

# Šilumos atidavimo skaitiniai tyrimai vertikaliame plokščiam kanale mišrios konvekcijos atveju priešingų krypčių tėkmėse

## 3. Laminarinė mišri konvekcija bei perėjimas į sūkurinį tekėjimą esant vienpusiam kaitinimui

Arūnas Sirvydas,

Giedrius Drumstas,

Robertas Poškas

*Lietuvos energetikos institutas,  
Branduolinės inžinerijos problemų  
laboratorija, Breslaujos g. 3,  
LT-44403 Kaunas  
El. paštas: arunas@mail.lei.lt*

Šiame straipsnyje pateikti šilumos atidavimo ir tėkmės struktūros laminarinio ir sūkurinio (pereinamojo) tekėjimo zonoje skaitinių tyrimų vertikaliame plokščiam kanale mišrios konvekcijos atveju priešingų krypčių tėkmėse, esant vienpusiam kaitinimui, rezultatai. Stacionarus dvimatis modeliavimas buvo atliktas naudojant programą FLUENT 6.2. Tyrimai atlikti esant įvairiems oro slėgiams (0,1, 0,2 ir 0,4 MPa),  $Re_m$  skaičiui kintant nuo  $1,5 \cdot 10^3$  iki  $2,5 \cdot 10^3$  ir  $Gr_q$  kintant nuo  $1,8 \cdot 10^5$  iki  $2,6 \cdot 10^7$ .

Atliktas skaitinis modeliavimas parodė, kad esant nežymiam termogravitacijos jėgų poveikiui, greičio profilyje, kaip ir dvipusio kaitinimo atveju, buvo matyti tik nežymi transformacija, tačiau tėkmė buvo nukreipta žemyn (t. y. priverstinio tekėjimo kryptimi). Didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui, tam tikrame atstume nuo kanalo kaitinimo pradžios atsiranda tėkmės atitrūkimas nuo kanalo sienelės (t. y. pažeidžiamas tėkmės stabilumas). Esant dar didesniai termogravitacijos jėgų poveikiui tėkmės atitrūkimo taško vieta slenka link kanalo kaitinimo pradžios. Tėkmės atitrūkimo taško vietoje dėl padidėjusio šilumos atidavimo (dėl susidariusių sūkurinių prie kanalo sienelės) sienelės temperatūra ženkliai sumažėja.

Taip pat buvo analizuotas ir santykinio šilumos atidavimo kitimas pagal kanalo ilgį. Nustatyta, kad esant laminarinei mišriai konvekcijai vienpusio kaitinimo atveju šilumos atidavimas pagal kanalo ilgį sumažėja labiau, palyginus su priverstine konvekcija, nei dvipusio kaitinimo atveju.

Galiausiai buvo pasiūlytos priklausomybės tėkmės atitrūkimo vietai (tėkmės stabilumo praradimo vietai) nuo kaitinamos sienelės ir šilumos mainams nustatyti.

**Raktažodžiai:** mišri konvekcija, priešingų krypčių tėkmės, pereinamojo tekėjimo zona, skaitinis modeliavimas, vertikalus plokščias kanalas, vienpusis kaitinimas, šilumos atidavimas, tėkmės stabilumo praradimas

### 1. ĮVADAS

Pirmajame šios straipsnių serijos straipsnyje [1] buvo apžvelgti darbai, kuriuose tirtas tėkmės nestabilumo priklausomumas nuo termogravitacijos jėgų poveikio tiek esant vienkryptėms, tiek priešingų krypčių tėkmėms. Taip pat pateikti šilumos atidavimo vertikaliame plokščiam kanale (kai buvo kaitinamos abi kanalo sienelės) mišrios konvekcijos atveju priešingų krypčių tėkmėse, esant laminariniam oro tekėjimui iki perėjimo į sūkurinį tekėjimą, skaitinio modeliavimo rezultatai. Dvimatis modeliavimas buvo atliktas programa FLUENT 6.1 esant 0,1; 0,2 ir 0,4 MPa oro slėgiui, kai Reinoldso skaičius ( $Re_m$ ) kito nuo 1 500 iki 4 310, o Grashofo ( $Gr_q$ ) skaičius buvo keičiamas nuo  $1,65 \cdot 10^5$  iki  $3,1 \cdot 10^9$ . Modeliavimas parodė, jog esant nedideliame termogravitacijos jėgų poveikiui, oro tėkmė visuose kanalo

skerspjūviuose yra nukreipta žemyn, t. y. juda priverstinio tekėjimo kryptimi. Didinant termogravitacijos jėgų poveikį nustatytas oro tėkmės atitrūkimas nuo sienelių tam tikroje kanalo vietoje. Toliau labiau kaitinant didėjo ir termogravitacijos jėgų poveikis, o tėkmės atitrūkimo vieta slinko link kanalo kaitinimo pradžios. Nuo tėkmės atitrūkimo vietos gerokai sumažėjo kanalo sienelės temperatūra ir pagerėjo šilumos atidavimas, kuris panašiam lygyje išsilaikė per visą likusį kanalo ilgį. Išanalizavus modeliavimo rezultatus buvo pasiūlytos apibendrinančios priklausomybės tėkmės nestabilumo padėčiai pagal kanalo ilgį įvertinti ir šilumos atidavimui skaičiuoti laminarinio tekėjimo zonoje.

Antrajame šios straipsnių serijos straipsnyje [2] irgi buvo pateikti skaitinio modeliavimo vertikaliame plokščiam kanale mišrios konvekcijos atveju priešingų krypčių tėkmėse, tačiau esant sūkuriniam oro tekėjimui, rezultatai. Dvimatis modeliavimas

buvo atliktas programa FLUENT 6.1, esant tokiam pat kanalui ir tokioms pat sąlygoms kaip ir eksperimento metu. Oro tėkmėje nestacionaraus tekėjimo skaitiniai tyrimai buvo atlikti, kai  $Re_{in} = 2\,130$ , o  $Gr_q = 6,2 \cdot 10^8$ . Kvazistacionaraus tekėjimo modeliavimo tyrimai atlikti esant dviems Reinoldso skaičiams – 2 130 ir 4 310, kai  $Gr_q$  skaičius kito nuo  $7,6 \cdot 10^7$  iki  $3,1 \cdot 10^9$ , siekiant sumodeliuoti skirtingą termogravitacijos jėgų poveikį.

Tiek nestacionaraus, tiek kvazistacionaraus modeliavimo rezultatai parodė, kad esant žymiam termogravitacijos jėgų poveikiui prie kanalo sienelių susidaro antriniai tekėjimai. Jie deformuoja greičio profilius ir sukelia sienelės temperatūros kitimą pagal kanalo ilgį. Sienelės temperatūra įgavo pulsacinį pobūdį, tačiau suvidutinta jos reikšmė, kai  $Re_{in} = 2\,130$ , gana neblogai sutapo su eksperimentiniais duomenimis. Kai  $Re_{in} = 4\,310$ , suvidutinti rezultatai gerai sutapo tik iki  $x/d_e \leq 25$ . Esant didesniems  $x/d_e$ , eksperimentas rodė žemesnę sienelės temperatūrą, nei modeliavimas. Matyt todėl, kad stacionarios laminarinio tekėjimo ir energijos lygtys nebegali visiškai atspindėti susiformavusio sūkurinio tekėjimo.

Šiame straipsnyje taip pat pateikti skaitinio modeliavimo, esant mišrios konvekcijos priešingų kryptų tėkmėms vertikaliame plokščiaame kanale pereinamojo tekėjimo zonoje, rezultatai. Tyrimai atlikti oro sraulte kaitinant tik vieną plokščio kanalo sienelę, esant 0,1; 0,2 ir 0,4 MPa absoliučiajam oro slėgiui, kai  $Re_{in}$  buvo keičiamas nuo  $1,5 \cdot 10^3$  iki  $2,5 \cdot 10^3$ , o  $Gr_q$  – nuo  $1,8 \cdot 10^5$  iki  $2,6 \cdot 10^7$ , siekiant sumodeliuoti skirtingą termogravitacijos jėgų poveikį.

## 2. SKAITINIŲ TYRIMŲ METODIKA

Modeliuota dvimatė stacionari oro tėkmė plokščiaame, vertikaliame kanale, kaitinant vieną jo sienelę, esant mišrios konvekcijos priešingų kryptų tėkmėms, kai slėgis kanale  $p = 0,1; 0,2; 0,4$  MPa. Reinoldso skaičius įtekėjime buvo keičiamas nuo  $1,5 \cdot 10^3$  iki  $2,5 \cdot 10^3$ , o  $Gr_q$  – nuo  $1,8 \cdot 10^5$  iki  $2,6 \cdot 10^7$ . Šilumos srautas ant kaitinamos sienelės buvo keičiamas plačiame intervale, siekiant išryškinti termogravitacijos jėgų poveikį. Kanalo geometrija parinkta tokia, kaip ir laboratorijoje naudojamo eksperimentinio ruožo geometrija mišriai konvekcijai tirti (t. y. kanalo aukštis – 40,8 mm, plotis – 400 mm, ilgis – 6 000 mm. Hidrodinaminio ruožo ilgis – 2 500 mm ( $x/d_e \approx 25$ ), kaitinamos kanalo dalies ilgis – 3 500 mm ( $x/d_e \approx 50$ )).

Modeliavimas atliktas programa FLUENT 6.2. FLUENT – tai šiuolaikinė kompiuterinės takijų medžiagų dinamikos programa, kuri plačiai taikoma visame pasaulyje, modeliuojant takijų medžiagų judėjimą ir šilumos mainus sudėtingose dvimatėse arba trimatėse sistemose [3]. Ši programa pagrindines tėkmės ir energijos lygtis sprendžia baigtinių tūrių pagalba.

Mūsų atveju visi tekėjimo režimai modeliuoti laminarinio tekėjimo modeliu. Naudotos dvimatės Navje–Stokso lygtys tėkmei apibūdinti bei energijos lygtis šilumos pernešimui įvertinti.

Tėkmės nepertraukiamumo lygtis:

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

Judėsio lygtis atskiroms greičio komponentėms ( $u_x$  ir  $u_y$ ):

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

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

Kaip matyti,  $u_x$  greičio komponentės (2) lygtyje yra papildomas narys  $\rho g$ . Šis narys įvertina termogravitacijos jėgų poveikį ( $x$  ašis yra išilginė kanalo ašis).

Energijos lygtis:

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

Šios lygtys sprendžiamos esant tokioms ribinėms sąlygoms:

- įtekėjime ( $x = 0$ ):  $u_x = u_{in}$ ;  $u_y = 0$ ;  $i = i_{in}$ ;
- ant sienelės ( $y = 0$  arba  $y = h$ ):  $u_x = u_y = 0$ ;  $q_{w1} = \text{const}$ ;  $q_{w2} = 0$ .

Modeliuojant svarbu sukurti tinkamą tinklėlį, nes jo kokybė vaidina labai svarbų vaidmenį skaitinio modeliavimo tikslumui ir sprendinio stabilumui. Todėl šiame darbe, skaitiniam tėkmės ir šilumos mainų modeliavimui kanale, kai kaitinama tik viena kanalo sienelė, buvo naudotas tas pats tinklėlis, kurio tinkamumas pagrįstas anksčiau [1], modeliuojant srauto tekėjimą panašiomis sąlygomis, tačiau esant dvipusiam kaitinimui. Šio tinklėlio tinkamumas taip pat buvo pagrįstas palyginus gautus modeliavimo rezultatus su eksperimentiniais duomenimis [2]. Taigi skaičiavimui naudotas tinklėlis, kurio celių skaičius  $x$  ir  $y$  kryptimis buvo atitinkamai  $60 \times 7\,500$ .

Gautų rezultatų pirminio apdorojimo stadijoje buvo nustatomi pagrindiniai kriterijai  $Nu$ ,  $Re$ ,  $Gr_q$  ir  $X$ . Juose sąlygojančiais parametrais laikomi srauto vietiniai vidutiniai masiniai temperatūra ir greitis bei plokščio kanalo ekvivalentinis skersmuo  $d_e$ .

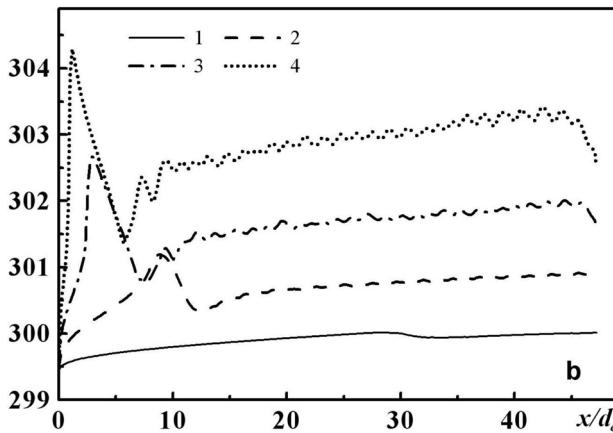
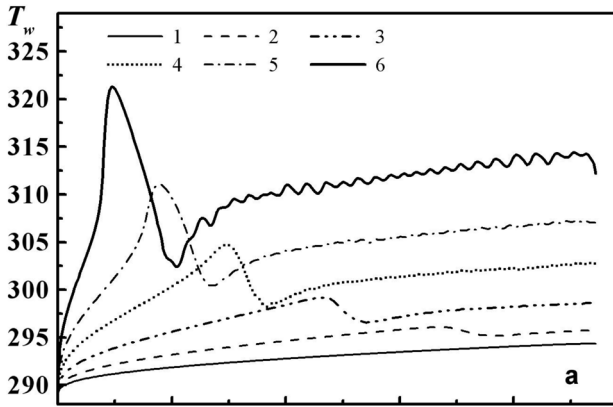
## 2. TYRIMŲ REZULTATAI IR JŲ ANALIZĖ

### 2.1. Tėkmės nestabilumas

Kaip minėta, skaitiniai tyrimai atlikti esant stacionariam oro tėkmės judėjimui kanale esant skirtingiems slėgiams ( $Re_{in} = 1\,686$ ,  $p = 0,1$  MPa;  $Re_{in} = 2\,199$ ,  $p = 0,1$  MPa;  $Re_{in} = 1\,494$ ,  $p = 0,2$  MPa;  $Re_{in} = 2\,136$ ,  $p = 0,4$  MPa;  $Re_{in} = 2\,545$ ,  $p = 0,4$  MPa) ir skirtingam sienelės kaitinimui.

Modeliavimo rezultatai (1 pav. a, 1 kreivė) rodo, kad esant nežymiam sienelės kaitinimui, jos temperatūra nuosekliai didėja pagal kanalo ilgį. Termogravitacijos jėgų poveikis šilumos atidavimui beveik nepasireiškia, o tik kaupia tam tikrą nestabilumo potencialą.

Didinant kaitinimą, didėja ir termogravitacijos jėgų poveikis, šiuo atveju kanalo sienelės temperatūra irgi monotoniškai didėja didėjant  $x/d_e$ .



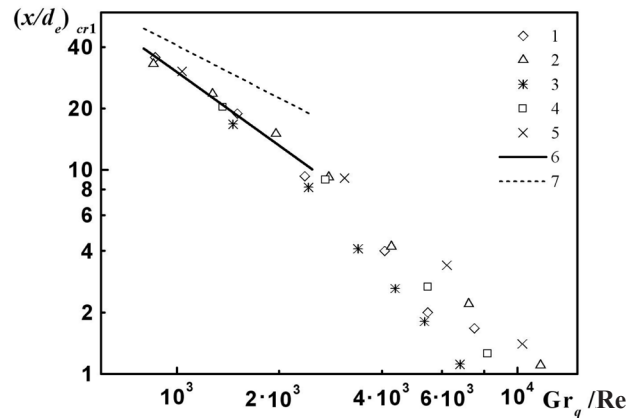
1 pav. Sielės temperatūros reikšmės kitimas pagal kanalo ilgį, nuo termogravitacijos jėgų poveikio (šilumos srauto dydžio ant sienelės), kai  $Re_m = 2\,199$ ,  $p = 0,1$  MPa (a): 1 –  $Gr_q/Re_m = 608$ ; 2 – 854; 3 – 1 274; 4 – 1 953; 5 – 2 793; 6 – 4 260 ir kai  $Re_m = 2\,545$ ,  $p = 0,4$  MPa (b): 1 –  $Gr_q/Re_m = 1\,035$ ; 2 – 3 106; 3 – 6 210; 4 – 10 345

Tačiau tam tikrame atstume nuo kanalo kaitinimo pradžios tėkmės stabilumas yra pažeidžiamas (tėkmė atitrūksta nuo kanalo sienelių) ir dėl padidėjusio šilumos atidavimo (dėl susidariusių smulkių sūkurių) sienelės temperatūra sumažėja (1 pav. a, 2 kreivė,  $x/d_e \approx 34$ ). Kai kaitinimas buvo dar didesnis, sienelės temperatūros kitimo pobūdis irgi buvo panašus, tačiau atstumas, kuriame prarandamas tėkmės stabilumas, – mažėja (1 pav. a, 3–6 kreivės ir 1 pav. b, 1–3 kreivės). Esant didžiausiam termogravitacijos jėgų poveikiui (sienelės kaitinimui), jau nuo pat kaitinamo kanalo pradžios yra prarandamas tėkmės stabilumas (1 pav. b, 4 kreivė) ir šioje kanalo dalyje atsiranda žymūs sienelės temperatūros kitimai (1 pav. b, 4 kreivė,  $x/d_e \leq 2$ ).

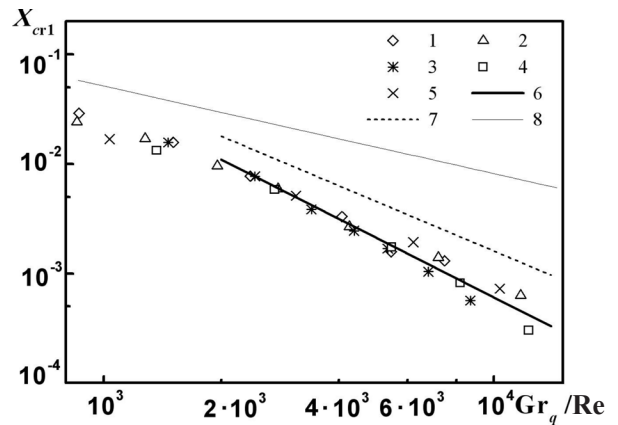
Ankstesniame darbe [1] dvipusio kaitinimo atveju, siekiant apibendrinti tėkmės atitrūkimo taškų duomenis, nuo termogravitacijos parametro  $Gr_q/Re$ , buvo pasiūlytos dvi priklausomybės. Viena priklausomybė buvo pasiūlyta, kai  $x/d_e \geq 15$  (t. y. stabilizuoto tekėjimo sričiai):

$$(x/d_e)_{cr1} = 15,5 \cdot 10^3 \left( \frac{Gr_q}{Re} \right)^{-0,86} \quad (5)$$

Ji apibendrina duomenis, kai  $1\,490 \leq Re \leq 4\,310$  ir  $950 < Gr_q/Re \leq 3\,000$  su mažesne nei 9 % neapibrėžtimi.



2 pav. Nedimensinio atstumo  $(x/d_e)_{cr1}$ , nuo kurio tėkmė praranda stabilumą, priklausomumas nuo termogravitacijos parametro  $Gr_q/Re_m$ : 1 –  $Re_m = 1\,686$ ,  $p = 0,1$  MPa; 2 –  $Re_m = 2\,199$ ,  $p = 0,1$  MPa; 3 –  $Re_m = 1\,494$ ,  $p = 0,2$  MPa; 4 –  $Re_m = 2\,136$ ,  $p = 0,4$  MPa; 5 –  $Re_m = 2\,545$ ,  $p = 0,4$  MPa; 6 – pagal (7) priklausomybę; 7 – pagal (5) priklausomybę dvipusiam kaitinimui [1]



3 pav. Nedimensinio atstumo  $X_{cr1}$ , nuo kurio tėkmė praranda stabilumą, priklausomumas nuo termogravitacijos parametro  $Gr_q/Re_m$ : 1 –  $Re_m = 1\,686$ ,  $p = 0,1$  MPa; 2 –  $Re_m = 2\,199$ ,  $p = 0,1$  MPa; 3 –  $Re_m = 1\,494$ ,  $p = 0,2$  MPa; 4 –  $Re_m = 2\,136$ ,  $p = 0,4$  MPa; 5 –  $Re_m = 2\,545$ ,  $p = 0,4$  MPa; 6 – pagal (8) priklausomybę; 7 – pagal (6) priklausomybę dvipusiam kaitinimui [1]; 8 – pagal (9) priklausomybę vienkryptėms tėkmėms vamzdyje [4]

Kai  $x/d_e < 15$  ( $1\,490 \leq Re \leq 4\,310$ ,  $3\,000 < Gr_q/Re \leq 14 \cdot 10^4$ ), buvo pasiūlyta tokia nedimensinio atstumo  $X$  priklausomybė nuo  $Gr_q/Re$ :

$$X_{cr1} = 16 \cdot 10^2 \left( \frac{Gr_q}{Re} \right)^{-1,5} \quad (6)$$

Ji apibendrina duomenis su mažesne nei 10 % neapibrėžtimi.

Šiame darbe tėkmės atitrūkimo taško vietas (tėkmės stabilumo praradimo vietas) duomenų apibendrinimas, atsižvelgus į termogravitacijos parametą  $Gr_q/Re$  esant vienusiam kaitinimui, parodytas 2 paveiksle.

Nedimensiniam atstumui  $(x/d_e)_{cr1}$  apskaičiuoti pasiūlyta priklausomybė:

$$(x/d_e)_{cr1} = 12 \cdot 10^4 \left( \frac{Gr_q}{Re} \right)^{-1,2} \quad (7)$$

kuri apibendrina skaitinius rezultatus, kai  $1\,490 \leq Re \leq 2\,545$ ,  $830 < Gr_q / Re \leq 1\,850$  ir  $x/d_e \geq 15$  su mažesne nei 9 % neapibrėžtimi.

Tam, kad būtų galima apibendrinti rezultatus ir kai  $x/d_e < 15$ , kaip ir dvipusio kaitinimo atveju, buvo naudojamas nedimensinis dydis  $X$ . Rezultatai parodyti 3 paveiksle. Kai  $1\,490 \leq Re \leq 2\,545$ ,  $1\,850 < Gr_q / Re \leq 10\,000$  ir  $0,6 \leq x/d_e < 15$ , buvo pasiūlyta ši priklausomybė:

$$X_{cr1} = 96 \cdot 10^2 \left( \frac{Gr_q}{Re} \right)^{-1,8} \quad (8)$$

Ji apibendrina duomenis su mažesne nei 12 % neapibrėžtimi. Neapibrėžtis naudojant (6) formulę padidėja, kai  $Gr_q / Re > 10\,000$ , nes tada tėkmė atitrūksta pačioje kaitinamo kanalo pradžioje.

$(x/d_e)_{cr1}$  ir  $X_{cr1}$  kitimas tiek vienpusio, tiek dvipusio kaitinimo atvejais yra panašus. Tačiau apibendrinančiose koordinatėse, kaip parodyta 2 ir 3 paveiksluose, vienpusio kaitinimo atveju tėkmės stabilumo praradimas, esant tai pačiai termogravitacijos parametro  $Gr_q / Re$  reikšmei, atsiranda anksčiau.

Petukhov ir kt. [4] laminarinio tekėjimo ( $300 < Re \leq 2\,000$ ) stabilumo praradimo vietas nustatyti vienkrypčių tekmių atveju vamzdyje pasiūlė tokią priklausomybę:

$$X_{cr1} = 12,9 \left( \frac{Gr_q}{Re} \right)^{-0,8} \quad (9)$$

Duomenys, gauti naudojant šią priklausomybę, taip pat pateikti ir 3 paveiksle (8 tiesė). Akivaizdu, jog tėkmė yra mažiau stabili priešingų krypčių tekmių atveju, nei vienkrypčių tekmių atveju, esant tam pačiam termogravitacijos parametru.

## 2.2. Tėkmės struktūra

Kvazistabiliomis sąlygomis detalus skaitinis modeliavimas buvo atliktas esant tam pačiam  $Re$  skaičiui ( $Re_m = 2\,545$ ), tačiau skirtingam šilumos srautui ant sienelės (t.y. skirtingam sienelės kaitinimui) siekiant išryškinti tėkmės struktūros ypatumus veikiant skirtingoms termogravitacijos jėgoms.

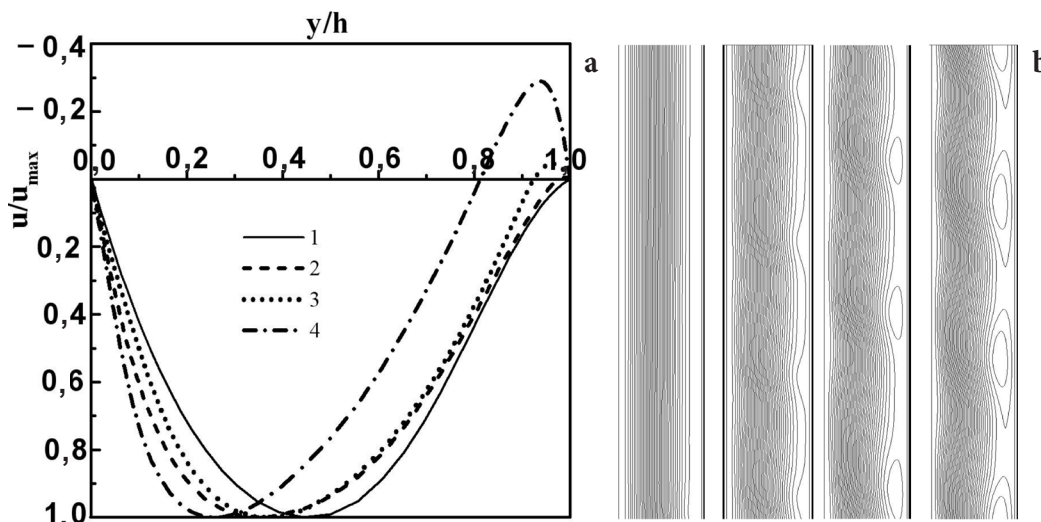
Greičio profiliai, kai  $Re_m = 2\,545$ , parodyti 4 paveiksle (a). Esant nežymiam sienelės kaitinimui (4 pav. a, 1 kreivė) oro tėkmė per visą kanalo skerspjūvį nukreipta žemyn (t.y. juda pagal priverstinio tekėjimo kryptį), o greičio profilis, prie kaitinamos sienelės ( $y/h = 1$ ) šiek tiek deformuotas, todėl maksimali greičio reikšmė yra pasislinkusi ties  $y/h \approx 0,44$ . Tačiau transformacijų pačioje tėkmėje nėra (4 pav. b, 1 vaizdas).

Didinant kaitinimą (didėja ir termogravitacijos jėgų poveikis), greičio profilis tampa asimetriškesnis (4 pav. a, 2 kreivė) ir, palyginti su prieš tai aptartuoju atveju, maksimali tėkmės greičio reikšmė dar labiau pasislenka nekaitinamos sienelės link (t.y. ties  $y/h \approx 0,35$ ). Dėl didesnio kaitinimo prie kaitinamos sienelės atsiranda tėkmės pulsacijos (4 pav. b, 2 vaizdas). Toliau labiau kaitinant, oro tėkmė prie kaitinamos sienelės jau pakeičia kryptį į priešingą priverstiniam tekėjimui (4 pav. a, 3 kreivė) ir yra nukreipta aukštyn, o kanalo centre – žemyn (t.y. išlaiko priverstinio tekėjimo kryptį). Maksimali greičio reikšmė, praktiškai, išlieka toje pačioje pozicijoje ( $y/h \approx 0,35$ ), kaip ir prieš tai buvusiu atveju. Greičio profilis tampa dar asimetriškesnis ir susidaro žymios lokalinės sukūrinės tėkmės išilgai kaitinamos sienelės (4 pav. b, 3 vaizdas).

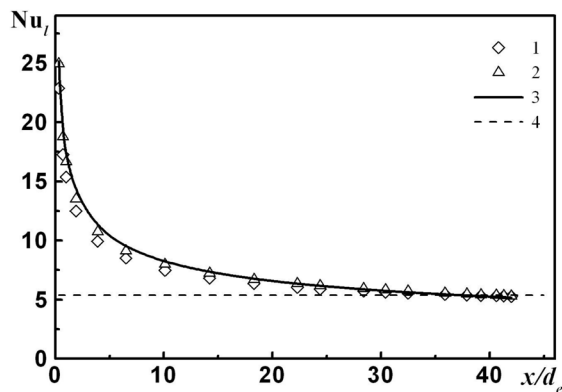
Kaitinimo padidėjimas sąlygoja didesnę greičio profilio asimetriškumą (4 pav. a, 4 kreivė) ir priešingos krypties (palyginus su priverstinio tekėjimo kryptimi) tėkmė prie kaitinamos sienelės užima didesnę skerspjūvio dalį (nuo  $y/h = 0,8$  iki  $y/h = 1$ ). Greičio maksimumas persislenka dar arčiau nekaitinamos sienelės ( $y/h \approx 0,25$ ). Tėkmės struktūroje (4 pav. b, 4 vaizdas) prie kaitinamos sienelės susidaro aiškūs sukūriniai tekėjimai ir todėl tėkmės kanalo centre kitimas tampa sinusoidinio pobūdžio. Tačiau šis kitimas išreikštas ne taip aiškiai, kaip buvo dvipusio kaitinimo atveju [1].

## 2.3. Šilumos atidavimas

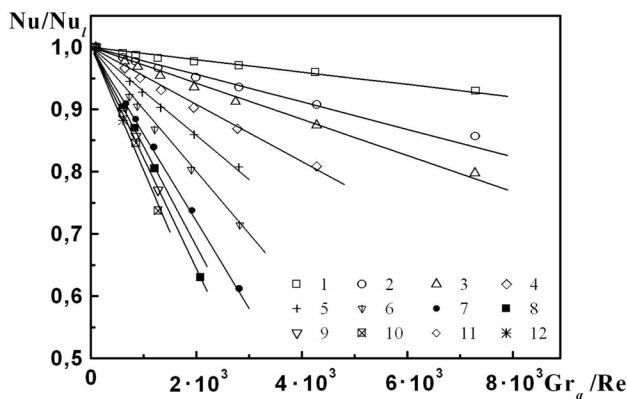
Norint apibendrinti šilumos mainų duomenis laminarinės mišrios konvekcijos atveju, juos tikslinga normalizuoti panaudojant šilumos atidavimo priverstinės konvekcijos atveju duomenis ( $Nu_f$ ). Skaitinio modeliavimo rezultatai priverstinės laminarinės konvekcijos atveju parodyti 5 paveiksle.



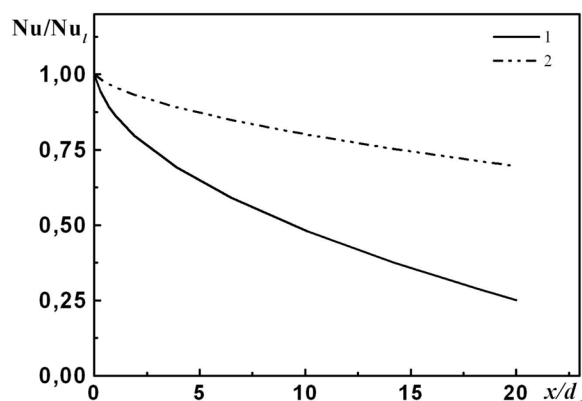
4 pav. Greičių profilių skerspjūvyje  $x/d_e = 25,7$  (a) ir tėkmės struktūros (srauto funkcijos) tarp pjūvių  $x/d_e = 24$  ir  $x/d_e = 28$  (b) kitimas vertikaliame plokščiajame kanale, atsižvelgus į termogravitacijos parametą  $Gr_q / Re_m$ , kai  $Re_m = 2\,545$ : 1 –  $Gr_q / Re_m = 1\,035$ ; 2 – 3 106; 3 – 6 210; 4 – 10 345



5 pav. Šilumos atidavimo kitimas pagal kanalo ilgį priverstinės laminarinės konvekcijos atveju. 1 –  $Re_m = 1686$ ,  $p = 0,1$  MPa; 2 –  $Re_m = 2199$ ,  $p = 0,1$  MPa; 3 – pagal (10) priklausomybę; 4 –  $Nu = 5,38$  [5]



6 pav. Santykinio šilumos atidavimo priklausomumas nuo  $Gr_q/Re$  esant įvairiems  $x/d_e$ : 1 –  $x/d_e = 0,3$ ; 2 –  $0,7$ ; 3 –  $1$ ; 4 –  $1,9$ ; 5 –  $3,9$ ; 6 –  $6,5$ ; 7 –  $10,1$ ; 8 –  $14,2$ ; 9 –  $18,3$ ; 10 –  $22,3$ ; 11 –  $35,9$ ; 12 –  $42$ . Taškai – modeliavimo rezultatai. Išsitiesinės linijos – pagal (11) priklausomybę



7 pav. Santykinio šilumos atidavimo priklausomumas nuo  $x/d_e$  kai  $Gr_q/Re = 4000$ : 1 – vienpusis kaitinimas; 2 – dvipusis kaitinimas

Buvo modeliuoti du laminarinio tekėjimo režimai, esant panašioms  $Re_m$  skaičiams ir tam pačiam slėgiui, t. y. 0,1 MPa. Stabilizuoto šilumos atidavimo zonoje  $Nu = 5,38$  ir sutampa su [5] duomenimis vienpusio kaitinimo atveju, kai  $q_w = \text{const}$ . Priverstinės konvekcijos skaitinių tyrimų rezultatams apibendrinti pasiūlyta priklausomybė:

$$Nu_l = 17,1(x/d_e)^{-0,32} \tag{10}$$

Ji apibendrina duomenis su mažesne nei 11 % neapibrėžtimi.

Santykinio šilumos atidavimo priklausomybė nuo termogravitacijos parametro  $Gr_q/Re$ , kai yra laminarinis tekėjimas, esant įvairiems  $x/d_e$ , parodyta 6 paveiksle. Čia  $Nu/Nu_l$  reikšmės atidėtos iki tėkmės atitrūkimo vietos (t. y. stabilumo praradimo vietos) kanale. Šiame paveiksle matyti, kad didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui santykinis šilumos atidavimas sumažėja didėjant  $x/d_e$  reikšmei, tačiau asimptotiškai artėja prie šilumos atidavimo, būdingo  $x/d_e \geq 20$  (t. y. kinta panašiai kaip ir dvipusio kaitinimo atveju [1]). Taigi, kai  $x/d_e \geq 20$ ,  $Nu/Nu_l$  stabilizuojasi pagal kanalo ilgį.

Modeliavimo rezultatams ( $90 \leq Gr_q/Re \leq 7,5 \cdot 10^3$ ,  $2100 \leq Re \leq 2400$ ) apibendrinti pasiūlyta priklausomybė:

$$\frac{Nu}{Nu_l} = 1 - C \cdot \left( \frac{Gr_q}{Re} \right); \tag{11}$$

čia  $C = 4,447 \cdot 10^{-5} (x/d_e)^{0,5} - 1,09 \cdot 10^{-5}$ . Kai  $x/d_e \geq 20$ ,  $C$  nebe-priklauso nuo  $x/d_e$  ir  $C = 1,98 \cdot 10^{-4}$ . Priklausomybė (11) apibendrina duomenis su mažesne kaip 10 % neapibrėžtimi.

Santykinio šilumos atidavimo kitimo nuo  $x/d_e$  palyginimas, kai  $Gr_q/Re = 4000$  esant vienpusiam ir dvipusiam kaitinimui, parodytas 7 paveiksle. Čia  $Nu/Nu_l$  vienpusio kaitinimo atveju buvo apskaičiuotas pagal (11) formulę, dvipusio – pagal formulę, pateiktą ankstesniame darbe [1]:

$$\frac{Nu}{Nu_l} = 1 - C \cdot \left( \frac{Gr_q}{Re} \right); \tag{12}$$

čia  $C = 7 \cdot 10^{-6} + 2 \cdot 10^{-6} \ln(x/d_e)$ ;  $D = 1,0499 + 0,0542 \cdot \ln(x/d_e)$ .

Matyti, kad santykinis šilumos atidavimas didėjant atstumui nuo kanalo kaitinimo pradžios vienpusio kaitinimo atveju (7 pav., 1 kreivė) sumažėja labiau, nei dvipusio kaitinimo atveju (7 pav., 2 kreivė).

### 3. IŠVADOS

Atlikus skaitinius mišrios konvekcijos (priešingų kryptių tėkmės) tyrimus pereinamojo tekėjimo zonoje vienpusio kaitinimo vertikaliame plokščiame kanale galima padaryti šias išvadas:

1. Esant pakankamai dideliame termogravitacijos jėgų poveikiui, prie kanalo sienelių, pagal jo ilgį, susiformuoja lokalinės cirkuliacinės tėkmės. Šis sukūrinis tekėjimas sukelia greičio profilių asimetriškumą ir suintensyvina šilumos atidavimą.

2. Nedimensinis atstumas ( $(x/d_e)_{cr1}$  arba  $X_{cr1}$ ), nuo kurio laminarinis tekėjimas praranda stabilumą (atitrūksta nuo sienelės), didėjant termogravitacijos jėgų poveikiui, kaip ir dvipusio kaitinimo atveju, mažėja. Šiai tėkmės stabilumo praradimo vietai nustatyti buvo pasiūlytos apibendrinančios priklausomybės.

3. Esant laminarinei mišriai konvekcijai vienpusio kaitinimo atveju šilumos atidavimas pagal kanalo ilgį sumažėja labiau, palyginus su priverstine konvekcija, nei dvipusio kaitinimo atveju.

### Žymėjimai

$b$  – kanalo plotis m,  
 $d_e$  – kanalo ekvivalentinis skersmuo,  $d_e = 2(hb) / (h + b)$ , m,  
 $g$  – laisvo kritimo pagreitis  $m/s^2$ ,  
 $h$  – kanalo aukštis m,  
 $q$  – šilumos srauto tankis  $W/m^2$ ,  
 $p$  – absoliutusias slėgis MPa,  
 $T$  – temperatūra K,  
 $u$  – vidutinis masinis tėkmės greitis  $m/s$ ,  
 $x$  – atstumas nuo kaitinimo pradžios m,  
 $y$  – skersinė koordinatė m.

### Graikiški žymėjimai

$\beta$  – temperatūrinio plėtimosi koeficientas  $1/K$ ,  
 $\lambda$  – šilumos laidumo koeficientas  $W / (m K)$ ,  
 $\nu$  – kinematinės klampos koeficientas  $m^2/s$ ,  
 $\mu$  – dinaminės klampos koeficientas Pa s.

### Nedimensiniai parametrai

$Gr_q$  – Grashofo skaičius,  $Gr_q = g \beta d_e^4 q_w / (\nu^2 \lambda)$ ,  
 $Pr$  – Prandtlio skaičius,  $Pr = \mu c_p / \lambda$ ,  
 $Re$  – Reinoldso skaičius,  $Re = u d_e / \nu$ ,  
 $X$  – nedimensinis atstumas,  $X = (x/d_e) / (Re Pr)$ .

### Indeksai

1 – pirma sienelė,  
 2 – antra sienelė,  
 $cr$  – krizinis,  
 $in$  – įtekėjime,  
 $l$  – be termogravitacijos jėgų įtakos,  
 $max$  – maksimalus,  
 $w$  – ant sienelės.

- Petukhov B. S., Genin L. G., Kovalyov S. A. Teploobmen v yadernykh ustanovkakh. Moskva: Energoatomizdat, 1986.
- Petukhov B. S., Polyakov A. F. Teploobmen pri smeshanoy turbulentnoy konvekcii. Moskva: Nauka, 1986.

Arūnas Sirvydas, Giedrius Drumstas, Robertas Poškas

### NUMERICAL INVESTIGATIONS OF OPPOSING MIXED CONVECTION HEAT TRANSFER IN VERTICAL FLAT CHANNEL

#### 3. LAMINAR MIXED CONVECTION AND TRANSITION TO VORTEX FLOW IN CASE OF ONE-SIDE HEATING

#### Summary

In this paper, we present results on numerical investigation of local opposing mixed convection heat transfer in a vertical flat channel with one-side heating in the laminar and vortex (transitional) regions. The investigations were performed in the steady state airflow of different pressures (0.1, 0.2 and 0.4 MPa) in the  $Re_m$  range from  $1.5 \cdot 10^3$  to  $2.5 \cdot 10^3$  and  $Gr_q$  from  $1.8 \cdot 10^5$  to  $2.6 \cdot 10^7$ . The value of heat flux on the wall was widely varied in order to achieve different buoyancy effect.

Numerical modelling with one-side heating demonstrates that under a small buoyancy effect, as in case of symmetrical heating, there are only small transformations in the velocity profile, but the flow is oriented downward. With an increase of buoyancy forces, the flow separation from the heated wall occurs at some distance from the beginning of the heated channel section. With a further increase of buoyancy, the position of flow separation moves towards the beginning of the heated section. The channel wall temperature noticeably decreases at the flow separation point (due to occurrence of vortices at the wall).

Relative heat transfer along the channel was also analysed. In case of laminar mixed convection for the one-side heating case, relative heat transfer along the channel decreased more significantly (in comparison with forced convection) than in case of two-side heating.

Correlations for the determination of the position of flow separation from the wall (loss of stability of the flow) and heat transfer in case of one-side heating were also proposed.

**Key words:** opposing mixed convection, transition region, numerical modelling, vertical flat channel, one-side heating, heat transfer, flow stability loss

Gauta 2008 12 01

Priimta 2009 07 14

### Literatūra

- Sirvydas A., Poškas R. Šilumos atidavimo skaitiniai tyrimai vertikaliame plokščiame kanale mišrios konvekcijos atveju priešingų kryptų tėkmėse. 1. Laminarinė mišri konvekcija bei perėjimas į sukurinį tekėjimą esant simetriniam dvipusiam kaitinimui // Energetika. 2005. Nr. 3. P. 10–16.
- Sirvydas A., Poškas R. Šilumos atidavimo skaitiniai tyrimai vertikaliame plokščiame kanale mišrios konvekcijos atveju priešingų kryptų tėkmėse. 2. Sukurinis tekėjimas esant simetriniam dvipusiam kaitinimui // Energetika. 2006. Nr. 1. P. 9–15.
- FLUENT User's Guide. Fluent Inc., 2006.

Арунас Сирвидас, Гедрюс Друмстас, Робертас Пошкас

**ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОТДАЧИ  
ПРИ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПЛОСКОМ  
ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ В УСЛОВИЯХ  
ПРОТИВОПОЛОЖНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ПОТОКОВ  
3. ЛАМИНАРНАЯ СМЕШАННАЯ КОНВЕКЦИЯ  
И ПЕРЕХОД В ВИХРЕВОЕ ТЕЧЕНИЕ В СЛУЧАЕ  
ОДНОСТОРОННЕГО НАГРЕВА**

*Резюме*

В настоящей статье приводятся результаты численного исследования структуры потока и теплоотдачи при одностороннем нагреве плоского вертикального канала в зоне ламинарного вихревого (переходного) течения при противоположных направлениях смешанной конвекции. Моделирование проводилось в потоке воздуха (0,1; 0,2 и 0,4 МПа) при стационарном течении для  $Re_m$  от  $1,5 \cdot 10^3$  до  $2,5 \cdot 10^3$  и  $Gr_i$  от  $1,8 \cdot 10^5$  до  $2,6 \cdot 10^7$ . Тепловой поток менялся в широком диапазоне для получения разного воздействия сил плавучести.

Исследования показали, что при незначительном влиянии сил плавучести, как и в случае двухстороннего нагрева, в профиле скорости видна только незначительная трансформация, но поток воздуха по всему сечению канала направлен вниз (т. е. по направлению вынужденного течения). С увеличением нагрева увеличивается воздействие силы плавучести и при определенном расстоянии от начала обогрева поток отрывается от стенки канала (происходит потеря стабильности потока). При дальнейшем увеличении нагрева точка отрыва потока перемещается в сторону начала обогрева. На месте отрыва потока теплоотвод увеличивается (из-за образовавшихся вихрей у стенки канала) и температура стенки канала значительно падает.

Проанализировано и изменение относительной теплоотдачи по длине канала. Было определено, что при смешанной конвекции в случае одностороннего нагрева теплоотдача по длине канала уменьшается больше по сравнению с вынужденной конвекцией, чем в случае двухстороннего нагрева.

В результате анализа предложены обобщающие зависимости для определения положения точки отрыва потока (образования вихревого потока) и теплоотдачи.

**Ключевые слова:** противоположные направления смешанной конвекции, переходная зона течения, численное моделирование, вертикальный плоский канал, односторонний нагрев, теплоотдача, потеря стабильности потока