

UDK 62.933

Računanje faktorjev učinkovitosti pri določanju emisivnosti plamena kurjave na premogov prah

JANEZ OMAN — PETER NOVAK

1. UVOD

Pri reševanju tehničnih problemov, ki so povezani z zgorevanjem, mnogokrat naletimo na procese, pri katerih ima sevanje plamena in vročih dimnih plinov odločilno vlogo. Pri kurjavah na premogov prah je plamen zmes plinov in trdnih delcev, kar moramo pri računanju optičnih lastnosti takega plamena seveda upoštevati. V članku se bomo omejili na rešitve nekaterih problemov pri računanju optičnih lastnosti trdnih delcev, ki so primešani plinom. Večina dose-danjih izračunov optičnih lastnosti trdnih delcev v plamenih temelji na teoriji majhnih delcev (Rayleigh-ova teorija) ali na teoriji velikih delcev. Prikazani računski modeli pa temeljijo na Mieovi teoriji sipanja elektromagnetnega valovanja, ki omogoča zanesljivost izračunov v širokem intervalu velikosti delcev.

Zmes zraka in delcev premoga vstopa skozi gorilnike v spodnjem delu kurišča, kjer se od okoliških vročih plinov hitro segreva. Iz delcev premoga izparevajo hlapne snovi, pričnejo goreti in se drobiti. Lokalno se v plamenu pojavijo delci saj kot ostanek nezgorelih težkih ogljikovodikov iz hlapnih snovi. Po končanem izparevanju hlapnih snovi iz premoga ostanejo poogleneli delci, ki gorijo mnogo počasneje. Pepel sestoji iz mineralnih snovi in je ostanek dogorelih delcev oglja. Ogljikov dioksid in vodna para sta glavna plinasta produkta zgorevanja, ogljikov monoksid, žveplov dioksid in dušikovi oksidi se pojavljajo v manjših koncentracijah, kisik in dušik pa preostaneta od zgovalnega zraka.

Od nastanka plamena do izstopa iz kurišča se toplota predvsem s sevanjem prenaša iz zmesi delcev in plina na stene kurišča. Lastnosti delcev in plinov se s časom zgorevanja (lego v kurišču) spreminjajo. Pri računanju prenosa toplote s sevanjem razdelimo prostornino kurišča na posamezne plasti in predpostavimo, da ima zmes po celotni posamezni plasti enako sestavo in temperaturo.

Za izračun spektralne emisivnosti zmesi trdnih delcev in plina, ko je sevanje sten kurišča zanemarljivo, lahko uporabimo Wesselovo enačbo, ki je rešitev diferencialne enačbe prehoda sevanja [1].

$$\varepsilon_{\lambda, p+d} = \frac{\alpha_{\lambda, p} + \alpha_{\lambda, d}}{\alpha_{\lambda, p} + \alpha_{\lambda, d} + \beta_{\lambda, d}} \times \left[1 - \tau_{\lambda, p} \exp[-(\alpha_{\lambda, d} + \beta_{\lambda, d})L] \right] \quad (1).$$

Koeficient spektralne absorptivnosti plina $\alpha_{\lambda, p}$ in optična globina plinske plasti $\tau_{\lambda, p}$, se nanašata le na plinsko fazo in ju zato ne bomo posebej obravnavali. Računalniški program za računanje optičnih lastnosti plinov je razvil Smith [2], [3], formulacije računskih modelov na podlagi spektralne kvantne teorije pa so podane npr. v [4], [5] in [6].

Koeficienta spektralne absorpcije $\alpha_{\lambda, d}$ in sipanja $\beta_{\lambda, d}$ se nanašata na oblak delcev iz različnih snovi in velikosti.

V skladu s Kirchhoffovim zakonom ($\varepsilon_{\lambda} = a_{\lambda}$), je globalna emisivnost zmesi delcev in plinov pri temperaturi T , izražena s Planckovo porazdelitvijo spektralne gostote sevanja črnega telesa $e_0(\lambda, T)$ in z upoštevanjem vseh valovnih dolžin, potem [7]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma_0 T^4} \int_0^{\infty} a_{\lambda, p+d} e_0(\lambda, T) d\lambda; \quad a_{\lambda, p+d} = \varepsilon_{\lambda, p+d} \quad (2),$$

kjer je σ_0 Stefan-Boltzmannova konstanta.

Metoda, po kateri računamo integral v enačbi (2) numerično, je opisana v [1].

Delci v plamenih so v splošnem iz različnih snovi. Primerno je, da najprej izračunamo optične lastnosti delcev za vsako snov posebej, potem pa za zmes delcev iz različnih snovi (polidisperzije). Teoretične in računske modele za določevanje optičnih lastnosti polidisperzij v plamenih in dimnih plinih je skrbno zbral in popisal Blokh [7].

Za oblak okroglih delcev različnih velikosti, ki so iz enake snovi, sta koeficienta spektralne absorpcije in sipanja izražena:

$$\alpha_{\lambda, d} = \frac{\pi}{4} N_0 \int_0^{\infty} K_{ab\lambda}(D) D^2 N(D) d(D) \quad (3),$$

$$\beta_{\lambda, d} = \frac{\pi}{4} N_0 \int_0^{\infty} K_{sc\lambda}(D) D^2 N(D) d(D) \quad (4).$$

Tu je N_0 število delcev v enoti prostornine. Funkcije porazdelitve velikosti delcev $N(D)$ za premoge, pepele, koks in saje ter postopki računanja funkcij $N(D)$ pod integralom v (3) in (4) so podrobno opisani v [7].

$K_{ab\lambda}$ in $K_{sc\lambda}$ v (3), (4) sta faktorja učinkovitosti absorpcije in sipanja. Prav računanju faktorjev učinkovitosti bomo v nadaljevanju posvetili največ pozornosti.

2. FAKTORJI EFEKTIVNOSTI

Teorija sipanja elektromagnetnega valovanja temelji na posameznih formalnih rešitvah Maxwellovih enačb. Rešitev primera, ko monokromatski val zadane homogeno kroglo, je oskrbel Mie [8]. Del energije vpadnega vala se sipa v prostor okrog krogle in, če je snov krogle absorptivna, del energije prevzame tudi krogla. Svetlobni tok curka torej zaradi absorpcije in sipanja na delcu oslabi. Ti energijski tokovi so določeni s faktorji učinkovitosti. S faktorjem učinkovitosti sipanja $K_{sc, \lambda}$ npr. določimo, kolikšen delež (odstotek) energijskega toka, ki pade na geometrijski prerez delca, se bo sipal v prostor okrog delca.

Po Mieovi teoriji sipanja je Debye izpeljal izraz za faktor učinkovitosti sipanja:

$$K_{sc, \lambda} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \} \quad (5),$$

Hulst pa za faktor učinkovitosti slabljenja [9]:

$$K_{ex, \lambda} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{ a_n + b_n \} \quad (6).$$

Zaradi ohranitve energije faktor učinkovitosti slabljenja izrazimo kot vsoto faktorjev učinkovitosti sipanja in absorpcije [9].

Faktor učinkovitosti absorpcije je potem:

$$K_{ab, \lambda} = K_{ex, \lambda} - K_{sc, \lambda} \quad (7).$$

V (5), (6) je x parameter velikosti, ki je definiran z izrazom:

$$x = \pi D / \lambda \quad (8),$$

a_n in b_n pa sta koeficienta sipanja [10]:

$$a_n = \frac{A_n(y) \psi_n(x) - m \psi_n'(x)}{A_n(y) \zeta_n(x) - m \zeta_n'(x)} \quad (9),$$

$$b_n = \frac{mA_n(y) \psi_n(x) - \psi_n'(x)}{mA_n(y) \zeta_n(x) - \zeta_n'(x)} \quad (10).$$

m je kompleksni lomni količnik, ki karakterizira absorptivne snovi. Običajno ga zapišemo v obliki:

$$m = n - n' i,$$

kjer je $n = \operatorname{Re} m$, $-n' = \operatorname{Im} m$ (11).

V enačbah (9), (10) so še:

$A_n(y) = \psi'(y)/\psi(y)$, tu je argument funkcij kompleksen:

$$y = mx \quad (12),$$

ter

$$\psi_n(x) = \left[\frac{\pi x}{2} \right]^{\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(x) \quad (13),$$

$$\zeta_n(x) = \left[\frac{\pi x}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \left[J_{n+\frac{1}{2}}(x) + (-1)^n i J_{-n-\frac{1}{2}}(x) \right] \quad (14),$$

$$\psi_n'(x) = \left[\frac{\pi x}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \left[J_{n-\frac{1}{2}}(x) - \frac{n}{x} J_{n+\frac{1}{2}}(x) \right] \quad (15),$$

$$\begin{aligned} \zeta_n'(x) = \left[\frac{\pi x}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \left\{ J_{n-\frac{1}{2}}(x) - \frac{n}{x} J_{n+\frac{1}{2}}(x) - (-1)^n i \times \right. \\ \left. \times \left[J_{-n+\frac{1}{2}}(x) + \frac{n}{x} J_{-n-\frac{1}{2}}(x) \right] \right\} \quad (16), \end{aligned}$$

kjer so $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$, $J_{n-\frac{1}{2}}(x)$ cilindrske funkcije (rešitve Besselove diferencialne enačbe) s polcelim indeksom.

3. RAČUNANJE KOEFICIENTOV SIPANJA

Koeficienta sipanja imata razgrnjeno obliko:

$$\begin{aligned} a_n = \left\{ \left[\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x} \right] J_{n+\frac{1}{2}}(x) - J_{n-\frac{1}{2}}(x) \right\} \times \\ \times \left\{ \left[\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x} \right] \left[J_{n+\frac{1}{2}}(x) + (-1)^n i J_{-n-\frac{1}{2}}(x) \right] - \right. \\ \left. - \left[J_{n-\frac{1}{2}}(x) - (-1)^n i J_{-n+\frac{1}{2}}(x) \right] \right\}^{-1} \quad (17). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_n = \left\{ \left[mA_n(y) + \frac{n}{x} \right] J_{n+\frac{1}{2}}(x) - J_{n-\frac{1}{2}}(x) \right\} \times \\ \times \left\{ \left[mA_n(y) + \frac{n}{x} \right] \left[J_{n+\frac{1}{2}}(x) + (-1)^n i J_{-n-\frac{1}{2}}(x) \right] - \right. \\ \left. - \left[J_{n-\frac{1}{2}}(x) - (-1)^n i J_{-n+\frac{1}{2}}(x) \right] \right\}^{-1} \quad (18). \end{aligned}$$

Za izračun a_n in b_n moramo torej poznati vrednosti funkcije $A_n(y)$ in cilindričnih funkcij $J_{\pm n \pm \frac{1}{2}}(x)$.

3.1 Računanje funkcije $A_n(y)$

Lentz [11] je pokazal, da je:

$$A_n(y) = \frac{\psi_n(y)}{\psi_n'(y)} = \frac{n}{y} + \frac{J_{n-\frac{1}{2}}(y)}{J_{n+\frac{1}{2}}(y)} \quad (19).$$

Na desni strani se pojavi količnik dveh cilindričnih funkcij s polcelim indeksom pri kompleksnem argumentu. Količnik lahko izrazimo v obliki verižnega ulomka. Pišemo:

$$f_k = a_1 + \frac{1}{a_2 + \frac{1}{a_3 + \dots + \frac{1}{a_k}}}, \text{ kar označimo:}$$

$$f_k = a_1 + \frac{1}{a_2 +} \frac{1}{a_3 +} \dots \frac{1}{a_k}.$$

in v še preglednejši obliki: $f_k = [a_1, a_2, a_3, \dots, a_k]$.

Vpeljemo tudi:

$$a_k = (-1)^{k+1} 2\left(\nu + k - \frac{1}{2}\right) y^{-1}; \nu = n + \frac{1}{2} \quad (20),$$

kar omogoči računanje količnika dveh cilindričnih funkcij [11]:

$$\frac{J_{\nu-1}(y)}{J_{\nu}(y)} = \frac{[a_1][a_2, a_1][a_3, a_2, a_1] \dots [a_k, \dots, a_1]}{[a_2][a_3, a_2] \dots [a_k, \dots, a_2]} \dots \quad (21).$$

Izraz je znan kot Lentzov algoritem. Uporabili smo ga tudi pri računanju cilindričnih funkcij pri realnem argumentu. Prekinitev zmnožka v (21) je pri q -tem členu, pri željeni natančnosti ε :

$$\left| \frac{[a_q, \dots, a_1]}{[a_q, \dots, a_2]} - 1 \right| < \varepsilon \quad (22).$$

3.2 Izračun cilindričnih funkcij pri realnem argumentu in s polcelim indeksom

Za računanje a_n in b_n po (17) in (18) smo izdelali matematični model [12], po katerem lahko natančno računamo cilindrične funkcije pri praktično poljubni velikosti realnega argumenta $J_{\pm n \pm \frac{1}{2}}(x)$ tudi z računalniki PC. Uporaba tega modela in modela za računanje funkcije A_n omogoča sprotno izračunavanje veličin, ki se v (1), (2) nanašajo na delce in so funkcije valovnih dolžin.

Pišemo:

$$j_n(x) = \left[\frac{\pi}{2x} \right]^{\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(x) \text{ in}$$

$$y_n(x) = \left[\frac{\pi}{2x} \right]^{\frac{1}{2}} (-1)^{n+1} J_{-n-\frac{1}{2}}(x) \quad (23)$$

in izrazimo $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$ in $J_{-n-\frac{1}{2}}(x)$ z $j_n(x)$ in $y_n(x)$:

$$J_{n+\frac{1}{2}}(x) = \left[\frac{2x}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} j_n(x),$$

$$J_{-n-\frac{1}{2}}(x) = (-1)^{n+1} \left[\frac{2x}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} y_n(x) \quad (24).$$

Izračun $j_n(x)$

Razmerje dveh cilindričnih funkcij s polcelim indeksom pri realnem argumentu:

$$R_n = \frac{j_{n-\frac{1}{2}}(x)}{j_{n+\frac{1}{2}}(x)} \quad (25),$$

ki ga računamo po (21), prepišemo:

$$j_n(x) = \frac{j_{n-1}(x)}{R_n} \quad (26).$$

Dobili smo rekurzijsko formulo za $j_n(x)$.

Upoštevamo, da je:

$$j_1 = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x} \quad (27).$$

$R_2, R_3, \dots$ pri vsakem koraku računamo po (21), nato pa še $J_{n+\frac{1}{2}}(x)$ po (24).

Izračun $y_n(x)$

Uporabimo križne produkte [13]:

$$j_n(x) y_{n-1}(x) - j_{n-1}(x) y_n(x) = x^{-2} \quad (28)$$

jih preuredimo takole:

$$y_n(x) = y_{n-1}(x) \frac{1}{\frac{j_{n-1}(x)}{j_n(x)} - \frac{1}{x^2 j_{n-1}(x)}} =$$

$$= y_{n-1}(x) \frac{1}{R_n} - \frac{1}{x^2 j_{n-1}(x)} \quad (29)$$

in dobimo rekurzijsko formulo za $y_n(x)$.

Rekurzijo začnemo z:

$$y_1(x) = -\frac{\cos x}{x^2} - \frac{\sin x}{x} \quad (30).$$

Pri $n = 2, 3, \dots$ računamo R_n zopet po (21), uporabimo $j_{n-1}(x)$ kot je izračunan zgoraj in nato $J_{-n-\frac{1}{2}}(x)$ po enačbi (24).

Računalniška programa za računanje cilindričnih funkcij s polcelim indeksom pri realnem in kompleksnem argumentu, program za računanje funkcije A_n in programi za računanje spektralnih faktorjev učinkovitosti so prirejeni za računanje na računalnikih PC in so na voljo pri avtorjih članka. Uporabljeni računalniški jezik FORTRAN (Compiler 4.00 A, 1987) omogoča računanje s kompleksnimi števili. Realne in imaginarne komponente kompleksnih vrednosti in faktorjev $[a_k, \dots, a_1]$ ter $[a_k, \dots, a_2]$ v (21), lahko primerjamo na 15 mestih. Natančnost izračunov cilindričnih funkcij je preverjena s primerjavo z objavljenimi preglednicami teh funkcij [13], [14].

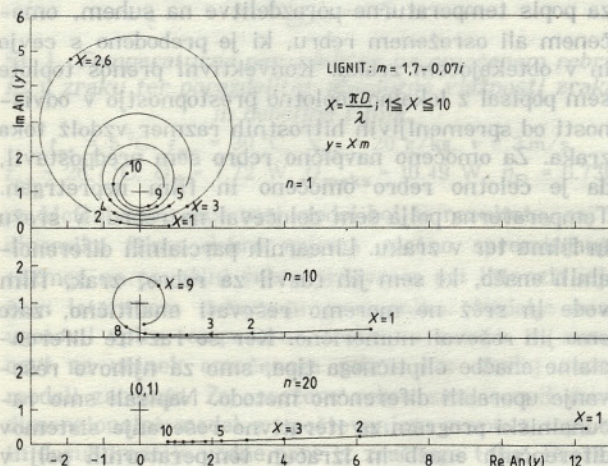
4. KRITERIJI ZA NATANČNOST IZRAČUNA FAKTORJEV EFEKTIVNOSTI

Od natančnosti izračunanih faktorjev učinkovitosti sipanja in slabljenja je odvisna tudi natančnost faktorjev učinkovitosti absorpcije, ki jih računamo po (7).

Natančnost izračuna koeficientov sipanja a_n in b_n pod znakom vsote v (5), (6) je, kakor smo že ugotovili, odvisna od natančnosti izračunanih vrednosti cilindričnih funkcij pri realnem in kompleksnem argumentu, ki so razvidne v izrazih (17), (18) in (19).

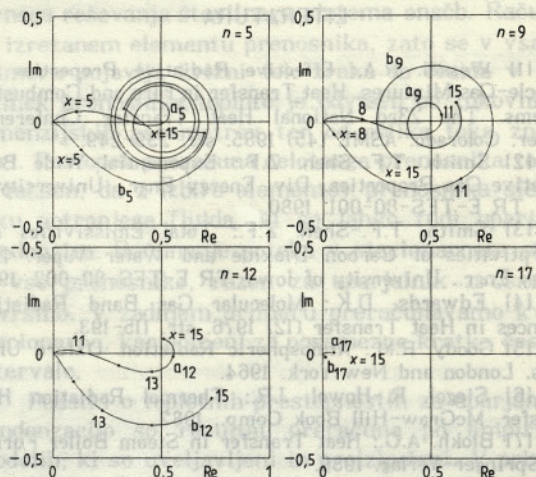
Pri izračunavanju (5), (6) pa se pojavi še vprašanje, koliko členov pod znakom vsote moramo upoštevati, saj se funkcije, s katerimi sta izražena koeficienta sipanja, pri naraščajočem n vedejo zelo različno. Kot primer pogledjmo vedenje funkcije $A_n(y)$.

Vzemimo značilno vrednost kompleksnega lomnega količnika za lignit $m = 1,7 - 0,07i$ in izračunajmo vrednosti funkcije $A_n(y)$ v intervalu $1 \leq x \leq 10$ z $n = 1, 10$ in 20 in jih narišimo (sl. 1). Pri podatkih, izbranih za primer, realna in imaginarna komponenta vrednosti funkcije $A_n(y)$ pri enakem argumentu in pri $x > 2$, z večanjem n najprej oscilirata, nakar se pri še večjih n monotono zvečujeta. Podobno oscilirajo tudi nekatere cilindrske funkcije pri realnem argumentu [13].



Sl. 1. Potek funkcij $A_n(y)$ pri $n = 1, 10$ in 20 za delce lignita.

Iz poteka posameznih funkcij, s katerimi sta izražena a_n in b_n , torej ne moremo spoznati, pri katerem n lahko prekinemo vrsto v (5), (6). Pogoje za prekinitev seštevanja lahko pokaže le neposredna analiza vrednosti koeficientov sipanja. V [12] je podan podroben opis vedenja koeficientov a_n in b_n . Realne in imaginarne komponentne vrednosti koeficientov so vedno v intervalih: $0 \leq \text{Re } a_n, \text{Re } b_n \leq 1$ in $-5 \leq \text{Im } a_n, \text{Im } b_n \leq 0,5$. Na sliki 2 so prikazani poteki koeficientov a_n in b_n pri večajočem se indeksu n . Parameter velikosti x smo za vse n ohranili v intervalu $0,01 \leq x \leq 15$, kompleksni lomni



Sl. 2. Vrednosti koeficientov a_n in b_n pri $0,01 \leq x \leq 15$, $n = 5, 9, 15$ in 17 .

količnik pa je $m = 1,5 - 0,9i$. Vidimo, da je za prekinitve vrst v enačbah (5), (6) upravičen kriterij: $\text{Re } a_n$ in $\text{Re } b_n < \varepsilon_1$.

Upoštevati moramo absolutne vrednosti realnih in imaginarnih komponent obeh koeficientov. Pri računanju po matematičnem modelu in pogojih, ki so opisani v poglavju 3, lahko upoštevamo $\varepsilon_1 = 10^{-15}$ kot najmanjšo vrednost pri kriteriju za prekinitev seštevanja členov vrst v (5), (6).

5. SKLEPI

Računski postopek določevanja emisivnosti plamena kurjave na premogov prah je mnogoplasten, dolgotrajen in v nekaterih delih tudi zapleten. V uvodu smo najprej prikazali pregled posameznih delov izračuna in izhodiščno literaturo ter se osredotočili na algoritem, po katerem določamo optične lastnosti delcev, ki so primešani dimnim plinom. To so delci premoga, saj in pepela. Lomni količniki teh snovi so kompleksni in se spreminjajo z valovno dolžino, zato moramo faktorje učinkovitosti računati za vsako valovno dolžino posebej. Izrazi za računanje faktorjev učinkovitosti so pridobljeni po Mieovi teoriji sipanja, zato veljavnost izračunanih vrednosti ni omejena z velikostjo delcev. Prikazali smo algoritme, po katerih računamo funkcije, s katerimi so izraženi faktorji učinkovitosti. Funkcijo $A_n(y)$ računamo po že uveljavljenem postopku, za izračun cilindričnih funkcij pri realnem argumentu in s polcelim indeksom pa smo prikazali dopolnjen algoritem, po katerem lahko natančno računamo tudi z manj zmogljivimi računalniki. Predstavljeni model omogoča računanje optičnih lastnosti trdnih delcev zvezno po celotnem spektru sevanja v kuriščih in pri vseh velikostih delcev, ki so v plamenu kurjav na premogov prah in tudi pri vseh drugih kurjavah, kjer so dimnim plinom primešani delci.

LITERATURA

111 Wessel, R.A.: Effective Radiative Properties for Particle-Gas Mixtures. Heat Transfer in Fire and Combustion Systems. The 23rd National Heat Transfer Conference. Denver, Colorado. ASME (45) 1985, str. 239-249.

112 Smith, T.F.-Shen, Z.F.: Exponential Wide Band Radiative Gas Properties. Div. Energy Engr., University of Iowa. TR E-TFS-80-001. 1980.

113 Smith, T.F.-Shen, Z.F.: Total Emissivities and Absorptivities of Carbon Dioxide and Water Vapor. Div. Energy Engr., University of Iowa. TR E-TFS-80-002. 1980.

114 Edwards, D.K.: Molecular Gas Band Radiation. Advances in Heat Transfer (12) 1976, str. 115-193.

115 Goody, R.M.: Atmospheric Radiation. Oxford Univ. Press, London and New York, 1964.

116 Siegel, R.-Howell, J.R.: Thermal Radiation Heat Transfer. McGraw-Hill Book Comp., 1982.

117 Blokh, A.G.: Heat Transfer in Steam Boiler Furnaces. Springer-Verlag, 1988.

118 Mie, G.: Beiträge zur Optik Trüben Medien. Annalen der Physik. Band 25, 1908, šte. 3, str. 377-445.

119 Hulst, V.D.: Light Scattering by Small Particles. J. Wiley, New York, 1957.

120 Kerker, M.: Scattering of Light. Academic Press, New York, 1969.

121 Lentz, W.: Generating Bessel Functions in Mie Scattering Calculations Using Continued Fractions. Appl. Opt., (15) 1976, šte. 3, str. 668.

122 Oman, J.: Direktna absorpcija sončnega sevanja s trdnimi delci v plinu. Doktorska disertacija. Fakulteta za strojništvo. Ljubljana, 1989.

123 Abramovitz, M.-Stegun, A.: Handbook of Mathematical Functions. National Bureau of Stand. Washington, 1970.

124 Lentz, W.: A New Method of Computing Spherical Bessel Functions of Complex Argument. ECOM-5509. AD 767223, 1973.

Naslova avtorjev: dr. Janez Oman, dipl. inž.

prof. dr. Peter Novak, dipl. inž.

Fakulteta za strojništvo, Ljubljana

DOKTORAT

UDK 621.565.934:536.24:62-71

Posplošeni model za preračun lamelnih prenosnikov toplote

Fakulteta za strojništvo Univerze v Ljubljani

Avtor: mag. Alojz Poredoš, dipl. inž.

Mentor: prof. dr. Branko Gašperšič, dipl. inž.

Lamelni prenosnik toplote kot element hladilnih in klimatizacijskih naprav ima vlogo, ki jo zahteva delovanje sistema. To je ogrevanje ali hlajenje zraka, ki je lahko tudi latentno. Zaradi različnih pogojev, pri katerih deluje takšen lamelni prenosnik toplote, sem računski model za njegov preračun postavil tako splošno, da velja za primere toka znotraj cevi s fazno spremembo in enofazni tok ter za suho, omočeno ali osreženo zunanjo površino. Ker se parametri obeh fluidov vzdolž njunih tokovnih poti močno spreminjajo, sem prenosnik razdelil na elemente, na katerih lahko predpostavim konstantnost tokovnih parametrov. Osnova delitve je bila cev s pripadajočim deležem lamele. Dobil sem element orebrene cevi, ki sem ga obravnaval kot posamezni prenosnik.

Orebrene oziroma v splošnem razvejane površine povzročajo določene težave pri preračunu prenosa toplote in snovi v primerjavi s preprostimi geometrijskimi oblikami. Vzrok temu so temperaturni gradienti vzdolž koordinat in od teh so odvisni tudi gradienti koncentracij. Za natančen preračun prenosa toplote in snovi na takšnih površinah morajo biti znana temperaturna polja. Ta povzročajo, da celotna zunanja površina lamelnega prenosnika ni enako učinkovita, kar upoštevamo z učinkom reber ali lamel.

Splošni analitični modeli za izračun učinka lamele niso znani. Dimenzije lamel so namreč za posamezne prenosnike različne, zato bi bilo treba postavljati in reševati vsak primer povsem na novo. Vse raziskave učinka površine smo omejili na rebro. Prenos rezultatov raziskav na lamelo sem izvedel tako, kakor predlagata Schmidt in McQuiston.

Enodimenzionalni model za izračun temperaturnega polja na rebro temelji na nekaterih predpostavkah, ki večkrat niso povsem izpolnjene. Večino teh prepostavk sem izločil s postavitvijo dvodimenzionalnega modela. Izpeljal sem diferencialne enačbe za popis temperaturne porazdelitve na suhem, omočenem ali osreženem rebro, ki je prebodeno s cevjo in v obtekajočem zraku. Konvektivni prenos toplote sem popisal z lokalno toplotno prestopnostjo v odvisnosti od spremenljivih hitrostnih razmer vzdolž toka zraka. Za omočeno navpično rebro sem predpostavil, da je celotno rebro omočeno in film nepretrgan. Temperaturna polja sem določeval na rebro, v srežu in filmu ter v zraku. Linearnih parcialnih diferencialnih enačb, ki sem jih razvil za rebro, zrak, film vode in srež ne moremo reševati analitično, zato smo jih reševali numerično. Ker so razvite diferencialne enačbe eliptičnega tipa, smo za njihovo reševanje uporabili diferenčno metodo. Napisali smo računalniški program za iterativno reševanje sistemov diferencialnih enačb in izračun temperaturnih polj v obravnavanih sistemih. Končni rezultat preračuna je bil učinek suhega, omočenega ali osreženega rebra.

Z raziskavo temperaturnih razmer na rebro sem ugotovil, da je prevod toplote večdimenzionalen (sl. 1b). S tem je razvoj dvodimenzionalnega modela za preračun temperaturnih polj upravičen in smiseln. Navzočnost filma kondenzata na navpičnem rebro sem obravnaval dinamično. Poiskal sem zvezo med hidrodinamiko toka vodnega filma in obtekajočega zraka. Na tej podlagi sem določeval lokalno porazdelitev debeline filma, ki na robovih rebra skoraj povsem sledi Nusseltovi teoriji; v okolici cevi, kjer so večji temperaturni gradienti pa se od te nekoliko oddaljuje. To prikazuje slika 1c. Mnenja sem, da v primerjavi s statično obravnavo navzočnosti vodnega filma na rebro