[18] Lambert J.H.: Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae, Augsburg, 1760

[19] Madejski J.: Teoria wymiany ciepła, PWN, Warszawa-Poznań 1963

[20] Mc Adams W.: Heat Transmission, Mc Graw-Hill, New York 1954

[21] Michiejew A.A.: Zasady wymiany ciepła, PWN, Warszawa 1953

[22] Około-Kułak W.: Wymiana ciepła przez promieniowanie w układzie trzech powierzchni doskonale szarych w ośrodku diatermicznym. ZN Pol.Śl. Gliwice, Energetyka 2, 1957 s.75

[23] Oppenheim A.K.: Radiation Analysis by the Network Method, Trans. ASME r.78 1956 s. 725

[24] Pivovonsky M., Nagel M.R.: Tables of Blackbody Radiation Functions, The Macmillan Comp., New York 1961

[25] Planck M.: Distribution of Energy in the Spectrum, Ann.Physik, 1901 wg 29

[26] Planck M.: Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, J.A.Barht Verlag, Leipzig 1923 /wyd.V/

[27] Rhosenow W.M., Hartnett J.P.: Handbook of Heat Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1973

[28] Senkara T.: Obliczenia cieplne pieców grzewczych w hutnictwie, Śląsk, Katowice 1981

[29] Siegel R., Howell J.R.: Thermal Radiation Heat Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1981. tłum. ros. Tiepłoobmien izłuczenijem, Mir, Moskwa 1975 /z I. wyd./

[30] Staniszewski B.: Wymiana ciepła, PWN, Warszawa 1979 /I wyd. 1963/

[31] Tiepłowyj rasczet kotielnych agregatow - normatiwnyj metod, Energia, Moskwa 1973

[32] Wandrasz J.:Pasmowy model przepływu ciepła przez promieniowanie i jego zastosowanie, ZN Pol.Śl., Gliwice, Energetyka z.90, 1985 s.101

[33] Wiśniewski S.: Wymiana ciepła, PWN, Warszawa 1979

Inne publikacje

[34] Adrianow W.N.: Osnowy radiacjonnogo i słożnogo tiepłoobmiena, Energia Moskwa 1972

[35] Błoch A.G.: Osnowy tiepłoobmiena izłuczenijem, Gosenergoizdat, Moskwa 1962

[36] Dunkle R.V.: Radiant Exchange in an Enclosure with a Patricipating gas, część 15 C w [27]

[37] Jakob M.: Heat Transfer, vol. I/II. J.Wiley, New York 1956

[38] Kostowski E.: Przepływ ciepła, skrypt nr 1293 Pol.Śl. Gliwice /w druku/

[39] Love T.J.: Radiation Heat Transfer, C.E.Merril Publ.Comp., Columbus, Chio, 1968

[40] Ozisik N.M.: Basic Heat Transfer, Mc Graw-Hill, New York 1977

[41] Rudnicki Z.: Radiacyjny przepływ ciepła w piecach przemysłowych, skrypt Pol.Śl. Gliwice 1985

[42] Sparrow E.M., Cess R.D.: Radiation Heat Transfer, Brook/Cole, Belmont California, 1970

[43] Wiebelt J.A.: Engineering Radiation Heat Transfer, Holt Rinehart and Winston, New York 1966.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВ ЗАПЫЛЁННЫХ И БЕЗ ПЫЛИ

Р е з ю м е

В работе приведены основные законы излучения газов. Рассмотрены использованные модели / серый газ, серый-несерый газ, метод излучения в полосах/, а также метод яркости. Дана самая простая модель излучения частиц / на пример : золи, сажи / находящихся в газах. Представлен метод аналогии электрической и его применение для расчётов а также для количественного и качественного анализов.

THERMAL RADIATION OF GASES WITH AND WITHOUT PARTICLES

S u m m a r y

The basic laws of gas radiation have been given. The models used in engineering calculations /grey, grey-nongrey gas, band method/ and the radiosity method are discussed. A simplified model for determining the transmissivity and emissivity of a radiating gas, containing solid particles /for example ash or soot/ has been presented. The application of the network method for calculations, as well as a qualitative analysis of radiative heat transfer are shortly discussed.

Praca wpłynęła do Redakcji w maju 1985 r.

Recenzent: prof. dr hab. inż. Stefan Wiśniewski