
Šilumos atidavimo vertikaliame plokščiame kanale turbulentinės mišrios konvekcijos atveju vienkrypčiuose srautuose skaitinis modeliavimas

**Rimantas Makarevičius,
Renoldas Zujus,
Povilas Poškas**

*Lietuvos energetikos institutas,
Branduolinių įrenginių šilumos
mainų laboratorija,
Breslaujos g. 3, LT-3035 Kaunas*

Darbe pateikiami skaitiniai turbulentinio šilumos atidavimo ir greičio bei temperatūros profilių įvertinimo vertikaliame plokščiame kanale, kai natūralios ir priverstinės konvekcijų kryptys sutampa (vienkrypčiai srautai), rezultatai. Tyrimai atlikti simetriško abipusio kaitinimo ($q_{w1} = q_{w2} = \text{const}$) atveju, esant įvairioms termogravitacijos parametro $Bo = Gr_q / (Re^{3,425} \cdot Pr^{0,8})$ reikšmėms – nuo priverstinio tekėjimo iki natūralios konvekcijos. Skaitiniam modeliavimui naudotas programų paketas PHOENICS, kuris leidžia spręsti Navje–Stokso (Navier–Stokes) lygčių sistemą. Taikyti Chen–Kim ir Lam–Bremhorst mažų Reinoldso skaičių k - ϵ turbulentinio pernešimo modeliai. Gauti skaitinio šilumos mainų modeliavimo rezultatai palyginti su Lietuvos energetikos institute atliktų eksperimentų duomenimis.

Raktažodžiai: turbulentinė mišri konvekcija, skaitinis modeliavimas, vertikalus plokščias kanalas, vienkrypčiai srautai, šilumos atidavimas, greičio ir temperatūros profiliai

1. ĮVADAS

Lietuvos energetikos institute (LEI) yra atlikti detalūs eksperimentiniai šilumos atidavimo ir turbulentinio pernešimo vertikaliuose vamzdžiuose tyrimai mišrios konvekcijos atveju, kai priverstinės ir natūralios konvekcijų kryptys sutampa (vienkrypčiai srautai) [1, 2]. Lygiagrečiai taip pat buvo atliekami ir skaitiniai tyrimai (skaitinis modeliavimas). Kai kuriuos skaitinių tyrimų rezultatus ir palyginimus su eksperimentiniais duomenimis taip pat galima rasti [1, 2]. Platus tyrimai šioje srityje atlikti Mančesterio universitete [3, 4] bei Maskvos aukštų temperatūrų institute [5]. Mančesterio universitete tyrimai atlikti naudojant ne tik įprastus šilumos nešėjus – orą, vandenį, bet ir skystuosius metalus bei virškritinių parametru CO_2 .

Šiuo metu literatūroje pasiūlyta daug įvairaus sudėtingumo turbulentinio pernešimo modelių, naudojamų skaitiniuose tyrimuose, tačiau iki šiol pakankamai neiširta, kurie iš jų tinkamiausi arba priimtini mišrios konvekcijos atveju. Šiuo pažiūriu įdomūs [6, 7] darbai, kuriuose skaitinių tyrimų vertikaliuose vamzdžiuose rezultatai gauti naudojant įvairius turbulentinio pernešimo modelius, palyginti su eksperimentinių tyrimų duomenimis.

Pastaraisiais metais Lietuvos energetikos institute mišrios konvekcijos tyrimai vienkrypčiuose srautuose atlikti ir plokščiuose kanaluose, esant įvairiam jų polinkiui į horizontą. Šiame darbe pateikiami pradiniai skaitinio turbulentinio šilumos atidavimo ir greičio bei temperatūros profilių modeliavimo vertikaliame simetriškai kaitinamame plokščiame kanale vienkrypčiuose srautuose rezultatai.

2. TYRIMŲ OBJEKTAS IR METODIKA

Nagrinėjamas skaitinio modeliavimo objektas – vertikalus plokščias kanalas, kuris buvo naudojamas eksperimentuose [8]. Šio kanalo pagrindiniai duomenys: ilgis 6,0 m, plotis 0,0408 m, aukštis 0,4 m, hidrodinaminės stabilizacijos ruožo ilgis 2,5 m, kaitinamo ruožo ilgis 3,5 m. Kanalo kaitinimas – simetrinis, šilumos išsiskyrimas išilgai kaitinamo ruožo pastovus ($q_{w1} = q_{w2} = \text{const}$).

Modeliavimas atliktas esant tokioms pačioms sąlygoms, kaip ir eksperimento metu, t. y. esant tam pačiam užtekančio oro srauto slėgiui, greičiui, temperatūros bei šilumos išsiskyrimui kaitinamoje dalyje. Šiame darbe modeliuotas toks atvejis, kai užtektantis oro srautas nukreiptas aukštyn, t. y. kai priverstinės ir natūralios konvekcijų kryptys sutampa.

Šilumos mainus ir srauto charakteristikas tyrimo objekte (ploksčiame kanale) aprašo pagrindinės srauto lygtys:

nepertraukiamumo lygtis

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

judesio lygtis greičio u_x komponentei

$$\rho u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \right) - \rho g; \quad (2)$$

judesio lygtis greičio u_y komponentei

$$\rho u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \right); \quad (3)$$

energijos lygtis

$$\rho u_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial y} \right). \quad (4)$$

Šioje pagrindinių srauto lygčių sistemoje (1)–(4) yra du turbulentinį impulso ir šilumos pernešimą apibūdinantys parametrai – turbulentinis klampis μ_t ir turbulentinis Prandtlio skaičius Pr_t . Turbulentinis klampis μ_t yra susietas su tokiomis turbulentinio pernešimo charak-

teristikomis, kaip turbulentinė kinetinė energija k bei jos disipacijos greitis ε :

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}. \quad (5)$$

Pastarosios turbulentinės charakteristikos skaičiuojamos panaudojant k ir ε balanso lygtis: turbulentinės kinetinės energijos k lygtis

$$\rho u_x \frac{\partial k}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_t \left(2 \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 \right) - \rho \varepsilon; \quad (6)$$

turbulentinės kinetinės energijos disipacijos greičio ε lygtis

$$\rho u_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} + \mu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} + \mu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + c_{\varepsilon 1} f_\mu \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(2 \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 \right) - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k};$$

1 lentelė. **Turbulentinio pernešimo modelių konstantos**

Turbulentinio pernešimo modelis	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	$c_{\varepsilon 3}$	c_μ	σ_k	σ_ε	Pr_t
CK	1,15	1,9	0,25	0,09	0,75	1,150	0,9
LB	1,44	1,92	0	0,09	1,0	1,314	0,9

2 lentelė. **Turbulentinio pernešimo modelių funkcijos**

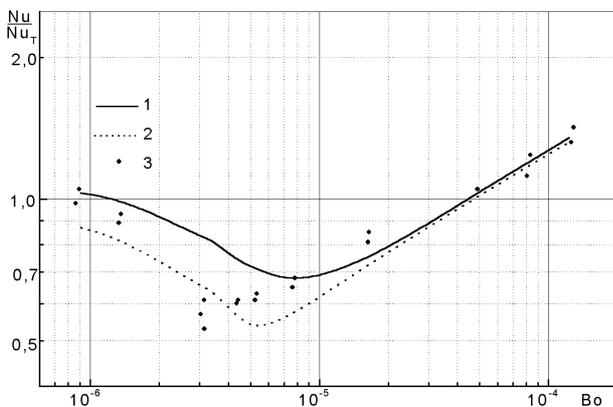
Turbulentinio pernešimo modelių funkcijos	Turbulentinio pernešimo modelis	
	CK	LB
f_μ	$\left[1 - \exp(-0,0165 R_y) \right]^2 \left(1 + 20,5/R_T \right)$	$\left[1 - \exp(-0,0165 R_y) \right]^2 \left(1 + 20,5/R_T \right)$
f	1,0	f_1
f_1	$1 + \left(0,05/f_\mu \right)^3$	$1 + \left(0,05/f_\mu \right)^3$
f_2	1,0	$1 - \exp\left(-R_T^2\right)$
S_ε	$\rho f_1 c_{\varepsilon 3} \varepsilon^2/k$	0

$$+ \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \left] + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 \right) + S_\varepsilon - c_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \cdot (7)$$

Šiame darbe naudoti Lam–Bremhorst [9] ir Chen–Kim [10] mažų Re skaičių k - ε turbulentinio pernešimo modeliai. Šių modelių konstantų $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$, $c_{\varepsilon 3}$, c_μ , σ_k , σ_ε bei Pr_t reikšmės pateiktos 1 lentelėje, o funkcijų f_μ , f , f_1 , f_2 bei nario S_ε išraiškos – 2 lentelėje. Nagrinėjamo uždavinio (1)–(7) lygtys spęstos diskretiniu baigtinių tūrių metodu, panaudojant programų paketą PHOENICS [11, 12]. Tuo tikslu vertikaliame plokščiam kanalui buvo parinktas skaičiavimo tinklas $N_y \times N_x = 85 \times 200$. Skaičiavimo tinklo mazgų skaičius y ašies kryptimi N_y nuo kanalo ašies link sienelės didėja pagal geometrinės progresijos dėsnį, o mazgų skaičius x ašies kryptimi N_x išilgai kanalo ašies nekinta. Iteracinio (1)–(7) lygčių sistemos sprendimo metu fluido (oro) fizikinių savybių skaitinės reikšmės įvertintos pagal vietinę temperatūrą ir slėgį.

3. SKAITINIŲ TYRIMŲ REZULTATAI IR JŲ ANALIZĖ

Skaitinio modeliavimo santykinio šilumos atidavimo Nu/Nu_T ir eksperimentiškai gauto santykinio šilumos atidavimo [13] duomenys priklausomai nuo termogravitacijos parametro Bo pateikti 1 pav. Šilumos atidavimas mišrios konvekcijos sąlygomis (Nu) normuojamas panaudojant šilumos atidavimą priverstinės konvekcijos atveju (Nu_T), kuris apskaičiuotas pagal priklausomybes [13]. Kaip žinoma, dėl natūralios konvekcijos poveikio vienkrypčiuose srautuose iš pradžių stebima srauto laminarizacija ir šilumos mainų sumažėjimas, palyginti su priverstine konvek-

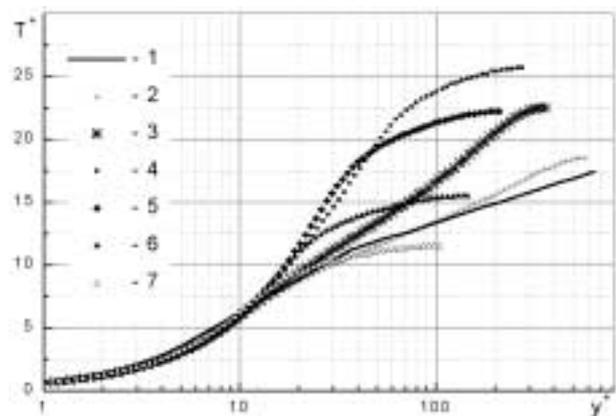


1 pav. Santykinio šilumos atidavimo priklausomybė nuo termogravitacijos parametro $Bo = Gr_q / (Re^{3,425} \cdot Pr^{0,8})$. 1 – skaitinių tyrimų, naudojant CK modelį, rezultatai; 2 – skaitinių tyrimų, naudojant LB modelį, rezultatai; 3 – LEI eksperimentų duomenys

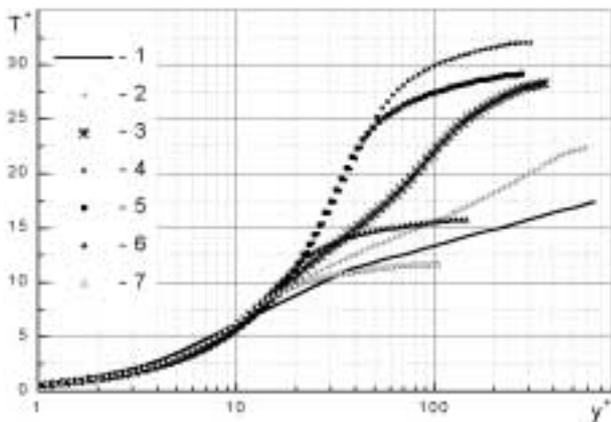
cija. Po to šilumos mainai pradeda atsistatyti, nes pradeda didėti srauto turbulentiškumas dėl termogravitacijos jėgų poveikio. Eksperimentai rodo minimalų šilumos atidavimą esant krizinei termogravitacijos parametro reikšmei $Bo_{cr \text{ exp}} \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Skaitiniai tyrimai rodo, jog abu modeliai, tiek CK, tiek LB, tinkami kokybiškai modeliuoti šilumos mainų sumažėjimą mišrios konvekcijos atveju, palyginti su priverstine konvekcija. Tačiau kiekybiškai geresnis sutapimas yra naudojant LB modelį, nes maksimalus šilumos atidavimo sumažėjimas yra gaunamas toks pat, kaip ir eksperimentuose, tik tai minimumo padėtis yra pasislinkusi link didesnių Bo reikšmių ir $Bo_{cr \text{ LB}} \approx 5 \cdot 10^{-6}$. CK modelis kur kas blogiau tinka modeliuoti šilumos atidavimą jo mažėjimo zonoje. Šilumos atidavimo minimumas yra, kai dar didesnės Bo parametro reikšmės $Bo_{cr \text{ CK}} \approx 8 \cdot 10^{-6}$.

Esant dideliame termogravitacijos jėgų poveikiui, abiejų modelių gauti rezultatai labai artimi ir zonoje, kurioje vyrauja natūrali konvekcija ($Nu/Nu_T > 1$), gerai sutampa su eksperimentiniais duomenimis.

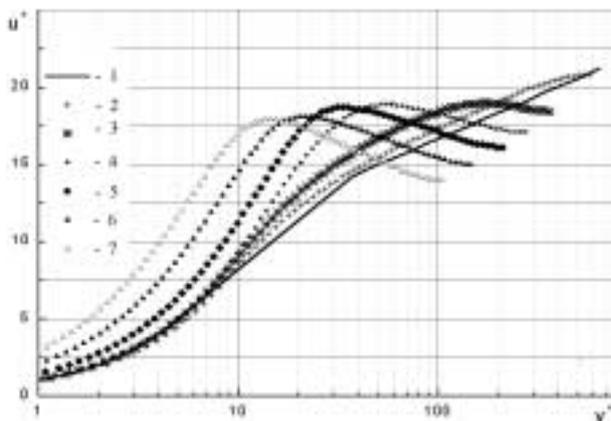
Temperatūros ir greičio profilių dinamika universaliose koordinatėse parodyta (2–5 pav.). Panagrinėjime temperatūros profilius (2, 3 pav.). Eksperimentiniais tyrimais [14] nustatyta, kad, didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui, temperatūros profilis atsilenkia į viršų nuo universaliosios priklausomybės priverstinės konvekcijos atveju (ištininė linija). Tai rodo, kad vyksta srauto laminarizacija. Maksimalus atsilenkimas stebimas esant krizinei Bo_{cr} reikšmei. Toliau didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui, temperatūros profilis pradeda palaipsniui artėti prie universaliosios priklausomybės, o tai rodo srauto turbulentiškumo atsistatymą. Analogiškas vaizdas taip pat matyti 2 ir 3 pav. Temperatūros profilis, gautas naudojant CK modelį, pavaizduotas 2 pav. Iš anksčiau



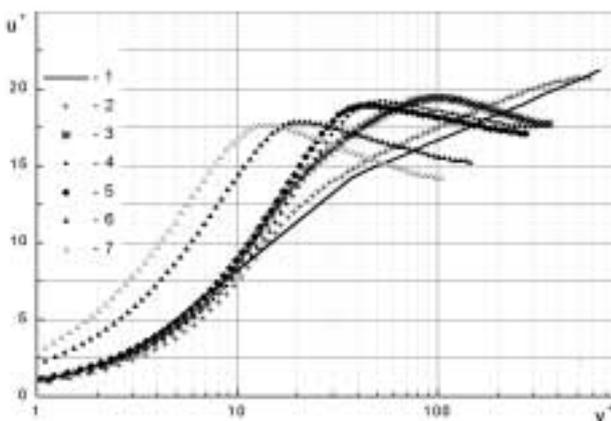
2 pav. Srauto temperatūros profiliai universaliose koordinatėse gauti naudojant CK modelį. 1 – universalioji priklausomybė priverstinės konvekcijos atveju; 2–7 skaitinių tyrimų rezultatai, kai Bo lygus: 2 – $8,94 \cdot 10^{-7}$, 3 – $3,26 \cdot 10^{-6}$, 4 – $7,64 \cdot 10^{-6}$, 5 – $1,63 \cdot 10^{-5}$, 6 – $4,9 \cdot 10^{-5}$, 7 – $1,26 \cdot 10^{-4}$



3 pav. Srauto temperatūros profiliai universaliose koordinatėse gauti naudojant LB modelį. 1 – universalioji priklausomybė priverstinės konvekcijos atveju; 2–7 skaitinių tyrimų rezultatai, kai Bo lygus: 2 – $8,94 \cdot 10^{-7}$, 3 – $3,26 \cdot 10^{-6}$, 4 – $5,24 \cdot 10^{-6}$, 5 – $7,64 \cdot 10^{-6}$, 6 – $4,9 \cdot 10^{-5}$, 7 – $1,26 \cdot 10^{-4}$



4 pav. Srauto greičio profiliai universaliose koordinatėse gauti naudojant CK modelį. 1 – universalioji priklausomybė priverstinės konvekcijos atveju; 2–7 skaitinių tyrimų rezultatai, kai Bo lygus: 2 – $8,94 \cdot 10^{-7}$, 3 – $3,26 \cdot 10^{-6}$, 4 – $7,64 \cdot 10^{-6}$, 5 – $1,63 \cdot 10^{-5}$, 6 – $4,9 \cdot 10^{-5}$, 7 – $1,26 \cdot 10^{-4}$



5 pav. Srauto greičio profiliai universaliose koordinatėse gauti naudojant LB modelį. 1 – universalioji priklausomybė priverstinės konvekcijos atveju; 2–7 skaitinių tyrimų rezultatai, kai Bo lygus: 2 – $8,94 \cdot 10^{-7}$, 3 – $3,26 \cdot 10^{-6}$, 4 – $5,24 \cdot 10^{-6}$, 5 – $7,64 \cdot 10^{-6}$, 6 – $4,9 \cdot 10^{-5}$, 7 – $1,26 \cdot 10^{-4}$

atliktos analizės žinoma, kad šių skaitinių tyrimų atveju $Bo_{cr, CK} \approx 8 \cdot 10^{-6}$. Taigi iki šios Bo reikšmės temperatūros profilis palaipsniui atsilenkia į viršų nuo universaliosios priklausomybės, o didesnės $Bo_{cr, CK}$ reikšmės atveju šis atsilenkimas pradeda palaipsniui mažėti. LB modelio atveju, analogiškai, tik maksimalus temperatūros profilio atsilenkimas stebimas esant $Bo_{cr, LB} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ reikšmei (3 pav.). Po to, didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui, profilio atsilenkimas nuo universaliosios priklausomybės mažėja.

Kaip rodo eksperimentiniai duomenys [14], panašiai į termogravitacijos jėgų poveikį reaguoja ir greičio profilis: maksimalų atsilenkimą nuo universaliosios priklausomybės pasiekia, kai yra Bo_{cr} krizinės reikšmės, o po to atsilenkimas palaipsniui mažėja ir artėja prie universaliosios priklausomybės. Tačiau skaitinių tyrimų rezultatai, pateikti 4, 5 pav., abiejų modelių atveju nerodo panašios tendencijos, nes didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui monotoniškai didėja ir atsilenkimas nuo universaliosios priklausomybės. Taikant CK ar LB modelį, gauta temperatūros profilio dinamika, kintant termogravitacijos jėgų įtakai, kokybiškai sutampa su eksperimentuose gautu kitimu, tačiau gauta greičio profilio dinamika net kokybiškai nesutampa su eksperimentuose nustatyto jo kitimu didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui.

4. IŠVADOS

Atlikus skaitinius termogravitacijos jėgų poveikio vienkrypčiuose srautuose vertikaliame plokščiame kanale su simetriniu kaitinimu tyrimus, naudojant Chen–Kim ir Lam–Bremhorst turbulentinio pernešimo modelius, galima padaryti tokias išvadas:

1. Lam–Bremhorst turbulentinio pernešimo modelis geriau tinka modeliuoti šilumos atidavimą mišrios konvekcijos atveju negu Chen–Kim modelis, nes maksimalus šilumos atidavimo sumažėjimas pirmuoju atveju gaunamas labai panašus, kaip ir eksperimentuose, tiksliai krizinis termogravitacijos parametras Bo_{cr} gaunamas didesnis.

2. Abu modeliai gerai tinka modeliuoti šilumos atidavimą didelio termogravitacijos poveikio zonoje, kurioje vyrauja natūrali konvekcija.

3. Abiem atvejais temperatūros profilio kitimas didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui kokybiškai atitinka eksperimentuose gautą jo kitimą. Greičio profilio kitimas abiem atvejais nesiderina su eksperimentais nustatyto jo kitimu.

Gauta
2001 03 15

Pažymėjimai

c_p – savitoji šiluma J/(kg·K);
 d_e – kanalo ekvivalentus skersmuo m;
 g – laisvojo kritimo pagreitis m/s²;
 h – entalpija J/kg;
 k – turbulentinė kinetinė energija ($k = (u_x'^2 + u_y'^2)/2$) m²/s²;
 p – slėgis Pa;
 q_w – konvekcinis šilumos srauto tankis W/m²;
 T – temperatūra K;
 T^+ – nedimensinė temperatūra $T^+ = (T_w - T)\rho c_p u^*/q_w$;
 u_f – srauto vidutinis masinis greitis m/s;
 u – greitis m/s;
 u' – greičio pulsacija m/s;
 u^* – dinaminis greitis $u^* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ m/s;
 u^+ – nedimensinis greitis, $u^+ = u_f/u^*$;
 x – išilginė koordinatė m;
 y – skersinė koordinatė m;
 y_w – atstumas nuo sienelės normalės kryptimi m;
 y^+ – nedimensinė koordinatė, $y^+ = y_w u^*/\nu$;

α – šilumos atidavimo koeficientas ($\alpha = q_w/(T_w - T_f) \cdot W/(m^2 \cdot K)$);
 β – šiluminis plėtimosi koeficientas 1/K;
 ε – turbulentinės kinetinės energijos disipacijos greitis m²/s³;
 λ – šilumos laidumo koeficientas W/(m·K);
 ν – kinematinio klampio koeficientas m²/s;
 μ – dinaminio klampio koeficientas Pa·s;
 ρ – tankis kg/m³;
 τ_w – tangentiniai įtempimai ant sienelės N/m².

Nedimensiniai parametrai

Bo – termogravitacijos parametras, $Bo = Gr_q / (Re^{3,425} Pr^{0,8})$;
 Gr_q – Grashofio skaičius, $Gr_q = g\beta q_w d_e^4 \rho^2 / \lambda \mu^2$;
 Nu – Nuselto skaičius, $Nu = \alpha d/\lambda$;
 Pr – Prandtlio skaičius, $Pr = \mu c_p/\lambda$;
 Re – Reinoldso skaičius, $Re = u_f d_e/\nu$;
 R_T – turbulentinis Reinoldso skaičius, $R_T = k^2/\nu\varepsilon$;
 R_y – turbulentinis Reinoldso skaičius, $R_y = k^{1/2} y_w/\nu$.

Kiti pažymėjimai

CK – Chen–Kim turbulentinio pernešimo modelis;
 LB – Lam–Bremhorst turbulentinio pernešimo modelis.

Indeksai

CK – Chen–Kim turbulentinio pernešimo modelis;
 cr – krizinis;
 exp – eksperimentinis;
 f – sraute;
 t – turbulentinis;
 T – priverstinė turbulentinė konvekcija;
 w – ant sienelės;

LB – Lam–Bremhorst turbulentinio pernešimo modelis;
 1 – pirma sienelė;
 2 – antra sienelė;
 x – išilginė dedamoji;
 y – skersinė dedamoji.

Literatūra

1. Вилемас Ю., Пошкас П. Теплоотдача в газоохлаждаемых каналах при воздействии термогравитационных и центробежных сил. Вильнюс, 1992. С. 240.
2. Vilemas J., Poškas P. Effect of body forces on turbulent heat transfer in channels. Kaunas–New York, 1999. P. 195.
3. Jackson J. D., Cotton M. A., Axell B. P. Studies of mixed convection in vertical tubes. Review // Int. J. Heat Fluid Flow. 1988. Vol. 10, N 1. P. 2–15.
4. Jackson J. D., Li J., An P. The influence of thermal boundary conditions on mixed convection heat transfer in vertical tubes // Progress in Engineering Heat Transfer. Proc. of the Third Baltic Heat Transfer Conference. Gdansk, Poland. 1999. P. 193–207.
5. Петухов Б. С., Поляков А. Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. Москва, 1986. С. 192.
6. Jackson J. D., Mikielewicz D. P. Computational studies of buoyancy-influenced flow of air in a vertical pipe // Proc. of the Third International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements. Heraklion-Crete, Greece. 1996. P. 349–358.
7. Jackson J. D., Mikielewicz D. P., Poskas P. Comparative study of turbulence models against some recent experimental data on buoyancy-influenced heat transfer for ascending flow of air in a tube // Eurotherm Meeting No. 32 on Heat Transfer in Single Phase Flows. Oxford University, 1993. P. 130–132.
8. Poškas P., Adomaitis J. E., Vilemas J., Bartkus G. Development of turbulent heat transfer over the length of vertical flat channel under a strong influence of buoyancy // Proc. of the 10th Int. Heat Transfer Conf. Brighton. U K, 1994. Vol. 5. P. 555–560.
9. Lam C. K. G., Bremhorst K. A. Modified form of the k-ε model for predicting wall turbulence // J. of Fluids Eng. 1981. Vol. 103. P. 456–460.
10. Chen Y. S., Kim S.W. Computation of turbulent flows using an extended k-(epsilon) turbulence closure model. Washington, DC: NASA CR-179204, 1987.
11. Rosten H. I., Spalding D. B. Shareware PHOENICS Beginner's Guide. CHAM TR100, CHAM Ltd., London, 1987.
12. Rosten H. I., Spalding D. B. The PHOENICS Reference Manual, CHAM TR200, CHAM Ltd., London, 1989.
13. Вилемас Ю., Чесна Б., Сурвила В. Теплоотдача в газоохлаждаемых кольцевых каналах. Вильнюс, 1977. С. 256.

14. Poškas P., Vilemas J., Pabarčius R. Experimental investigation of mixed-convection turbulent transport in a vertical tube // Proc. of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Brussels, 1997. Vol. 4. P. 2213–2218.

Rimantas Makarevičius, Renoldas Zujus, Povilas Poškas

NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT MIXED CONVECTION HEAT TRANSFER IN A VERTICAL FLAT CHANNEL FOR AIDING FLOWS

S u m m a r y

Numerical simulation of heat transfer and velocity-temperature profiles for a two-side symmetrically heated ($q_{w1} = q_{w2} = \text{const}$) vertical flat channel was performed using low Reynolds numbers Chen–Kim and Lam–Bremhorst k - ϵ turbulence models in a wide range of buoyancy parameters. Calculation results are in good agreement with experimental data on heat transfer for high values of the buoyancy parameter $Bo = Gr_q / (Re^{3,425} \cdot Pr^{0,8})$. When the effect of buoyancy is small, the Lam–Bremhorst model gives better results than the Chen–Kim model, but in both cases the disagreement with experimental values is rather big. Tendencies in the dynamics of temperature profiles with increasing the buoyancy parameter Bo are the same as in experiments, but the dynamics of velocity profiles is completely different.

Key words: turbulent mixed convection, numerical simulation, vertical flat channel, aiding flows, heat transfer, velocity-temperature profiles

Римантас Макарявичюс, Ренольдас Зуюс, Повилас Пошкас

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПРИ СОВПАДАЮЩИХ НАПРАВЛЕНИЯХ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЫНУЖДЕННОЙ И ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИЙ

Р е з ю м е

Приведены результаты численного моделирования теплоотдачи в вертикальном плоском канале с симметричным нагревом ($q_{w1} = q_{w2} = \text{const}$) при турбулентной смешанной конвекции в условиях совпадающих направлений вынужденной и естественной конвекций при использовании моделей турбулентности Лам–Бремхорст и Чен–Ким. Результаты моделирования теплоотдачи хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае сильного влияния сил термогравитации. При меньшем воздействии термогравитационных сил данные, полученные при использовании модели Лам–Бремхорст, согласуются с экспериментальными данными лучше, чем при использовании модели Чен–Ким, однако в обоих случаях наблюдается значительное отличие от экспериментальных данных. Для обеих моделей также было получено качественное совпадение динамики температурных профилей в универсальных координатах с экспериментальными данными, а динамика скоростных профилей отличается от полученных экспериментально.

Ключевые слова: турбулентная смешанная конвекция, численное моделирование, вертикальный плоский канал, потоки совпадающих направлений, теплоотдача, скоростные и температурные профили