

KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS

STASYS GASIŪNAS

TARPFAZINĖS ŠLYTIES TYRIMAS
BESIKONDENSUOJANČIOJE VANDENS IR
GARO TĖKMĖJE HORIZONTALIAME
KANALE

Daktaro disertacija
Technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija (06T)

2018, Kaunas

Disertacija rengta 2003–2007 m. Lietuvos energetikos institute, Branduolinių įrenginių saugos laboratorijoje, studijuojant energetikos ir termoinžinerijos (06T) mokslo krypties doktorantūroje ir 2017–2018 m. Kauno technologijos universitete, Mechanikos inžinerijos ir dizaino fakultete, Šilumos ir atomo energetikos katedroje. Disertacija ginama eksternu.

Mokslinis konsultantas:

Doc. dr. Raimondas PABARČIUS (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T).

Redagavo: Stefanija Skebienė

Energetikos ir termoinžinerijos mokslo krypties disertacijos gynimo taryba:

Prof. habil. dr. Gintautas MILIAUSKAS (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T) – tarybos pirmininkas,

Prof. habil. dr. Juozas AUGUTIS (Vytauto Didžiojo universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T),

Dr. Algis DŽIUGYS (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T),

Prof. habil. dr. Vytautas MARTINAITIS (Vilniaus Gedimino technikos universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T),

Dr. Sigitas RIMKEVIČIUS (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – 06T).

Disertacija bus ginama viešame energetikos ir termoinžinerijos mokslo krypties disertacijos gynimo tarybos posėdyje 2018 m. spalio 23 d. 14 val. Kauno technologijos universiteto Rektorato salėje.

Adresas: K. Donelaičio g. 73-402, 44249 Kaunas, Lietuva.

Tel. 8 37 300042; el. paštas: doktorantura@ktu.lt

Disertacija išsiųsta 2018 m. rugsėjo 21 d.

Su disertacija galima susipažinti internetinėje svetainėje <http://ktu.edu> ir Kauno technologijos universiteto bibliotekoje (K. Donelaičio g. 20, 44239 Kaunas) bei Lietuvos energetikos institute (Breslaujos g. 3, Kaunas).

© S. Gasiūnas, 2018

ISBN 978-609-02-1499-2

Leidinio bibliografinė informacija pateikiama Lietuvos nacionalinės Martyno Mažvydo bibliotekos Nacionalinės bibliografijos duomenų banke (NBDB).

KAUNAS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

STASYS GASIŪNAS

**INVESTIGATION OF INTERFACIAL SHEAR
IN CONDENSING STEAM-WATER FLOW
THROUGH A HORIZONTAL CHANNEL**

Doctoral Dissertation

Technological Sciences, Energetics and Power Engineering (06T)

2018, Kaunas

Dissertation was prepared during the period 2003–2007 at Lithuanian Energy Institute, Laboratory of Nuclear Installation Safety studying Energetics and Power Engineering (06T) and 2017–2018 at Kaunas University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering and Design, Department of Thermal and Nuclear Energy. The dissertation is defended extramurally.

Scientific adviser:

Assoc. Prof. Dr. Raimondas PABARČIUS (Kaunas University of Technology, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T).

Editor: Jūratė Kulčickytė-Gutaitė

Dissertation Defence Board of Energetics and Power Engineering Science Field:

Prof. Dr. Habil. Gintautas MILIAUSKAS (Kaunas University of Technology, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T) – **chairman**,

Prof. Dr. Habil. Juozas AUGUTIS (Vytautas Magnus University, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T),

Dr. Algis DŽIUGYS (Lithuanian Energy Institute, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T),

Prof. Dr. Habil. Vytautas MARTINAITIS (Vilnius Gediminas Technical University, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T),

Dr. Sigitas RIMKEVIČIUS (Lithuanian Energy Institute, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering – 06T).

The official defence of the dissertation will be held at 2 p.m. on 23 October, 2018 at the public meeting of Dissertation Defence Board of Energetics and Power Engineering Science Field in Rectorate Hall at Kaunas University of Technology.

Address: K. Donelaičio str. 73-402, LT-44249 Kaunas, Lithuania.

Tel. no. (+370) 37 300 042; e-mail doktorantura@ktu.lt.

Dissertation was sent on 21 September, 2018.

The doctoral dissertation is available on the internet <http://ktu.edu> and at the libraries of Kaunas University of Technology (K. Donelaičio str. 20, 44239 Kaunas, Lithuania) and Lithuanian Energy Institute (Breslaujos g. 3, 44403 Kaunas, Lithuania).

TURINYS

ŽYMĖJIMAI.....	5
1. ĮVADAS.....	7
2. DVIFAZĖS TĖKMĖS TYRIMŲ HORIZONTALIUOSE KANALUOSE APŽVALGA.....	12
2.1. Tarpfazinė šlytis stratifikuotose dvifazėse tėkmėse.....	12
2.2. Tekėjimą apibūdinantys panašumo kriterijai.....	15
2.2.1. Reinoldso kriterijus.....	15
2.2.2. Būdingasis matmuo dvifazėse tėkmėse.....	16
2.2.3. Sienuose šūrkštumas ir Reinoldso kriterijus.....	16
2.2.4. Reinoldso kriterijus atviruose kanaluose.....	17
2.2.5. Trinties Reinoldso kriterijus.....	17
2.2.6. Bingamo kriterijus.....	18
2.2.7. Pasienio sluoksnio kriterijus.....	19
2.3. Dvifazis adiabatiniis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose.....	19
2.4. Dvifazis besikondensuojantis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose.....	24
2.5. Literatūros apžvalgos apibendrinimas ir mokslinės problemos formulavimas.....	29
3. EKSPERIMENTINIS STENDAS IR METODIKA BESIKONDENSUOJAN- ČIAI DVIFAZEI TĖKMEI TIRTI.....	32
3.1. Eksperimentinis stendas.....	32
3.1.1. Eksperimentinio kanalo matmenų pasirinkimas.....	32
3.1.2. Stendo schema ir darbo principas.....	35
3.2. Matavimų metodika.....	37
3.2.1. Garo greičio profilių matavimas.....	37
3.2.2. Vandens temperatūros išilginio profilio matavimas.....	39
3.2.3. Sukondensuojamo garo srauto skaičiavimas.....	40
3.2.4. Šilumos perdavimo koeficiento skaičiavimas.....	42
3.2.5. Eksperimentinių rezultatų neapibrėžties analizė.....	42
4. SKAIČIUOJAMOSIOS HIDRODINAMIKOS PROGRAMA IR METODIKA TARPFAZINEI ŠLYČIAI MODELIUOTI VANDENS IR GARO TĖKMĖJE.....	46
4.1. Fluent programos struktūra.....	46
4.2. Pagrindinės tvermės lygtys ir jų sprendimas.....	47
4.3. Turbulentinio tekėjimo modelio parinkimas.....	49
4.4. κ - ω turulencijos modelis.....	51
4.5. Modelio tinklėlio parinkimas.....	52
4.6. Kondensacijos imitavimas skaitiniame modelyje.....	53
4.7. Tarpfazinės šlyties nustatymas.....	55
4.8. Ribinės ir pradinės modeliavimo sąlygos.....	55
5. TURBULENTIŠKUMO ĮVERTINIMO METODIKA.....	57
5.1. Klasikinis Reinoldso ir naujai siūlomas Šlyties kriterijai vienfaziam skysčio tekėjimui.....	58
5.2. Šlyties kriterijus nesikondensuojančiam skysčio ir dujų tekėjimui.....	61

5.3. Šlyties kriterijus besikondensuojančiam skysčio ir dujų tekėjimui.....	63
6. TARPFAZINĖS ŠLYTIES IR TURBULENCIJOS VANDENYJE TYRIMO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS.....	64
6.1. Garo greičio ir kondensacijos įtaka tarpfazinei šlyčiai.....	64
6.2. Tarpfazinės šlyties įtaka turbulencijai vandenyje ir šilumos perdavimo koeficientui.....	74
6.3. Dvifazio tekėjimo turbulencijos įvertinimas Reinoldso ir Šlyties kriterijais.....	80
7. IŠVADOS.....	84
8. SUMMARY.....	85
9. LITERATŪRA.....	112
10. CURRICULUM VITAE.....	117
11. MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS.....	119
PUBLIKACIJŲ KOPIJOS.....	121
PRIEDAS.....	154

ŽYMĖJIMAI

A – plotas m^2 ;
 c_p – savitoji šiluminė talpa $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$;
 C – konstanta;
 D – kanalo skersmuo m ;
 D_{eq} – ekvivalentinis kanalo skersmuo ($D_{eq} = 4A/P$) m ;
 f – trinties koeficientas (pagal Fanning);
 g – laisvojo kritimo pagreitis m/s^2 ;
 G – santykinis sukondensuojamo garo srautas %;
 h – entalpija kJ/kg ;
 h_{fg} – slaptoji garavimo šiluma kJ/kg ;
 k – šilumos perdavimo koeficientas $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$;
 H – aukštis m ;
 H_f – vandens aukštis m ;
 L – ilgis m ;
 M – masinis srautas kg/s ;
 p – slėgis Pa ;
 P – perimetras m ;
 Pr – Prandtlio kriterijus;
 Q – šilumos srautas kW ;
 Re – Reinoldso kriterijus;
 Re_τ – trinties Reinoldso kriterijus;
 S – dėl išorinio poveikio atsirandantis pridėtinis masės, judesio kiekio arba šilumos narys;
 Sn – naujasis Šlyties kriterijus;
 t – laikas s ;
 T – temperatūra $^\circ\text{C}$;
 U – greitis m/s ;
 W – kanalo plotis m ;
 x – ašinė koordinatė;
 y – skersinė koordinatė.

Graikiški simboliai

α – tūrinė dalis;
 δ – pasvirimo kampas nuo horizontalės;
 ∇ – gradiento (vektoriaus diferencialinis) operatorius;
 ε – sienelės šiurkštumas m ;
 μ – dinamine klampa $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$;
 κ – turbulencijos kinetinė energija m^2/s^2 ;
 λ – šilumos laidumo koeficientas $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$;
 ρ – tankis kg/m^3 ;
 Φ – sukondensuojamo garo srauto tankis $\text{kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$;

τ – tarpfazinė šlytis Pa;
 ω – specifinė turbulencijos disipacija 1/s;
 Γ – masės srauto tankis $\text{kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)$;
 v – kinematinė klampa m^2/s .

Apatiniai indeksai:

air – oras;
av – vidutinė;
c – kondensacijos;
ch – kanale, kanalo;
e – atstumas, reikalingas pasiekti išsivysčiusį greičio profilį;
ef – efektinė;
eq – ekvivalentinis;
ex – išorinis;
f – skysčio fazė;
g – dujų fazė;
i – tarpfazinis paviršius;
in – įtekantis, pradinis;
j – ribinis paviršius: sienelė arba tarpfazinis paviršius;
lam – laminarinis;
max – maksimalus, didžiausias;
out – ištekantis;
p – p-oji fluideo fazė;
s – tariamasis (angl. *superficial*);
sat – sotinimo būseną;
stat – statinis;
tot – totalus;
turb – turbulentinis;
vis – klampus;
q – q-oji fluideo fazė;
w – sienelė;
wat – vanduo.

1. ĮVADAS

Kondensacija yra vienas sudėtingiausių procesų fluidų mechanikos mokslo srityje. Dėl savo ypatybių šis procesas vis dar nėra ištirtas iki pakankamo fundamentinio supratimo, o iki šiol naudojamos įvairios koreliacijos kondensacijos vyksmui aprašyti neįvertina visų kondensaciją lydinčių reiškinį. Tai kelia sunkumų kuriant ir tobulinant techninę įrangą, optimizuojant įvairius technologinius procesus. Lietuvos energetikos institute (LEI) daugiau nei dešimtmetį vykdomi moksliniai tyrimai, siekiant ištirti besikondensuojančio dvifazio tekėjimo ypatumus, kondensaciją sąlygojančius veiksnius bei nustatyti fazių kaitos dėsningumus. Staigios kondensacijos tyrimams buvo sukonstruotas cilindro formos eksperimentinis stendas, jame gauti kondensacijos pliūpsniai (labai dideli intensyvumo šuoliai) aprašyti ir paskelbti straipsniuose (Almenas, Pabarčius ir Šeporaitis, 2001, 2002, 2006; Pabarčius, Šeporaitis ir Almenas, 2003a, 2003b, 2003c; Šeporaitis, Pabarčius ir Almenas, 2002, 2003, 2006). Prognoziniai modeliavimo rezultatai RELAP programa (Valinčius ir kt., 2014) parodė, kad branduolinėje jėgainėje veiktų pasyvaus aušinimo kontūras dėl kondensacijos pliūpsnių sukeltų slėgių skirtumų specialiaame įrenginyje, į kurį natūralia cirkuliacija patenka garas ir aušinimo kontūro vanduo. Sukauptos žinios bei įgyta patirtis leido gilintis į tarpfazinio paviršiaus problematiką. Šioje disertacijoje pristatomi tarpfazinės šlyties besikondensuojančioje garo ir vandens horizontaliai stratifikuotoje tėkmėje tyrimai. Specialiai sukonstruotame horizontaliaame stačiakampiame kanale atlikti eksperimentiniai ir skaitiniai tyrimai buvo apibendrinti šlyties priklausomybe nuo sukondensuojamo garo srauto ant tarpfazinio paviršiaus įvertinant tėkmės parametrus (fazių greičius, tarpfazinį paviršiaus plotą bei vandens tankį).

Dvifazės tėkmės tyrimo eigoje išryškėjo tarpfazinės šlyties svarba skysčio turbulentiškumui. Disertacijoje pristatomi eksperimentinių matavimų rezultatai parodė, kad besikondensuojančios dvifazės tėkmės horizontaliaame kanale skysčio fazės tekėjimas pereina į turbulentinį, nors standartiškai apskaičiuotas Reinoldso kriterijus rodo laminarinį. Tokį reiškinį patvirtina palyginimas su kitų autorių eksperimentiniais duomenimis. Reinoldso kriterijus gerai apibrėžia vienfazio tekėjimo turbulenciją ir tekėjimo režimų pasikeitimo ribas uždaramame kanale, kai tėkmę ribojančios sąlygos yra pastovios. Tačiau tekant keliems fluidams, Re kriterijaus taikymas tampa komplikuoju. Prof. K. Almeniui pasiūlius naują turbulentiškumą apibrėžiančio kriterijaus koncepciją, prisidėjau prie jo plėtojimo bei atlikau jo pagrindimą remdamasis savo ir kitų autorių atliktais eksperimentais dvifazėje horizontalioje tėkmėje kanale.

Disertacija rengta 2003–2018 m. Lietuvos energetikos institute, Branduolinių įrenginių saugos laboratorijoje, vykdant Lietuvos valstybės biudžeto subsidijomis finansuojamus darbus: „Kondensacijos pliūpsnio tyrimas esant dvifazės sistemos hidrodinaminiam nestabilumui“ (2003–2005), „Kondensacijos įtakos tarpfazinio paviršiaus stabilumui tyrimas“ (2006–2008), „Besikondensuojančio dvifazio tekėjimo eksperimentinis ir skaitinis tyrimas“ (2009–2011), taip pat institucinė

ilgalaikę mokslinių tyrimų programą „Vienfazių ir dvifazių srautų dinamikos, šilumos ir masės pernašos procesų tyrimas“ (2012–2016).

Darbo aktualumas

Mokslinėje literatūroje paskelbta nedaug duomenų apie stratifikuotos besikondensuojančios garo ir vandens tėkmės uždaramame kanale eksperimentus. Tiesioginė kondensacija ant stratifikuoto horizontalaus vandens paviršiaus yra kintanti ir glaudžiai tarpusavyje sąveikaujanti dviejų fazių sistema. Tarpusavio sąveika keičia impulso, šilumos ir masės tarpfazinį pernešimą. Tarpfazinių mainų eksperimentai sudėtingi, reikalauja brangios matavimo įrangos, jie imlūs laikui, o analitinis vertinimas naudojant viešai skelbiamą informaciją dažniausiai neįmanomas dėl to, kad ji yra nepakankama arba nepakankamai tiksli. Šiuo metu skaičiuojamosios hidrodinamikos programose siūlomi fazinių virsmų modeliai yra išplėtoti konkreitiems dvifazio tekėjimo atvejams ir vis dar nėra sujungti. Šiam darbui aktualūs naujausi kondensacijos modeliai nėra pakankamai ištobulinti, todėl vis dar reikalauja įvesti išankstinę šilumos ir masės mainus apibūdinančią koreliaciją tarpfaziniame paviršiuje. Taigi, visi šie aspektai leidžia konstatuoti, kad tarpfazinės šlyties tyrimai dvifazėje tėkmėje yra ypač aktualūs ir fundamentinio mokslo plotmei.

Šiame darbe gauti rezultatai, tikėtina, bus aktualūs programų paketų kūrėjams ir kitiems tyrėjams sudarant skaitinius modelius, taip pat pramoninių šilumokaitos įrenginių projektuotojams.

Darbo tikslas

Nustatyti kondensacijos įtaką tarpfazinei garo ir vandens šlyčiai horizontalioje stratifikuotoje tėkmėje ir pagrįsti naują turbulentiškumo kriterijų dvifazei tėkmei, vertinant šlyties jėgą, kuri sukelia turbulenciją tarpfaziniame paviršiuje.

Darbo uždaviniai

1. Eksperimentiškai ištirti kondensacijos ant vandens paviršiaus įtaką garo greičiui prie tarpfazinio paviršiaus garo ir vandens tėkmėje.

2. Įvertinti kondensacijos įtaką tarpfazinei šlyčiai garo ir vandens tėkmėje, pasitelkiant eksperimentinius matavimus ir skaitinį modeliavimą.

3. Eksperimentiškai įvertinti vandens turbulentiškumą stratifikuotoje garo ir vandens tėkmėje ir nustatyti šilumos perdavimo nuo vandens paviršiaus gilyn ypatumus.

4. Parinkti ir pagrįsti panašumo kriterijų, kuriuo būtų galima tiksliau apibūdinti skysčio turbulentiškumą dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje.

Darbo mokslinis naujumas

Stačiakampiniame horizontaliame kanale eksperimentiškai ir skaitiškai tiriant ant vandens paviršiaus besikondensuojančio garo įtaką pasrovinės stratifikuotos tėkmės garo greičių laukui ir tarpfazinei šlyčiai sukurta dvifazių tėkmių tyrimo metodika. Remiantis eksperimentinio ir skaitinio tyrimo rezultatais nustatytas kondensacijos įtakos tarpfazinei šlyčiai dėsningumas ir išvesta jį aprašanti lygtis.

Pagrįstas naujas panašumo kriterijus, t. y. Sn kriterijus, kuris stratifikuotoje dvifazėje nesikondensuojančioje ir besikondensuojančioje tėkmėje tiksliau įvertina turbulenciją skystyje nei klasikinis Re kriterijus.

Darbo praktinė vertė

Kondensacijos įtakos tarpfazinei šlyčiai tyrimo metu nustatytas dėsningumas gali būti panaudotas tobulinant besikondensuojančios stratifikuotos dvifazės tėkmės skaitinius modelius.

Tyrimo metu pagrįstas ir išplėtotas naujas Sn kriterijus tiksliau apibūdina skysčio turbulentiškumą bei tėkmės režimų kaitą dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje nei klasikinis Re kriterijus. Projektuojant įrenginius ir jų sistemas, kuriuose teka skystis ir dujos ir tarp kurių yra didelis greičių skirtumas, reikia žinoti tekėjimo režimą. Turbulentiškumas turi labai didelę įtaką šilumos mainams, o Reinoldso kriterijus tokiose tėkmėse netiksliai įvertina turbulentiškumą. Naujasis Šlyties kriterijus tiksliau įvertina turbulentiškumą skysčio tėkmėje, todėl Sn gali būti naudojamas šiluminės fizikos srityje, analizuojant ir projektuojant dvifazes nesikondensuojančias ir, o tai ypač svarbu, besikondensuojančias tėkmes šilumokaitos įrenginiuose, pavyzdžiui, garo ir vandens sistemose, pramonės technologiniuose įrenginiuose bei jų tiekimo linijose, taip pat (bio)chemijos reaktyviose sistemose.

Ginamieji disertacijos teiginiai

1. Tekančiam garui kondensuojantis ant lėčiau tekančio vandens paviršiaus, padidėja garo greitis prie tarpfazinio paviršiaus ir šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje.

2. Garo ir vandens tėkmėje didėjant šlyčiai tarpfaziniame paviršiuje, didėja perduodamos šilumos srautas į vandens gilumą.

3. Naujasis Sn kriterijus dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje tiksliau, nei klasikinis Re kriterijus, įvertina turbulenciją skystyje bei laminarinio/turbulentinio skysčio tekėjimo režimo kaitą.

Darbo aprobavimas

Disertacijos tema paskelbti 2 moksliniai straipsniai „*Clarivate Analytics*“ duomenų bazėje „*Web of Science Core Collection*“ referuojamame leidinyje bei 4 moksliniai straipsniai mokslo leidinyje, registruotame tarptautinėje mokslinės informacijos duomenų bazėje. Rezultatai pristatyti 1 tarptautinėje konferencijoje užsienyje ir 1 konferencijoje Lietuvoje.

Darbo struktūra ir apimtis

Disertaciją sudaro įvadas, literatūros apžvalga, eksperimentų aprašymas ir matavimų metodika, skaitinio modelio aprašymas ir metodika, rezultatai ir jų aptarimas, išvados, literatūros sąrašas, disertacijos tema paskelbtų mokslinių publikacijų sąrašas ir priedas. Darbo apimtis 156 puslapiai, iš jų 48 paveikslai, 7 lentelės, 89 nuorodos į literatūros šaltinius ir priedas.

2. DVIFAZĖS TĖKMĖS TYRIMŲ HORIZONTALIUOSE KANALUOSE APŽVALGA

Šiame skyriuje apžvelgiami viešojo spaudoje publikuoti darbai, kuriuose nagrinėjami stratifikuoti dvifaziai tekėjimai įvairios geometrijos horizontaliuose kanaluose. Dauguma tyrimų atlikti adiabatiniėje oro ir vandens tėkmėje, tačiau per pastarąjį dešimtmetį vis daugėja dvifazių besikondensuojančių tėkmių tyrimų. Dauguma tokių tyrimų atlikti horizontaliuose vamzdžiuose, o stačiakampiuose kanaluose rečiau. Daugiausiai dėmesio skiriama dvifazių tėkmių tarpfaziniame paviršiuje vykstantiems reiškiniams nagrinėti. Literatūros apžvalga apima adiabatines ir besikondensuojančias tėkmes vamzdžiuose ir stačiakampiuose horizontaliuose kanaluose. Atlikta apžvalga pagrindžia tyrimo kryptį ir reikšmę, padeda suprasti įvairius reiškinius, taip pat turėjo įtakos eksperimentinio kanalo matmenų parinkimui. Skyriaus medžiaga suskirstyta į keturias dalis: tarpfazinė šlytis stratifikuotose dvifazėse tėkmėse, dvifazis adiabatinis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose, dvifazis besikondensuojantis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose ir literatūros apžvalgos apibendrinimas ir darbo uždavinių formulavimas.

2.1. Tarpfazinė šlytis stratifikuotose dvifazėse tėkmėse

Fluidų mechanikoje šlytimi laikoma trinties jėga τ , veikianti tarp fluido sluoksnių tangentine tekėjimui kryptimi, tenkanti ploto vienetui. Nesikondensuojančioje tėkmėje tarpfazinę šlytį galima įvertinti pagal fazių greičių skirtumą ir tarpfazinę trintį, panaudojant kitų tyrėjų eksperimentiškai išvestas tarpfazinės trinties koreliacijas (žr. 2.1 lentelę):

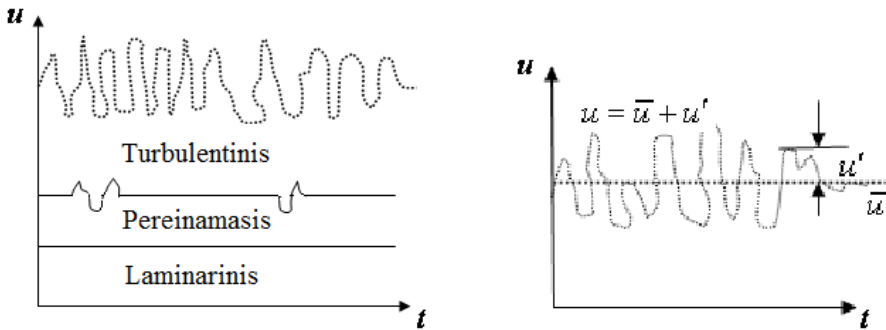
$$\tau_{i,g} = f_{i,g} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2 \quad (1)$$

Besikondensuojančiai tėkmei eksperimentinių koreliacijų rasti nepavyko. Šlytis tiesiogiai nepamatuojama, tačiau ją galima nustatyti keletu būdų. Paprasčiausia tai padaryti būtų pagal išmatuoto statinio slėgio pokytį kanale. Deja, šis būdas turi didelę neapibrėžtį, jei vyksta faziniai virsmai. Kitas būdas nustatyti tarpfazinę šlytį, kaip parodyta (2) lygtyje, reikalauja detalaus greičio pamatavimo pasienyje su tarpfaziniu paviršiumi. Jei tarpfaziniame paviršiuje kyla bangos, tuomet šis būdas nėra patikimas.

Laminarinėje tėkmėje laikoma, kad nėra greičio pulsacijų, todėl šlytis buvo tiesiogiai susieta su greičio gradientu ir proporcingumo koeficientu – dinamine klampa (2). Dinaminė klampa atspindi vidinę trintį tarp gretimų fluido sluoksnių, judančių skirtingais greičiais. Arti sienelės fluidas teka laminariškai dėl laminarinio pasienio sluoksnio susidarymo, todėl šlytis prie sienelės skaičiuojama kaip laminarinėje tėkmėje (Kundu, Cohen ir Dowling, 2012):

$$\tau_w = \mu \frac{dU_x}{dy} \quad (2)$$

Turbulentinėje tėkmėje greitis tame pačiame taške pagal laiko koordinatę kinta sparčiai (kelios milisekundės) ir atsitiktinai (Munson, Young ir Okiishi, 2002) (2.1 pav.).



2.1 pav. Vidutinis ir pulsacinis turbulentinis greitis (Munson, 2002)

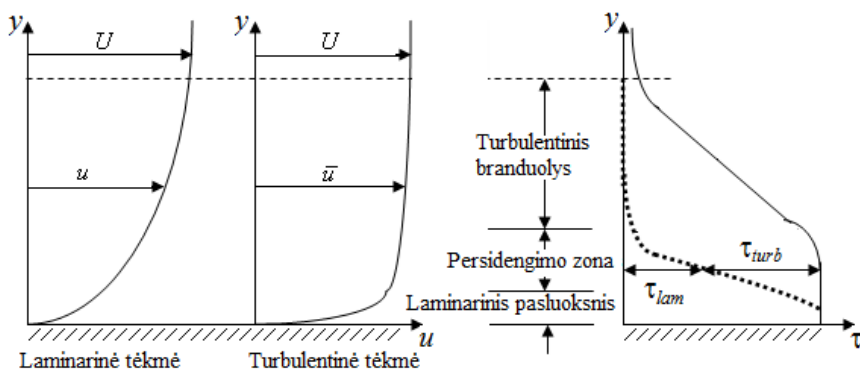
CFD tipo programose dažniausiai naudojami RANS (angl. *Reynolds averaged Navier-Stokes*) turbulencijos modeliai. Šis Reinoldso vidurkinimo pagal laiką metodas paremtas turbulentinio greičio išskaidymu į vidutinio turbulentinio greičio ir pulsacinio greičio dedamąsias. Taip išskaidomas ir slėgis. Vidurkinimo laiko periodas priimamas ilgesnis už pulsacijos laiko periodą.

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x, \quad u_y = \bar{u}_y + u'_y, \quad u_z = \bar{u}_z + u'_z, \quad p = \bar{p} + p' \quad (3)$$

Turbulentinėje tėkmėje šlytis susideda iš laminarinio nario, kuriame figūruoja suvidurkintas greitis, ir turbulentinio nario, kuriame figūruoja pulsacinės greičio dedamosios (Munson ir kt., 2002):

$$\tau_{yx} = \mu \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} - \overline{\rho u'_x u'_y} \quad (4)$$

Antrasis lygties narys dar vadinamas Reinoldso įtempiais, jis yra reikšmingas turbulentinėje zonoje, o laminarinėje pasienio zonoje lygus 0. Teorinė turbulentinės tėkmės šlytis pavaizduota 2.2 pav. Turbulentinio pasienio sluoksnio šlyties profilis suskirstytas į laminarinio pasluoksnio zoną, kurioje vyrauja laminarinė šlytis, ir turbulentinę išorinę zoną, kurioje vyrauja turbulentinė šlytis. Šios dvi zonos persidengdamos sukuria trečią – pereinamąją zoną, kurioje abu šlyties tipai reikšmingi (Liutikas, Gudzinskas, 2001).



2.2 pav. Teoriniai greičio ir šlyties profiliai (Liutikas, 2001)

Pirmieji stratifikuotas tėkmės tyrinėjo Taitel ir Dukler (1976a, 1976b) pasvirusiuose ir horizontaliuose vamzdžiuose. Tyrimo metu buvo išvestos dvi lygtys, apibūdinančios stratifikuotą dujų ir skysčio tėkmę apvaliame vamzdyje ir įvertinančios tėkmės geometriją bei šlytį tarp fluido ir sienelės. Pirmoji lygtis išvesta skysčio fazei (5), antroji dujų fazei (6):

$$-\sum_f \left(\frac{dp}{dx} \right) - \tau_{w,f} \cdot P_{w,f} + \tau_i \cdot P_i + \rho_f \cdot \sum_f g \cdot \sin\delta = 0 \quad (5)$$

$$-\sum_g \left(\frac{dp}{dx} \right) - \tau_{w,g} \cdot P_{w,g} + \tau_i \cdot P_i + \rho_g \cdot \sum_g g \cdot \sin\delta = 0 \quad (6)$$

Apžvelgiant Taitel ir Dukler bei kitų tyrėjų darbus, pagrindinis skirtumas šlyties įvertinime yra trinties koeficientas:

$$\tau_{w,f} = f_{w,f} \frac{\rho_f \cdot U_f^2}{2}, \quad \tau_{w,g} = f_{w,g} \frac{\rho_g \cdot U_g^2}{2}, \quad \tau_i = f_i \frac{\rho_g \cdot (U_g - U_f)^2}{2} \quad (7)$$

Blasius (1912) buvo pirmasis, kuris aprašė trinties koeficientą vienfazėje tėkmėje tarp fluido ir sienelės pagal Re kriterijų. Dvifazėje tėkmėje taip pat nesunkiai nustatomi trinties koeficientai tarp fluido ir sienelės, tačiau sunkumai iškyla nagrinėjant tarpfazinį paviršių. Keleto tyrėjų nustatyti tarpfazinės šlyties koeficientai pateikti 2.1 lentelėje. Agrawal, Gregory ir Govier (1973) aprašė jį kaip funkciją nuo tariamojo $Re_{s,g}$ kriterijaus, apskaičiuojamo pagal tariamąjį dujų greitį. Tariamasis dujų greitis apskaičiuojamas vidutinį greitį dauginant iš dujų pratekėjimo skerspjūvio santykio su bendru skerspjūviu. Cheremisinoff ir Davis (1979) mažos amplitudės banguojančiai tėkmei tarpfazinės trinties koeficientą prilygino konstantai, o didelės amplitudės banguojančiai tėkmei aprašė kaip tiesinę funkciją nuo skysčio Re_f kriterijaus. Shoham ir Taitel (1984), Crowley, Wallis ir Barry (1992) tarpfazinės trinties koeficientą prilygino konstantai. Kowalski (1987) taip pat išvedė dvi skirtingas koeficiento lygtis mažos ir didelės amplitudės banguojančiai tėkmei, priklausomai nuo tariamojo Re kriterijaus. Skirtingai tai interpretavo Petalas ir Aziz (2000), kurių trinties koeficientas priklauso nuo tariamojo Re kriterijaus ir Frudo kriterijaus.

2.1 lentelė. Tarpfazinės trinties koeficientai tarp skysčio ir dujų

Tyrėjas	Tarpfazinės trinties koeficientas
Agrawal ir kt. (1973)	$f_i = 2 \cdot (0,804(\text{Re}_{s,g})^{-0,285})^2$
Taitel ir Dukler (1976b)	$f_i = 0,046 (\text{Re}_g)^{-0,2}$
Cheremisinoff ir Davis (1979)	$f_i = 0,00355$
Mažos amplitudės bangos	$f_i = 0,008 + 2 \cdot 10^{-5} (\text{Re}_f)$
Didelės amplitudės bangos	
Shoham ir Taitel (1984)	$f_i = 0,0142$
Crowley ir kt. (1992)	$f_i = 0,005$
Kowalski (1987)	
Mažos amplitudės bangos	$f_i = 0,96 (\text{Re}_{s,g})^{-0,52}$
Didelės amplitudės bangos	$f_i = 7,5 \cdot 10^{-5} \alpha^{-0,25} (\text{Re}_g)^{-0,3} (\text{Re}_f)^{0,83}$
Petalas ir Aziz (2000)	$f_i = (0,004 + 0,5 \cdot 10^{-6} \text{Re}_{s,f}) \text{Fr}_f^{1,335} \left[\frac{\rho_f d g}{\rho_g U_g^2} \right]$
Tzotzi ir Andritsos (2013)	$\frac{f_i}{f_g} = 1 + 0,35 \cdot \left(\frac{H}{D} \right)^{0,5} \cdot (U_{s,g} - U_{s,g,bang pr})$

2.2. Tekėjimą apibūdinantys panašumo kriterijai

2.2.1. Reinoldso kriterijus

19 amžiuje Osbornas Reynoldsas atliko vandens tėkmės tyrimus horizontaliame vamzdyje (Reynolds, 1883). Matuodamas vandens srautą ir naudodamas dažus turbulentiškumo identifikavimui, nustatė kritinį greitį, kurio neviršijus tėkmė vamzdžiu visada yra laminarinė. Viršijus kritinį greitį, tėkmėje pasireiškia turbulencija. Šį kritinį greitį išreiškė nedimensine forma, t. y. Re kriterijumi, ir pasiūlė kritinę jo reikšmę $\text{Re} = 2\,100$. Re kriterijus išreikštas tekančio fluideo inercijos jėgos santykiu su klamos jėga:

$$\text{Re} = \frac{\text{inercijos jėga}}{\text{klamos jėga}} \cong \frac{\rho \cdot U^2}{\mu \cdot (U/D)} = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\mu} \quad (8)$$

Pagal hidrodinaminio panašumo teoriją slėgio skirtumo sukkelto fluideo tekėjimo pobūdis nesiskirs esant vienodam Reinoldso kriterijui, nepriklausomai nuo fluideo klamos, greičio ir vamzdžio skersmens. Praėjus daugiau kaip šimtui metų po O. Reinoldso tyrimų, yra atlikta nemažai naujų tyrimų, siekiant suprasti ir įvertinti laminarinio ir turbulentinio tekėjimo režimo pasikeitimą. Mokslinėse publikacijose kritinė Re vertė nurodoma skirtingai: nuo 1 700 iki 2 300 ir netgi 3 000 (Faisst, 2004; Eckhardt, 2009). Ekman (1910) pavyko išlaikyti laminarinę tėkmę vamzdyje iki $\text{Re} = 40\,000$, o Pfenniger (1961) iki $\text{Re} = 100\,000$. Tai buvo pasiekta geriau suprojektavus įtekėjimo į vamzdį dalį, naudojant lygesnį vamzdį bei išvengiant išorinių vibracijų ir vidinių trikdžių. Pagal Kerswell (2005), Mullin (2006),

turbulencija sukeliama, kai tėkmėje perturbacijos amplitudė viršija kritinę reikšmę, o tėkmės greitis yra pakankamas, nes priešingu atveju atsiradę turbulentiniai sūkuriai gali išsisklaidyti. Avila (2011) tyrė turbulencijos atsiradimo pradžią ilgame vamzdyje tiek eksperimentiškai, tiek naudojant skaitinį modeliavimą ir nustatė, kad tėkmėje sukeltos perturbacijos (jų tyrimo atveju sukeltos dirbtinai) gali neišplisti ir nesukelti tekėjimo režimo pasikeitimo į turbulentinį, esant Re vertei iki $\sim 2\,400$. Toks tekėjimo atvejis įvardijamas kaip pereinamasis turbulentinis tekėjimo režimas. Viršijus $Re = 2\,400$ ribą, tėkmės trikdys visuomet sukeldavo tekėjimo režimo pasikeitimą.

2.2.2. Būdingasis matmuo dvifazėse tėkmėse

Dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje horizontaliu kanalu Reinoldso kriterijus paprastai įvertinamas taip pat, kaip vienfazėje tėkmėje, bet kiekvienam iš fluidų taikomas atskiras ekvivalentinio skersmens įvertinimas.

Fluido pratekėjimo ekvivalentinis skersmuo įvertinamas pagal fluido skerspjuvio ploto santykį su sienelių perimetru. Vienose publikacijose tarpfazinio paviršiaus ilgis įtraukiamas į perimetrą skaičiuojant mažiau klampaus fluido ekvivalentinį skersmenį, bet neįtraukiamas skaičiuojant klampesniojo fluido ((9) lygtis). Kitose publikacijose naudojama vienoda ekvivalentinio skersmens išraiška abiemis fluidams, įtraukiant tarpfazinio paviršiaus ilgį, kaip parodyta (10).

$$D_{eq,f} = \frac{4 \cdot A}{P_w} \quad (9)$$

$$D_{eq,f} = \frac{4 \cdot A}{P_w + P_i} \quad (10)$$

Nėra lengva nuspręsti, kurį ekvivalentinio skersmens variantą pasirinkti. Pavyzdžiui, Ng ir Lawrence (2004), tirdami tarpfazinės trinties koeficientą tarp skysčio ir dujų bei tarp dviejų nesimaišančių skysčių, naudojo abu variantus. Autoriai padarė išvadą, kad stratifikuotoje tekančių dujų ir skysčio tėkmėje, kai dujos tekėjo turbulentiškai, o skystis laminariškai, gauti geresni rezultatai, kai skysčio ekvivalentinis skersmuo skaičiuotas įtraukiant tarpfazinio paviršiaus ilgį į perimetrą. Remiantis Ng ir Lawrence (2004) tyrimo rezultatais, mano atliktame tyrime taip pat pasirinktas antrasis ekvivalentinio skersmens skystyje apibrėžimo variantas ((10) lygtis). Tokį pasirinkimą taip pat lėmė prielaida, kad didesniu greičiu tekantis garas tarpfaziniame paviršiuje gali sukelti šlyties įtempius, kurie yra didesni, palyginus su šlyties įtempiais prie sienelių, nors ir priešingos veikimo krypties, ir gali turėti įtakos vandens tekėjimui.

2.2.3. Sienelės šiurkštumas ir Reinoldso kriterijus

Pagal klasikinius Nikuradzės tyrimus, turbulentiškai tekant fluidui vamzdžiu su šiurkščiomis sienelėmis, žinoma, kad sienelių šiurkštumui neviršijus laminarinio pasienio sluoksnio storio ($\varepsilon < 5\nu/U_*$), tėkmė nebus jo paveikta ir vadinama hidrodinamiškai lygiu turbulentiiniu tekėjimu. Kai sienelės šiurkštumas viršija laminarinio pasienio sluoksnio storį ($\varepsilon > (70-100)\nu/U_*$), tuomet sienelės šiurkštumas turi įtakos virš laminarinio pasluoksnio ir ji vadinama hidrodinamiškai šiurkščiu

turbulentiniu tekėjimu (Kundu, 2012). Tokiu atveju kritinė Re kriterijaus reikšmė paprastai priklauso nuo šiurkštumo ir mažėja, kai paviršiaus šiurkštumas didėja. Pagal Kundu (2012), kritinė Reinoldso kriterijaus vertė labai kinta priklausomai nuo tekėjimo sąlygų ir tiksliai įvertinti tekėjimo režimo pasikeitimą yra sudėtingas uždavinys.

Kandlikar (2005), tirdamas tėkmės trikdymo šiurkštumu efektus mažo skersmens vamzdžiuose, pasiūlė papildomai įvertinti sienelės šiurkštumą skaičiuojant Reinoldso kriterijų. Sienelės šiurkštumas Re kriterijuje įvertinamas sumažinant būdingą matmenį šiurkštumo aukščiu:

$$D_t = D - 2 \cdot \varepsilon ; \quad (11)$$

čia D_t – šiurkštumo trikdomos tėkmės skersmuo, D – vamzdžio skersmuo, ε – sienelės šiurkštumo aukštis.

2.2.4. Reinoldso kriterijus atvirose kanaluose

Reinoldso kriterijus atvirose kanaluose (upeliuose, įvairios formos latakuose), remiantis Goodwill ir Sleigh (2006), skaičiuojamas pagal klasikinę jo išraišką vamzdžiams, bet su skirtinga būdingojo matmens interpretacija. Vietoje pratekėjimo skersmens taikomas hidraulinis spindulys:

$$R = \frac{A}{P}; \quad (12)$$

čia P – skysčio drėkinamas perimetras, t. y. drėkinamos sienelės ilgis normaline tekmei kryptimi.

Tuomet kritinės Reinoldso kriterijaus reikšmės pasikeičia 4 kartus:

$$Re_{ch} = \frac{Re_{pipe}}{4} \quad (13)$$

Kritinės Re ribos:

Laminarinis tekėjimas: $Re_{ch} < 500$

Turbulentinis tekėjimas: $Re_{ch} > 1\,000$

Praktikoje turbulentinio tekėjimo riba atvirose kanaluose yra prasčiau apibrėžiama, palyginus su tekme vamzdžiu, todėl dažnai ši riba padidinama iki 2 000 (Goodwill ir Sleigh, 2006).

Atvirose kanaluose paprastai netiriama virš skysčio esančių dujų tėkmė ir jos įtaka. Mano atliktame tyrime kanalas yra uždaras, o dujos teka gerokai didesniu greičiu už skystį, todėl ši metodika netaikyta.

2.2.5. Trinties Reinoldso kriterijus

Klasikinis Reinoldso kriterijus ne visais tekėjimo atvejais yra naudingas, todėl buvo modifikuotas pagal specifinius poreikius. Mano tiriamos tėkmės atveju tinkamiausia modifikacija yra trinties Reinoldso kriterijus, kartais mokslinėje literatūroje aptinkamas kaip Karmano kriterijus. Jis paprastai taikomas apibūdinant klampaus fluido tekėjimą pasienio sluoksnyje arti sienelės. Taip pat paplito taikymas turbulentinėje tekmeje esant reikšmingai sienelių įtakai, ypač DNS skaičiavimuose (Ahn, 2013; Tsukahara, 2014).

$$Re_{\tau} = \frac{\rho \cdot U_{\tau} \cdot \delta}{\mu}; \quad (14)$$

čia δ – būdingasis matmuo: pasienio sluoksnio storis, vamzdžio spindulys arba pusė kanalo aukščio.

Jis vadinamas trinties Reinoldso kriterijumi, nes išreikštas trinties greičiu:

$$U_{\tau} = \sqrt{\tau_w / \rho}; \quad (15)$$

čia τ_w – šlytis su sienele.

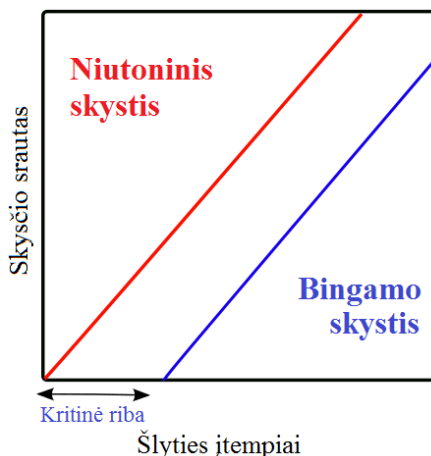
Trinties Reinoldso kriterijaus kritinės ribos skiriasi nuo klasikinio. Remiantis Tsukahara ir kt. (2005), Wu ir Moin (2009), Duggleby ir kt. (2009) pereinamasis tekėjimo režimas prasideda, kai $Re_{\tau} = 60 - 80$, o turbulentinis – maždaug ties $Re_{\tau} = 180$ (Ahn, 2013).

2.2.6. Bingamo kriterijus

Nors Bingamo kriterijus negali apibūdinti tėkmės turbulentiškumo, tačiau šiame darbe pristatomas naujas šlyties kriterijus Sn fizikine prasme yra panašus į Bingamo kriterijų. E. C. Bingham (Bingham, 1922) išplėtojo matematinį modelį Bingamo skysčiams (viena iš neniutoninių skysčių rūšių) vertinti. Tyrinėjant neniutoninius skysčius, kurie dažniausiai yra didelės klampos, Reinoldso kriterijus paprastai būna $Re \ll 1$. Bingamo kriterijus išreiškiamas šlyties jėgos, reikalingos suteikti skysčiui tam, kad jis pradėtų tekėti, santykiu su klampos jėga (Kuneš, 2012).

$$Bn = \frac{\tau_y}{\mu \cdot \frac{U_{av}}{D}} \quad (16)$$

Niutoniniuose skysčiuose Bingamo kriterijaus reikšmė būtų $Bn = 0$, o kietose medžiagose $Bn = \infty$. Bingamo skystis (dažai, purvas, pasta) išlaiko kietos elastinės medžiagos savybes ir neteka tol, kol joje neviršijami tam tikro dydžio šlyties įtempiai. Taip yra dėl skystyje esančių dalelių, kurios sukuria mažo tvarumo kietą struktūrą. Viršijus kritinį šlyties įtempį slenkstį, kietą struktūrą palaikančių dalelių jungtys suardomos ir medžiaga ima tekėti kaip klampus skystis. 2.3 paveiksle pavaizduota vamzdžiu tekančio niutoninio (raudonai) ir neniutoninio (mėlynai) skysčių srauto priklausomybė nuo šlyties įtempio. Bingamo skysčiu užpildytame vamzdyje viename gale sukėlus slėgį, skystyje didėja įtempiai ir jis verčiamas judėti. Tačiau Bingamo skystis netekės tol, kol slėgio sukelti šlyties įtempiai nepasieks tam tikros kritinės vertės (angl. *yield stress*). Pasiekus kritinę įtempio ribą ir toliau didinant slėgį, skysčio srautas didėja proporcingai šlyties įtempiams (kaip ir niutoniniame skystyje).



2.3 pav. Bingamo skysčio (neniutoninio) ir niutoninio skysčio srauto priklausomybė nuo šlyties įtempių (Bingham, 1922)

2.2.7. Pasienio sluoksnio kriterijus

Šiame darbe pristatomas naujas šlyties kriterijus S_n fizikine prasme yra panašus į pasienio sluoksnio kriterijų:

$$N = \frac{\tau_w}{\mu \frac{U_\infty}{\delta}} ; \quad (17)$$

čia τ_w – šlytis su sienele, U_∞ – tėkmės greitis toli nuo pasienio sluoksnio, δ – pasienio sluoksnio storis.

Pasienio sluoksnio kriterijus N yra pristatytas Kuneš (Kuneš, 2012) paskelbtame panašumo kriterijų žinyne, tačiau jo taikymas nėra paplitęs. Šio kriterijaus taikymas orientuotas į tėkmę pasienio sluoksnyje, todėl būdingasis matmuo yra pasienio sluoksnio storis. Palyginus su naujai siūlomu šlyties kriterijumi, jis negali įvertinti šlyties jėgos tarpfaziniame paviršiuje dvifazėje tėkmėje.

2.3. Dvifazis adiabatiniis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose

Skysčiui tekant horizontaliu kanalu, virš jo tekančioms dujoms pasiekus kritinį greitį, stratifikuotas tekėjimo režimas gali virsti nestratifikuotu ir pereiti į kamštinį ir emulsinį tekėjimą. Daugelis tyrėjų vizualiai stebėjo šį režimo perėjimą esant (5–12 m/s) dujų greičiui virš skysčio paviršiaus. Skelbiant vis naujesnius eksperimentų rezultatus, buvo tobulinami teoriniai modeliai ir tikslinami tekėjimo režimų žemėlapiai. Pirmąjį dvifazio tekėjimo režimų žemėlapį sudarė Baker (1954). Jis apjungė Jenkins (1947) ir Alves (1954) bei kt. autorių gautus duomenis dujų ir naftos produktų tėkmėje 25,4 mm, 50,8 mm ir 101,6 mm skersmens vamzdžiuose. Tekėjimą suskirstė į stratifikuotą, banguotą, kamštinį, burbulinį, žiedinį ir dispersinį.

Mandhane, Gregory ir Aziz (1974) palygino iki tol atliktų tekėjimo režimų tyrimus ir diagramas, sudarytas Baker (1954), Hoogendoorn (1959) bei Govier ir Omer (1962). Atlikę tokį palyginimą, Mandhane ir kt. (1974) pateikė savo diagramą,

kuri iš esmės apibendrina minėtas tris diagramas. Tekėjimą suskirstė į stratifikuotą, banguotą, kamštinį, kamštinį ir emulsinį, burbulinį ir žiedinį. Jų diagramoje aprašomaisiais parametrais naudoti savitasis skysčio ir dujų greitis. Siekdami įvertinti fluido fizikines savybes, įtraukė fizikinių savybių korekcijos veiksnį.

Taitel ir Dukler (1976a) sudaryta tekėjimo režimų diagrama yra plačiausiai naudojama. Šiuo atveju tekėjimas suskirstytas į stratifikuotą, banguotą, kamštinį, burbulinį ir žiedinį. Režimus atskiriantis perėjimo kriterijus paremtas fizikine koncepcija, o ne tekėjimo režimų charakteristikomis. Pavyzdžiui, perėjimas iš stratifikuoto į kamštinį ar į žiedinį režimą sąlygojamas bangų nestabilumo Kelvino-Helmholtzo teorija (Collier, Thome, 1999). Koks režimas išsivystys iš stratifikuotos tėkmės, priklauso nuo skysčio lygio. Perėjimą iš kamštinio ir žiedinio režimų lemia didesnis nei vamzdžio horizontali vidurio linija pusiausvyris skysčio lygis. Perėjimą iš stratifikuoto į banguotą režimą lemia pakankamas dujų greitis, sukeliantis skysčio bangas, bet nepakankamas pereiti į kamštinį ar žiedinį tekėjimą. Autoriai perėjimą iš žiedinio į dispersinį burbulinį tekėjimo režimą modeliavo balansuodami burbuliukų suardymo turbulencijos ir plūdrumo jėgas. Apibrėždami tekėjimo režimų perėjimo ribas, panaudojo penkis nedimensinius parametrus. Gautas geras šios teorinės diagramos su eksperimentine (Mandhane ir kt., 1974) atitikimas. Taitel ir Dukler (1976a) paskelbta diagrama taip pat įvertina vamzdžio skersmens įtaką, tačiau ji nepritaikyta tekėjimui mažo skersmens vamzdžiuose ar kanaluose dėl neįvertintų paviršiaus įtempimo jėgų.

Atliekant matavimus ir modeliavimą skysčio ir dujų tėkmėje kanale, svarbu iš anksto prognozuoti skysčio tekėjimo režimą. Siekiant įvertinti tekėjimo režimą vandens ir garo tėkmėje šiame tyrime naudotu kanalu, atlikti skaičiavimai, remiantis Taitel ir Dukler (1976a) diagrama. Horizontali Taitel ir Dukler (1976b) tekėjimo režimų diagramos koordinatė yra Martinelli parametras X :

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dx}\right)_{s,f}}{\left(\frac{dp}{dx}\right)_{s,g}} = \frac{\frac{2 \cdot B_f}{D_{eq}} \cdot (\text{Re}_{s,f}^{-n}) \cdot \rho_f \cdot (u_{s,f})^2}{\frac{2 \cdot B_g}{D_{eq}} \cdot (\text{Re}_{s,g}^{-m}) \cdot \rho_g \cdot (u_{s,g})^2} = \frac{B_f \cdot (\text{Re}_{s,g}^m) \cdot \rho_f \cdot (u_{s,f})^2}{B_g \cdot (\text{Re}_{s,f}^n) \cdot \rho_g \cdot (u_{s,g})^2}; \quad (18)$$

čia $(dp/dx)_f$ ir $(dp/dx)_g$ – trinties dalinių slėgių gradientai išilgai kanalo skysčio ir dujų fazėms, D_{eq} – ekvivalentinis kanalo skersmuo, trinties koeficientą aprašančiose lygtyse apvaliems vamzdžiams konstantos B ir n dujoms ir skysčiams priimamos šitokios: laminariniam tekėjimui $B_{f,g} = 16$ ir $n = 1$, o turbulentiniam tekėjimui $B_{f,g} = 0,079$ ir $n = 0,25$.

Tariamieji garo ir vandens greičiai:

$$u_{s,f} = u_f \cdot (1 - \alpha), \quad u_{s,g} = u_g \cdot \alpha; \quad (19)$$

čia α – fluido tūrinė dalis, apskaičiuojama pagal kanalo ir vandens aukštį:

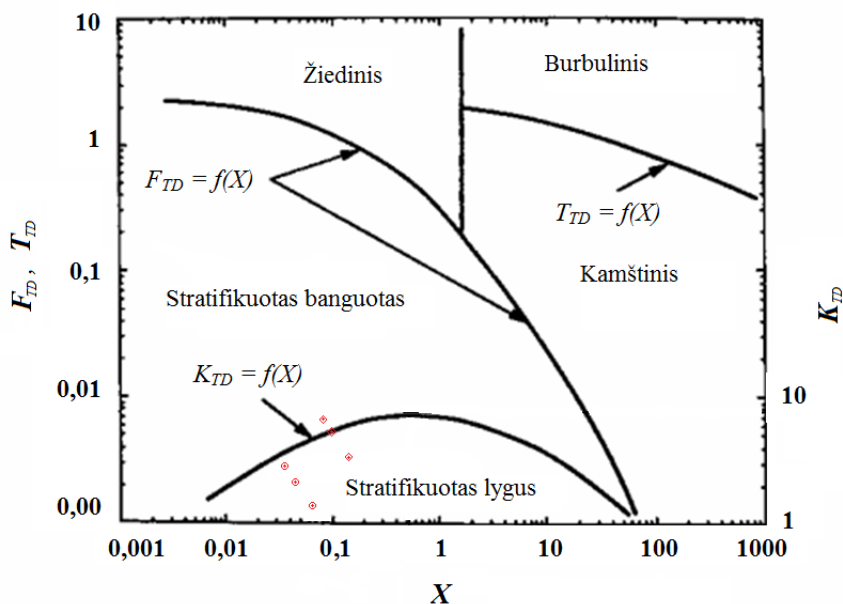
$$\alpha = \frac{H_{ch} - H_f}{H_{ch}} \quad (20)$$

Martinelli parametras X yra horizontalusis tekėjimo režimų diagramos parametras. Vertikalusis diagramos parametras K_{TD} apibūdina glotnaus tekėjimo perėjimą į banguotą ir išreiškiamas šitaip:

$$K_{TD} = \left[\frac{\rho_g (u_{s,g})^2 u_{s,f}}{v_f (\rho_f - \rho_g) g \cdot \cos \Omega} \right]^{0,5}; \quad (21)$$

čia v_f – kinematinė skysčio klampa, Ω – kanalo pasvirimo kampas (horizontaliam kanalui yra lygus 0).

Pagal mano atliktuose eksperimentiniuose tyrimuose (taip pat modeliavime) naudotas tekėjimo sąlygas apskaičiuoti X ir K_{TD} parametrai pavaizduoti grafiškai 2.4 pav. raudonais taškais. Tekėjimo režimų žemėlapyje pavaizduotas parametras F_{TD} apibūdina banguoto tekėjimo perėjimą į žiedinį, o T_{TD} – kamštinio tekėjimo perėjimą į burbulinį.



2.4 pav. Eksperimentinės vandens ir garo tėkmės pasiskirstymas Taitel ir Dukler (1976) tekėjimo režimų žemėlapyje

Lin ir Hanratty (1987) ir Andritsos ir Hanratty (1987) darbuose buvo tyrinėtas pasrovinis bangų augimas trumpuose kanaluose tos pačios fazių tekėjimo krypties tėkmėse. Dujų greičiui esant $u_g > 5$ m/s, išauga fazių kontakto paviršiaus šlytis, dėl to atsiranda netaisyklingos didelės amplitudės bangos, dar vadinamos Kelvino-

Helmholtzo bangomis. Bangoms susijungus tekėjimas gali pereiti į kamštinį ir emulsinį (Lin, Hanratty, 1987). Kitame jų darbe (Andritsos, Hanratty, 1987) tyrimai atlikti 2,52 cm ir 9,53 cm skersmens vamzdžiuose, kuriais oras ir vanduo teka ta pačia kryptimi. Nustatyta, kad simetrinės bangos atsiranda, kai oro greitis siekia $u_g = 1,5\text{--}2,5$ m/s. Didelės amplitudės ilgos bangos atsiranda, kai $u_g = 6\text{--}10$ m/s. Vandens įsiurbimas ir išskaidymas į lašelius įvyksta, kai $u_g = 14\text{--}20$ m/s.

Weisman, Duncan, Gibson ir Crawford (1979) eksperimentiškai tyrė dvifazę horizontalią tėkmę ir įrodė, kad esant didesniai dujų tankiui, tekėjimo perėjimui į kamštinį ir emulsinį reikia mažesnio dujų greičio. Tačiau skysčio kritinis greitis keičiantis dujų tankiui išlieka toks pat.

Andritsos, Bontozoglou ir Hanratty (1992) nuomone, dujų tankio įtaka turėtų būti svariau vertinama, nes Kelvino-Helmholtzo nestabilumas apytikriai proporcingas dujinės fazės tankiui ir greičiui.

Wongwises ir Kalinitchenko (2002) atliko vienalaikius dvifazio stratifikuoto tekėjimo greičių profilių matavimus tiek ore, tiek vandenyje, panaudodami lazerio doplerio anemometrą. Tyrimai atlikti 0,054 x 0,054 m stačiakampiam 2,2 m ilgio kanale, kuriame vandens lygis 0,02 m, vidutinis oro greitis kito nuo 1,64 iki 8 m/s, o vandens greitis buvo 0 ir 0,083 m/s. Autoriai padarė išvadą, kad tos pačios krypties stratifikuotoje dvifazėje tėkmėje oras ženkliai iškraipo vandens greičio profilius. Oro ir vandens sąveikoje oro greičių lauko maksimumai pasislenka link tarpfazinio paviršiaus. Išmatuotas vandens greičio profilis, kai $U_{vid} = 0,083$ m/s, o oras nepučiamas, buvo laminarinis. Pučiant orą 4,64 m/s greičiu, netoli vandens paviršiaus formavosi čiurkšlės tipo srovės.

Wintterle, Laurien, Stähler, Meyer ir Schulenberg (2007) tyrė oro ir vandens priešsrovinę tėkmę WENKA eksperimentiniame stende (Forschungszentrum Karlsruhe). Stendo eksperimentinės dalies ilgis 0,47 m, aukštis 0,09 m, plotis 0,11 m. Vandens lygis buvo palaikomas nuo 2 iki 22 mm. Vandens greitis ir jo fluktuacijos iki pat vandens paviršiaus išmatuoti naudojantis PIV matavimo technika. Vietinis dujingumas matuotas intervenciniu būdu, naudojant ploną varžinį elektrodą, kuris pozicionuojamas vertikalia kryptimi 0,005 m žingsniu. Išmatuoto greičio vertikalioji dedamoji yra labai maža, palyginti su horizontaliąja (tėkmės kryptimi). Prie tarpfazinio paviršiaus priešinga kryptimi tekantis oras sulėtina vandens tėkmę. Greičio fluktuacijos vertikalia ir horizontalia kryptimi itin padidėja banguotoje zonoje. Sukurtas statistinis metodas, susiejantis skysčio išmatuotą dujingumą ir turbulentinę kinetinę energiją. Šis metodas rodo vandens turbulencijos ir potencinės energijos didelę įtaką tarpfaziniam paviršiui. Išreikštos diferencialinės metodo lygtys įdiegtos į CFX-10 programą, naudojamos modeliuojant impulso pernešimą tarpfaziniame paviršiuje. Pirmiausia turbulencija modeliuota naudojantis būdingu maišymosi ilgiu. Gauti patikimi rezultatai arti sienelės, tačiau sukurių klampa viduriniame sluoksnyje vertinama netiksliai. Taip pat buvo praplėstas $\kappa\text{-}\omega$ turbulencijos modelis, kuris papildytas nariu, įvertinančiu turbulencijos įtaką tarpfaziniame paviršiuje, ir gautas geras eksperimentų rezultatų atitikimas.

Birvalski, Tummers, Delfos ir Henkes (2014) atliko greičio matavimus stratifikuotoje horizontalioje oro ir vandens pasrovinėje tėkmėje. Matavimai atlikti

skaidriame 0,05 m skersmens ir 10,3 m ilgio vamzdyje. Panaudojus dvi PIV kameras išmatuoti vandens greičiai nuo sienelės iki tarpfazinio oro ir vandens paviršiaus. Taip pat eksperimentiškai nustatytas momentinis vandens lygio kitimas. Pritaikius fazių vidurkinimo metodą, greičio laukas išskaidytas į suvidurkintą pagal laiką greičio dedamąją, turbulencijos sukeltą fluktuacijos dedamąją ir bangos sukeltą fluktuacijos dedamąją. Matavimai atlikti $x/D = 150$ ($D = 0,05$ m). Pagrindiniai duomenys iš Birvalski ir kt. (2014) publikacijos pateikti 2.2 lentelėje.

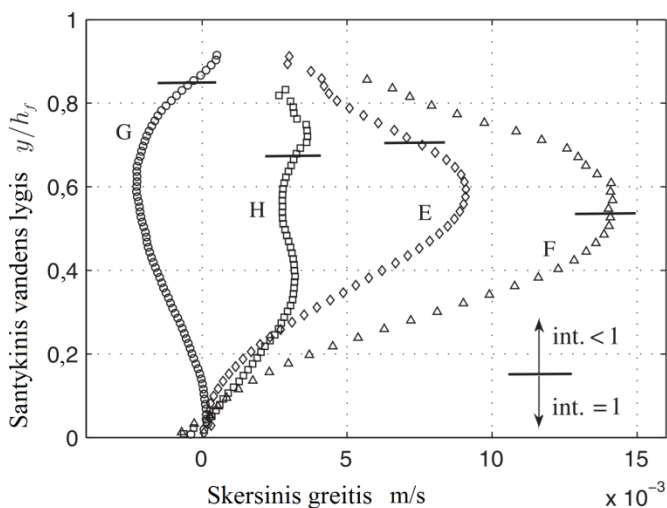
2.2 lentelė. Išmatuotos vandens charakteristikos banguotoje oro ir vandens tėkmėje (Birvalski ir kt., 2014)

Test ID	A	B	E	F	G	H
U_g (m/s)	0	1,17	4,03	5,72	4,00	6,06
U_f (m/s)	0,067	0,072	0,094	0,139	0,154	0,224
Re_f	1423	1466	1557	1696	3718	4069
$U_{f,y}$ (m/s)	0	0	0,009	0,014	-0,003	0,0035
$U_{f,y}/U_f$	0	0	0,096	0,10	-0,019	0,015

Birvalski ir kt. (2014) teigia, kad laminarinio tekėjimo matavimuose A ir B, išmatuotas paraboliskas greičio profilis, būdingas laminarinei tėkmei, o vertikalioji greičio dedamoji apytikriai lygi nuliui.

Kituose matavimuose (E, F, G ir H) vandens srautas buvo turbulentinis, o tai patvirtino banguotas paviršius ir kitos išmatuotos tėkmės charakteristikos. Matavimuose E ir F Reinoldso kriterijus vandens tėkmėje buvo mažesnis už 2 000, o G ir H atvejais gerokai didesnis. Kad matavimuose E–H vandens tėkmė buvo turbulentinė, matyti 2.5 paveiksle. Maksimalus greitis vertikalia kryptimi $U_{f,y}$, pagal 2.5 paveikslą, yra pateiktas 2.2 lentelėje. Laminarinėje tėkmėje greitis $U_{f,y}$ turėtų būti lygus nuliui, tačiau matavimuose E ir F jis sudaro apie 10 % vidutinio greičio, nes turbulenciją generuoja tarpfazinė šlytis.

Matavimuose G ir H greitis $U_{f,y}$ yra apie 2 % vidutinio greičio ir yra mažesnis dėl labiau subalansuotų šlyties jėgų prie tarpfazinio paviršiaus ir sienelių. Priklausomai nuo vandens bangos fazės, vertikalioji greičio dedamoji gali būti teigiama arba neigiama.



2.5 pav. Vertikaloji greičio dedamoji Birvalski ir kt. (2014) matavimuose E, F, G ir H

2.4. Dvifazis besikondensuojantis tekėjimas kanaluose ir vamzdžiuose

Lim, Tankin ir Yuen (1984) atliko eksperimentinius tyrimus atmosferos slėgyje besikondensuojančioje garo ir vandens pasrovinėje tėkmėje horizontaliame stačiakampiam kanale, kurio eksperimentinės dalies ilgis 1,6 m, aukštis 0,635 m, plotis 0,3048 m. Matavimai atlikti kanalo skerspjūviuose $x = 0,157, 0,306, 0,586, 0,866, 1,233$ m įrengtais penkiais vertikaliai pozicijuojamais Pito vamzdeliais, kuriuose integruoti vandens lygio matavimo įtaisai ir termoporos. Atlikta 70 matavimų, kuriais eksperimentiškai tyrinėta garo kondensacija ant peraušinto vandens paviršiaus esant lygiam ir banguotam tekėjimo režimui. Įtekančio garo srautas buvo nuo 0,04 iki 0,16 kg/s, įtekančio vandens – nuo 0,2 iki 1,45 kg/s. Vandens lygis buvo 0,0095 m, 0,0159 m, 0,0222 m, įtekančio vandens temperatūra 25 ir 50 °C. Reinoldso kriterijus nuo 660 iki 5 000. Nustatyta šilumos perdavimo kanale koeficiento priklausomybė nuo įtekančių garo ir vandens srautų, kurio reikšmės kito nuo 1,3 iki 20 kW/m² K. Taip pat išmatuotos ir apibendrintos sukondensuoto garo srauto kanale priklausomybės nuo įtekančių garo ir vandens srautų. Sukondensuoto garo srautai buvo nuo 50 iki 90 % ir jie labiausiai priklausė nuo tiekiamo garo srauto, tuo tarpu tiekiamo vandens įtaka buvo mažesnė. Dviejų matavimų, esant panašiausioms tekėjimo sąlygoms, vietinis šilumos perdavimo koeficientas buvo palygintas su mano gautais rezultatais (6.20 ir 6.21 pav.). Šiuo atveju kanalo plotis buvo 15 kartų didesnis, o vandens greitis mažiausiai 5 kartus didesnis, palyginus su mano eksperimentais.

Kim ir Bankoff (1983) atliko eksperimentinius tyrimus besikondensuojančioje vandens ir garo priešsrovinėje tėkmėje horizontaliame stačiakampiam kanale. Pagrindinis šių tyrimų tikslas buvo apskaičiuoti besikeičiančius energijos srautus tarp dviejų sąveikaujančių fazių keičiant įtekančių garo ir vandens srautus. Atliktuose tyrimuose aiškiai matyti energijos perdavimo srauto skirtumas, esant lygiam ir banguotam tarpfaziniam paviršiui. Taip pat autoriai pataria vartoti

išmatuotus tarpfazinius parametrus nustatant Nuselto ir Reinoldso kriterijus. Tyrimai atlikti atmosferos sąlygomis.

Chun ir Yu (2000) analitiškai ir eksperimentiškai tyrinėjo priešsrovinės horizontalios tėkmės ribą, kai tekėjimo pobūdis keičiasi iš stratifikuoto į kamštinį. Atliko 17 eksperimentinių priešsrovinės garo ir vandens bei 17 oro ir vandens tėkmės matavimų beveik horizontaliame vamzdyje esant įvairiems vandens tiekimo srautams. Kanalo skersmuo 0,083 m, ilgis 2,2 m. Oro tariamasis greitis buvo nuo 0 iki 5 m/s (kamštinio tekėjimo pradžia), o garo tariamasis greitis – nuo 0 iki 7,67 m/s (kamštinio tekėjimo pradžia). Chun ir Yu sukūrė analitinį modelį, kuris beveik atitinka Taitel ir Dukler (1976a) modelį kamščių formavimosi srityje. Sukurtas analitinis modelis pranašesnis tuo, kad įvertina garo kondensacijos įtaką. Šis modelis sukurtas remiantis eksperimentiniais greičio matavimais bei vizualiniu tėkmės pobūdžio stebėjimu ir gali būti naudojamas nustatyti kamštinio tekėjimo pradžią horizontaliose ir beveik horizontaliose dvifazėse tėkmėse (vamzdžiuose) anksčiau nurodytose greičių ribose. Iš atlikto teorinio ir eksperimentinio tyrimo autoriai daro šias išvadas. Kritinis perėjimo į kamštinį tekėjimą dujų greitis yra didesnis garo ir vandens tėkmėje nei oro ir vandens. Analitinis modelis parodė, kad tomis pačiomis pradinėmis sąlygomis kritinis garo greitis yra mažesnis, jei vyksta kondensacija.

Choi, Chung ir No (2002) atliko besikondensuojančios garo ir vandens pasrovinės tėkmės eksperimentinius tyrimus horizontaliame stačiakampiame kanale, atmosferos slėgyje. Eksperimentuose naudotas ne tik garas, bet ir garo ir oro mišinys, kuriame oro kiekis didintas iki 50 %. Kanalo ilgis 1,854 m, aukštis 0,04 m, plotis net 0,12 m, siekiant išvengti šoninių sienų įtakos. Kanalo aliuminio dugnas buvo aušinamas oru. Nustatyti vietiniai šilumos pernešimo koeficientai. Remiantis šiais ir anksčiau autorių atliktais eksperimentiniais darbais sudaryta kondensacijos tarpfaziniame paviršiuje duomenų bazė. Autoriai palygino savo išvestą tarpfazinę šilumos perdavimo koeficiento koreliaciją su Kim koreliacija, taip pat su Relap5 programoje naudojama koreliacija (Ransom, 1995), taikoma horizontalioje stratifikuotoje tėkmėje uždaru kanalu, vykstant kondensacijai. Choi, Chung ir No konstatavo, kad Kim koreliacija gerai atitinka eksperimentus, palyginus su Relap5. Tėkmėje esant nesikondensuojančių dujų Relap5 apskaičiuoja 55–61 % didesnę kondensaciją. Modifikuotas UCB (University of California at Berkeley) pataisos veiksnys (Ransom, 1995), kuris įvertina nesikondensuojančių dujų įtaką tarpfazinio šilumos pernešimo koeficientui. Pritaikius modifikuotą pataisos veiksnį Relap5 pakete, nuokrypis nuo eksperimentų sumažėjo iki 28,8 %.

Prasser, Ezsol ir Baranyai (2005) Vengrijos atominės energetikos institute KFKI atliko hidrosmūgio tyrimus, kurie sukelti užtvindant šaltu vandeniu horizontalią garo liniją PMK-2 eksperimentiniame stende. Horizontalus 2,87 m ilgio ir 0,073 m skersmens vamzdis užpildytas garu ir sujungtas su garo generatoriumi, išlaikant pastovų slėgį. Kitas vamzdžio galas eksperimento metu buvo uždaras, tačiau jame buvo iš lėto tiekiamas šaltas vanduo iš slėginio indo. Vandeniui užliejant vamzdį ir didėjant jo lygiui, gaunamas horizontalus priešsrovinis tekėjimas, kadangi didėja tarpfazinis paviršius, didėja garo kondensacija ir tuo pačiu pritekančio garo greitis. Vis didėjant vandens lygiui, o tarpfaziniam greičiui viršijus Kelvino-

Helmholtzo nestabilumo kriterijų, gali susiformuoti vandens kamštis, sudarantis sąlygas atsiskirti garo burbului. Priklausomai nuo pradinių sąlygų, garo burbului kondensuojantis gali susidaryti stiprus hidrosmūgis. Buvo atlikti 35 eksperimentai, kurių metu garo slėgis buvo nuo 10 iki 40 bar, tiekiamo vandens temperatūra nuo 17 iki 140 °C, tiekiamo vandens srautas nuo 0,7 iki 1,7 kg/s. Išmatuoti temperatūros profiliai keturiuose skerspjūviuose. Tūriniam garingumui vamzdžio skerspjūvyje matuoti panaudotas tinklelinis sensorius (angl. *Mesh-sensor*). Matavimo rezultatai buvo panaudoti kitų autorių kuriant ir verifikuojant šilumos ir masės mainų modelius CFD tipo programose horizontaliose kamštinėse tėkmėse.

Štrubelj ir Tiselj (2006) atliko šio eksperimento CFD modeliavimą, taikydami laisvo paviršiaus modelį, šiluminį fazinio virsmo modelį bei paviršiaus atsinaujinimo modelį, siekdami įvertinti šilumos ir masės mainus. Taikant originalų paviršiaus atsinaujinimo modelį, kuriame maži sukūriai naudojami skaičiuojant šilumos pernešimo koeficientą, negauta atitikimo eksperimentiniams rezultatams. Padidinus šilumos pernešimo koeficientą 20 kartų, gautas kur kas geresnis eksperimentinių temperatūros profilių ir tūrinio garingumo atitikimas. Autoriai daro išvadą, kad šiuo atveju garo kondensacija turi reikšmingą įtaką tekėjimo režimui, todėl paviršiaus nestabilumas ir kondensacija tarpfaziniame paviršiuje turi būti modeliuojami kartu.

Lee, Chu, Yu ir No (2006) atliko šilumos mainų tarpfaziniame garo ir vandens paviršiuje eksperimentinius tyrimus. Tyrimai atlikti horizontaliame 2 m ilgio ir 0,084 m skersmens vamzdyje, kuriuo garas ir vanduo tekėjo skirtingomis kryptimis, o vandens tekėjimo režimas buvo banguotas. Vandens lygis buvo 0,013–0,028 m. Termoporomis lokaliai išmatuotas vandens temperatūros padidėjimas bei vandens greitis Pito vamzdeliu. Gauti 105 vietiniai šilumos pernešimo koeficientai banguotoje tėkmėje. Sukurta empirinė Nuselto kriterijaus koreliacija, kuri $\pm 32\%$ tikslumu atitinka autorių atliktus eksperimentus. Koreliacija gali būti naudojama garo ir vandens priešsrovinėje stratifikuotoje tėkmėje horizontaliuose vamzdžiuose, kai Reinoldso ir Jakobo kriterijai patenka į šias ribas: $Re_f = 4\,000\text{--}14\,000$, $Re_g = 12\,000\text{--}23\,000$, $Ja_f = 43,5\text{--}180$. Be to, autoriai rezultatus palygino su anksčiau jų atliktu panašiu tyrimu (Chu, Yu ir Chun, 2000), kuriame eksperimentai atlikti nebanguotoje priešsrovinėje garo ir vandens tėkmėje. Autoriai teigia, kad remiantis temperatūros matavimais nebanguojančioje tėkmėje, tarpfazinės šlyties generuojamas šiluminis turbulentinis maišymasis nesklinda į gilesnius vandens sluoksnius. Jis lieka prie tarpfazinio paviršiaus. Tačiau šiluminis turbulentinis maišymasis gali būti efektyviau perduodamas į žemesnius vandens sluoksnius, kai paviršius yra banguotas ir tarpfazinė šlytis yra didesnė.

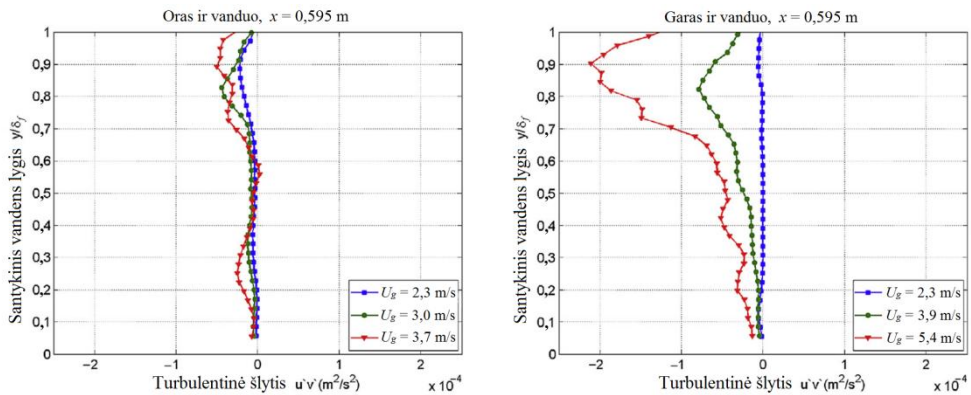
Park, Choi ir No (2009) atliko besikondensuojančios garo ir vandens tėkmės pasrovinius ir priešsrovinius eksperimentus horizontaliame 1,38 m ilgio ir 0,06 m skersmens vamzdyje. Matavimai atlikti vandenyje, trijuose skerspjūviuose, naudojant Pito vamzdelį, prie kurio pritvirtinta termopora. Tai leido vienu metu matuoti tėkmės greitį ir temperatūrą. Vanduo ir garas tekėjo turbulentiškai. Eksperimentuose įvertintas šilumos perdavimo koeficientas, kuris yra didesnis pasroviniame tekėjime. Įvertinta Nuselto kriterijaus vandenyje priklausomybė nuo

Reinoldso kriterijaus gare, kuri yra didesnė priešsroviniame tekėjime. Taip pat nustatyta, kad Nuselto kriterijaus vandenyje priklausomybė nuo Reinoldso kriterijaus gare yra didesnė stačiakampiuose kanaluose nei vamzdžiuose. Todėl šilumos perdavimo koeficiento koreliacijos taikymas neatsižvelgiant į kanalo skerspjūvio geometriją gali nulemti netikslų kondensacijos apskaičiavimą. Pasrovinio tekėjimo eksperimentai palyginti su keturiomis plačiai taikomomis koreliacijomis (Chu ir kt., 2000; Kim ir Bankoff, 1983; Segev, Flanigan, Kurth ir Collier, 1981). Kadangi Nuselto kriterijai labai skiriasi, todėl autoriai daro išvadą, kad reikalingos naujos koreliacijos tiek vamzdžiuose, tiek stačiakampiuose kanaluose. Priešsrovinio tekėjimo eksperimentų rezultatai buvo palyginti su tomis pačiomis koreliacijomis, iš kurių gerai atitiko Chu ir kt. (2000) koreliacija.

Vallee, Lucas, Tomiyama ir Murase (2012) tyrė priešsrovinės tėkmės ribą suslėgto vandens reaktoriaus aušinimo kontūre. Tyrimai atlikti dviejuose skirtinguose stenduose naudojant didelės raiškos optines kameras. Pirmasis stendas (mastelis 1:3) pagamintas ir naudotas Topflow slėginiame įrenginyje Helmholtz-zentrum Dresden-Rossendorf fluidų dinamikos institute. Horizontaliosios kanalo dalies ilgis 2,12 m, aukštis 0,25 m, plotis 0,05 m. Tyrimai atlikti oro ir vandens bei garo ir vandens priešsrovinėje tėkmėje. Vandens tėkmės greitis buvo keičiamas intervale 0,008–0,072 m/s, oro greitis 5,1–18 m/s, garo greitis 1,9–7,4 m/s. Oro ir vandens tėkmės atveju slėgis buvo keičiamas intervale 1,5–3 bar, garo ir vandens tėkmės atveju 15–50 bar. Antrasis hot leg stendas (mastelis 1:15) pagamintas Kobe universitete. Testinės dalies ilgis 0,043 m, vidinis vamzdžio skersmuo 0,05 m. Vandens tėkmės greitis buvo keičiamas intervale 0,085–0,25 m/s, oro greitis 0–8 m/s, o slėgis atmosferos. Tiriant priešsrovinio tekėjimo ribą dažniausiai naudojamas nedimensinis greitis pagal Wallis (1969). Abiejuose stenduose oro ir vandens tėkmėje gauti eksperimentiniai rezultatai palyginti su kitų autorių rezultatais vamzdžiuose panašiomis sąlygomis. Palyginimas rodo, kad stačiakampiuose kanaluose aukštis geriausiai atitinka būdingą ilgį vertinant nedimensinį greitį pagal Wallis. Palyginus oro ir vandens bei garo ir vandens charakteristikas nustatyta, kad Wallis panašumo teorija yra tinkama vertinant ribinio priešsrovinio tekėjimo atvejus suslėgto vandens reaktoriuose. Išplėtotą metodiką stratifikuotam tarpfaziniam paviršiui atpažinti pagal užfiksuotus kameros vaizdus. Gaunamos didelės rezoliucijos vandens paviršiaus struktūros ir jų vystymasis pagal laiką. Tai labai naudinga informacija CFD tipo programų daugiafazių modelių plėtrai ir validacijai.

Lee, Euh, Kim ir Song (2015) tyrė stratifikuotą pasrovį besikondensuojantį garo ir vandens bei nesikondensuojantį oro ir vandens tekėjimą. Tyrimų kanalas panašus į mūsų eksperimentinį kanalą, jo ilgis 1,85 m, aukštis 0,06 m, bet plotis gerokai didesnis, 0,08 m. Taip pat panašus ir vandens lygis, 0,028 m oro ir vandens bei 0,029 m garo ir vandens tėkmėje, o vidutinis vandens įtekėjimo greitis palaikytas didesnis: atitinkamai 0,052 m/s ir 0,053 m/s. Oro įtekėjimo vidutinis greitis buvo 2,3 m/s, 3,0 m/s ir 3,8 m/s, o garo 2,3 m/s, 3,9 m/s ir 5,4 m/s. Reinoldso kriterijų skaičiuojant pagal klasikinį apibrėžimą, naudojamas ekvivalentinis skysčio pratekėjimo skersmuo, tuomet garo ir vandens bei oro ir vandens tėkmėje $Re_f \approx 2\ 800$. Tačiau vandens pločio ir aukščio skerspjūvyje santykis skiriasi tris

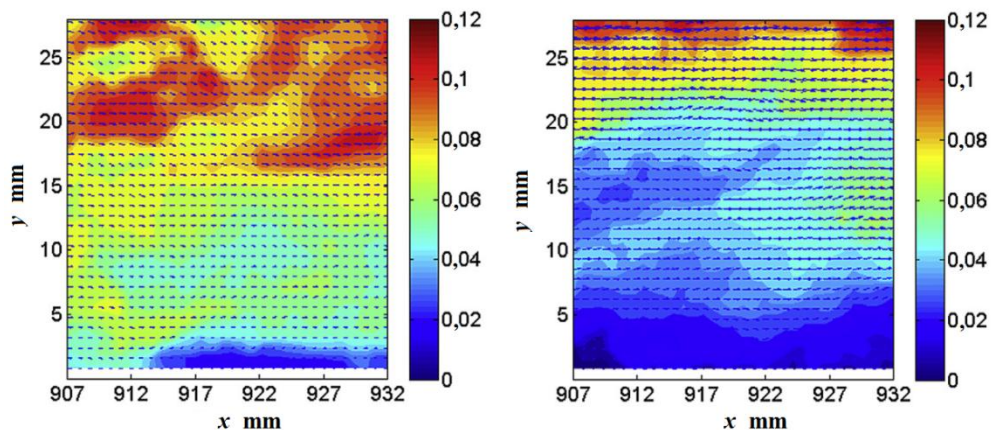
kartus, todėl šoninės sienos turi mažą įtaką tėkmei kanalo centre. Jei vietoje ekvivalentinio skersmens naudotume vandens aukštį, tada garo ir vandens bei oro ir vandens tėkmėje $Re_f \approx 1\,900$. Tarpfazinio paviršiaus ploto santykis su sienelių plotu vandenyje yra dvigubai didesnis, palyginti su mūsų kanalu. Šie skirtumai lemia ankstesnę turbulencijos inicijavimą ir augimą. Vietinis greitis ir temperatūra išmatuoti PIV ir LIF (angl. *laser induced fluorescence*) įranga. Turbulentinės šlyties dedamosios profiliai vandenyje, oro ir vandens bei garo ir vandens tėkmėje pateikti 2.6 paveiksle. Kairėje – oro ir vandens tėkmė, dešinėje – garo ir vandens tėkmė.



2.6 pav. Turbulentinės šlyties profiliai, kai $x = 0,595$ m, keičiant oro/garo įtekės greitį (Lee, 2015)

2.6 pav. lyginant tarpusavyje nesikondensuojančios ir besikondensuojančios tėkmių turbulentinės šlyties profilius, pastebima dėl kondensacijos padidėjusi šlytis viršutiniuose vandens sluoksniuose ir tuo daugiau, kuo didesnis tiekiamo garo greitis. Turbulencijos padidėjimas vandenyje taip pat pastebimas išmatuotuose temperatūros ir greičio laukuose, o tai parodo, kad kondensacijos sukelta šlytis yra svarbus veiksnys, didinantis turbulencijos plitimą. Viena iš autorių padarytų išvadų buvo tokia: didinant garo greitį, kondensatas efektyviau plinta į gilesnius vėsaus vandens sluoksnius. Tai reiškia, kad esant netgi nedidelėms Reinoldso kriterijaus reikšmėms, vandens tėkmėje atsiranda turbulentiniai sūkuriai, kurie gerokai efektyviau perneša šilumą gilyn į vandenį, palyginus su difuziniu pernešimu laminarinėje tėkmėje.

2.7 pav. pateikti du momentinio greičio laukai oro ir vandens bei garo ir vandens tėkmėje, rodantys greičio pokyčius ne tik ašine, bet ir vertikalia kryptimi. Autoriai teigia, kad momentinis greitis rodo turbulentinį, nesimetrišką vandens sluoksnių judėjimą tiek nesikondensuojančioje, tiek besikondensuojančioje tėkmėje.



2.7 pav. Momentiniai greičio laukai ir vektoriai (Lee, 2015). Kairėje: oro ir vandens tėkmė, $x = 0,907$ m, $U_g = 3,8$ m/s. Dešinėje: garo ir vandens tėkmė, $x = 0,907$ m, $U_f = 0,052$ m/s, $U_g = 5,4$ m/s

2.5. Literatūros apžvalgos apibendrinimas ir mokslinės problemos formulavimas

Atlikta gana daug horizontalios dvifazės nesikondensuojančios tėkmės eksperimentinių ir teorinių tyrimų vamzdžiuose, kur kas jų mažiau stačiakampiuose kanaluose. Tačiau besikondensuojančios dvifazės tėkmės eksperimentinių tyrimų randama nedaug. Publikuoti tyrimai pasižymi didele pradinių ir kraštinių sąlygų įvairove. Nagrinėti tekėjimo režimai nuo lygaus iki kamštinio, fazių tekėjimo kryptis tiek pasrovinė, tiek priešrovinė, slėgis nuo atmosferos iki 4 MPa, dujinės fazės greičiai nuo 0 iki 18 m/s, skystos fazės greičiai nuo 0,008 iki 0,67 m/s.

Apžvelgtuose dvifazės nesikondensuojančios tėkmės tyrimuose pastebėta, kad didėjant dujinės ir skystos fazės tėkmių greičių skirtumui, tarpfaziniame paviršiuje atsiranda mažos amplitudės „kapiliarinės“ bangelės, jas keičia didelio bangos ilgio „gravitacinės“ bangos, kurios vėliau deformuojasi ir lūžta, o esant labai dideliame fazių tėkmių greičių skirtumui, visas bangos frontas staiga lūžta ir skystis patenka į dujinę fazę.

Pagal mano atliktuose eksperimentiniuose tyrimuose (taip pat modeliavime) naudotas tekėjimo sąlygas identifikuoti tekėjimo režimai pateikti grafiškai 2.4 pav. raudonais taškais. Tekėjimo režimų diagrama rodo, kad esant 8 m/s garo tiekimo greičiui ir 0,0275 m/s vandens tiekimo greičiui, tekėjimas yra stratifikuotas banguotas, o esant 6 m/s garo tiekimo greičiui ir 0,0275 m/s vandens tiekimo greičiui, tekėjimas yra stratifikuoto banguoto ir lygaus tekėjimo riboje. Visais kitais atvejais identifikuojamas stratifikuotas lygus tekėjimo režimas, tačiau vizualiai užfiksuotas kapiliarinis bangavimas (amplitudė 1–3 mm).

Apžvelgtuose dvifazės besikondensuojančios tėkmės tyrimuose autoriai nagrinėja šilumos mainus tarp tekančių fluidų fazių ir masės mainus, vykstančius dėl garo kondensacijos. Identifikuotas energijos srauto perdavimo skirtumas tarp dviejų sąveikaujančių fazių, esant lygiam ir banguotam tarpfaziniam paviršiui

besikondensuojančioje garo ir vandens tėkmėje kanale (Kim ir Bankoff, 1983). Kritinis perėjimo į kamštinį tekėjimą dujų greitis yra didesnis garo ir vandens nei oro ir vandens tėkmėje horizontaliame kanale, tačiau vykstant garo kondensacijai ant tarpfazinio paviršiaus, kritinis greitis sumažėja (Chun ir Yu, 2000). Eksperimentų metu nustatytų labiausiai paplitusių Nuselto kriterijų koreliacijų (Chu, 2000; Kim, 1985; Segev, 1981) palyginimas tarpusavyje parodė didelius nesutapimus pasrovinėje garo ir vandens tėkmėje kanale, todėl reikalingos naujos, tikslesnės, koreliacijos horizontaliuose uždaruose kanaluose (Park, 2009). Nebanguojančioje garo ir vandens tėkmėje tarpfazinės šlyties generuojamas šiluminis turbulentinis maišymasis paprastai ne sklinda į gilesnius vandens sluoksnius, bet išsilaiko prie tarpfazinio paviršiaus. Tačiau šiluminis maišymasis gali būti efektyviau perduodamas į žemesnius vandens sluoksnius, kai paviršius yra banguotas ar tarpfazinė šlytis yra didesnė (Lee, 2006). Momentinio greičio ir temperatūros eksperimentiniai tyrimai kanale (Lee, 2015) rodo turbulentinį ir nesimetrišką vandens sluoksnių judėjimą tos pačios krypties garo ir vandens tėkmėje. Be to, nustatyta, kad garo kondensato šiluma efektyviau plinta į gilesnius vandens sluoksnius, jei garo greitis, o tuo pačiu tarpfazinė šlytis, didėja.

Dvifazės tėkmės skaitinis modeliavimas vis dar nepateisina lūkesčių, todėl tyrėjai atlieka skaitinių modelių modifikacijas, taip pat naudoja kitokias koreliacijas nei yra numatę programų kūrėjai. Choi ir kt. (2002) palygino savo eksperimentinę šilumos perdavimo koeficiento koreliaciją su Relap5 koreliacija besikondensuojančioje garo ir oro mišinio ir vandens pasrovinėje tėkmėje horizontaliame kanale. Rezultatai parodė, kad Relap5 modeliuoja intensyvesnę kondensaciją. Skaitinio modeliavimo sunkumų taip pat turėjo Štrubelj ir Tiselj (2006), kurie atliko Prasser ir kt. (2005) eksperimentų priešsrovinės tėkmės kanale CFD simuliaciją. Sumodeliuoti tarpfaziniai šilumos ir masės mainai neatitiko eksperimentų rezultatų, todėl dirbtinai buvo padidintas šilumos pernešimo koeficientas.

Iš apžvelgtų straipsnių akivaizdu, kad buvo atlikta daug reikšmingų tyrimų stratifikuotos skysčio ir dujų tėkmės horizontaliuose kanaluose. Tačiau eksperimentinių tyrimų besikondensuojančiose stratifikuotose tėkmėse nėra daug ir jie vis dar labai reikalingi gilinantį į tarpfazinį paviršių veikiančių inercijos jėgų sąveiką, kurią nusako šlyties vertė.

Šiame darbe tiriama kondensacijos įtaka tarpfazinei šlyčiai garo ir vandens pasrovinėje tėkmėje horizontaliame stačiakampiame kanale. Vykstant tekančio garo kondensacijai ant vandens paviršiaus, čia pat keičiasi garo tėkmės impulso pernešimas dėl pakitusio greičio lauko, be to, atsiranda kondensato impulso pernešimas į tarpfazinį paviršių. Todėl nuspręsta eksperimentiškai įvertinti kondensacijos poveikį greičio laukui. Pamatuoti prie pat tarpfazinio paviršiaus nebuvo galimybių, nes susiformuoja bangelės. Tarpfazinę šlytį dvifazėje tėkmėje būtų galima apskaičiuoti naudojantis tarpfazinės trinties koeficiento koreliacijomis, tačiau jos negalioja vykstant faziniams virsmams prie tarpfazinio paviršiaus. Kadangi eksperimentiškai įvertinti tarpfazinę šlytį negalime, tai nutarta tarpfazinės

šlyties įtempius įvertinti skaitinio modeliavimo būdu, o jo validacijai panaudoti eksperimentinius duomenis, gautus mūsų kanale.

Tyrimų eigoje, pagal išmatuotą vandens temperatūrą išilgai kanalo, nustatyta, kad yra turbulentinio tekėjimo požymiai, nors apskaičiuotas Reinoldso kriterijus rodo laminarinį tekėjimą. Todėl reikalingas turbulentiškumą apibūdinantis panašumo kriterijus, tiksliau nusakantis turbulenciją nesikondensuojančioje ir besikondensuojančioje stratifikuotoje dvifazėje tėkmėje.

Autoriaus indėlis

Stasys Gasiūnas, dirbdamas LEI Branduolinių įrenginių saugos laboratorijos eksperimentinių tyrimų grupėje, projektavo ir organizavo eksperimentinio stendo dvifazei tėkmei tirti gamybą ir surinkimą. Savarankiškai atliko eksperimentinius tyrimus, t. y. išmatavo garo greičio ir vandens temperatūros profilius, išanalizavo gautus duomenis. Sukūrė skaitinį eksperimentinio ruožo modelį, kuriuo įvertinta tarpfazinė šlytis. Prisidėjo prie naujo panašumo kriterijaus Sn , kurį pasiūlė prof. K. Almenas, išsvystymo. Atliko naujojo Sn kriterijaus pagrindimą remdamasis savo ir kitų autorių atliktais eksperimentais dvifazėse tėkmėse.

3. EKSPERIMENTINIS STENDAS IR METODIKA BESIKONDENSUOJANČIAI DVIFAZEI TĒKMEI TIRTI

3.1. Eksperimentinis stendas

Tarpfazinei šlyčiai tirti garo ir vandens pasrovinėje horizontalioje tēkmėje disertantas suprojektavo naują eksperimentinį stendą – horizontalų stačiakampį kanalą, nestandartinį statinį Pito vamzdelį ir temperatūros matavimo įrenginį.

3.1.1. Eksperimentinio kanalo matmenų pasirinkimas

Kadangi buvo gaminamas visiškai naujas kanalas, pasinaudota jau įgyta patirtimi ir apsvarstytas matmenų atitikimas poreikiams. Svarbūs kriterijai buvo eksperimentinio kanalo L/D santykis ir tēkmės dvimatis pobūdis. Santykis L/D turėtų būti toks, kad dujų tēkmės greičio profilis mažai besikeistų kanalo gale. Plačiuose kanaluose vandens bangų amplitudė centre ir prie sienelės gali skirtis kelis kartus. Siekiant dvimačio bangavimo, kanalo plotis parinktas siauresnis. Parenkant kanalo matmenis, atlikta mokslinėje literatūroje skelbtuose eksperimentuose naudotų kanalų geometrinių matmenų ir proporcijų analizė (3.1 lentelė). Nieko stebėtino, kad siaurų kanalų pasaulinėje tyrimų erdvėje taip nedaug, kadangi siekta išvengti didelės šoninių sienelių įtakos.

Planuojant LEI tyrimus buvo pasirinkta $L/D_{eq} = 36$ ($D_{eq} = 4 \cdot A_g / P_{w,g} = 0,033$ m), kadangi trumpame kanale lengviau kontroliuoti vandens lygį ir tekėjimo režimą. Tai ypač svarbu besikondensuojančioje tēkmėje, kur šilumos mainų procesai vyksta labai sparčiai. Didesnis kanalo ilgis sąlygotų greitesnį tekėjimo režimo perėjimą į kamštinį emulsinį.

3.1 lentelė. Eksperimentinių kanalų parametrai

Nr.	Tyrėjas	Dujų greitis m/s	Skysčio greitis m/s	Kanalų matmenys			Skysčio lygis m	D_{eq} m	L/D_{eq}	L/H_{ch}	W/H_{ch}
				Aukštis H_{ch} m	Plotis W m	Ilgis L m					
1	Linehan, Patrick ir El-Wakil (1969)	9–12	0,04–0,28	0,152	0,0167	0,457	0,0005–0,001	0,030	15,2	3,0	0,1
2	Wallis ir Dobson (1973)			0,0254	0,0254	1,5		0,025	59,1	59,1	1,0
3	Kordyban (1974)	1–6,1		0,106	0,152	4,6		0,125	36,8	43,4	1,4
4	Lee, Jensen, Bankoff, Yuen ir Tankin (1979)			0,054	0,305	1,56		0,092	17,0	28,9	5,6
5	Bankoff (1980)	6,2–15,2	0,09–0,3	0,064	0,305	1,56		0,106	14,7	24,4	4,8
6	Kim ir Bankoff (1983)			0,038		1,27	0,01			33,4	
7	Lim, Tankin ir Yuen (1984)	4–20	0,03–0,5	0,0635	0,305	1,601	0,0095 0,0159 0,0222	0,105	15,2	25,2	4,8
8	Kim, Lee ir Bankoff (1985)			0,075	0,38	2,1		0,125	16,76	28	5,1
9	Celata, Cumo, D'Annibale, Farello ir Focardi (1989)		0,5–20	0,02	0,0197	0,093	0,004 0,006 0,008 0,01	0,020	4,7	4,6	1,0
10	Murata, Hihara ir Saito (1992)			0,045	0,2	1	0,025	0,073	13,6	22,2	4,4
11	Kordyban ir Okleh (1995)	2,39–5,72		0,1	0,15	5	0,06–0,08	0,120	41,7	50,0	1,5
12	Lorencez, Nasr-Esfahany, Kawaji ir Ojha (1997)			0,05	0,1	7,2		0,067	108,0	144	2,0
13	Wongwises ir Kalinitchenko (2002)	7,96 max		0,054	0,054	2,2	0,034	0,054	40,7	40,7	
14	Choi, Chung ir No (2002)	1–14	0,05–0,15	0,12	0,04	1,84		0,06	30,7	15,3	0,33
15	Höhne ir Egorov (2003)			0,128		0,79				6,2	
16	Gargallo, Schulenberg, Meyer ir Laurien (2003)			0,09	0,11	4,4	Iki0,02	0,099	44,4	48,9	1,2
17	Šis tyrimas (LEI)	4–8	0–0,028	0,1	0,02	1,2		0,033	36,0	12,0	0,2

Tėkmės matmenys turi įtakos tarpfaziniams šilumos ir masės mainams. Ruile (1995), tirdamas kondensaciją ant vandens paviršiaus horizontalioje stratifikuotoje garo ir vandens tėkmėje, pastebėjo, kad didesnio aukščio (0,04 m) vandens sluoksnis stabdo turbulentinį sluoksnių maišymąsi ir išlaiko terminę stratifikaciją. Apribotas turbulentinis maišymasis savo ruožtu atsiliepia sumažėjusiu tarpfaziniu šilumos ir masės pernešimu.

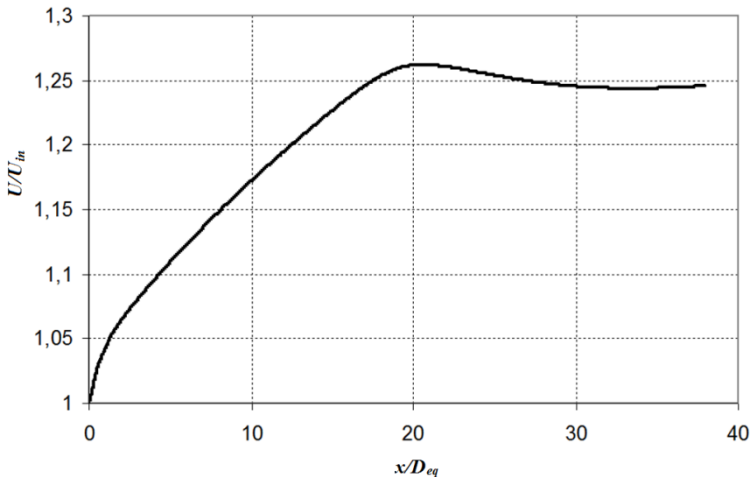
Parentant kanalo matmenis svarbu žinoti, kokiam atstume tekėjimo kryptimi L/D dujų tekėjimas tampa hidrodinamiškai išsivystęs. Remiantis Munson ir kt. (2002) pateiktomis koreliacijomis ((22) ir (23) lygtys), turbulentinis greičio profilis kanale turėtų išsivystyti, kai $L_e/D_{eq,g} = 19-21$, priklausomai nuo matavimuose tiekto garo greičio (4–8 m/s).

$$\text{Laminarinėje tėkmėje} \quad \frac{L_e}{D} \approx 0,06 \cdot \text{Re} \quad (22)$$

$$\text{Turbulentinėje tėkmėje} \quad \frac{L_e}{D} \approx 4,4 \cdot \text{Re}^{1/6}; \quad (23)$$

čia L_e – atstumas, reikalingas pasiekti išsivysčiusį greičio profilį (angl. *entrance length*). Stačiakampiuose kanaluose būdingu parametru naudojamas ekvivalentinis skersmuo D_{eq} .

Atliktas patikrinamasis vienfazės garo tėkmės kanalu skaičiavimas FLUENT programa, panaudojus sudarytą eksperimentinio kanalo skaitinį 3D modelį (žr. 3.5–3.7 skyrius). Ašinis garo greitis, apskaičiuotas išilgai kanalo garo tėkmės skerspjūvio centro linijoje (žr. 3.1 pav.), esant $U_g = 6$ m/s, didėja iki kanalo vidurio, o ties santykiu $L/D_{eq,g} \approx 20$ pastebimas nedidelis greičio mažėjimas. Tai rodo, kad sienų įtaka pasiekė tėkmės centrą ir greičio profilis šiame skerspjūvyje yra išsivystęs. Mano atlikti eksperimentiniai kondensacijos tyrimai, remiantis išmatuotomis vandens temperatūromis kanale, patvirtino tinkamą kanalo ilgio pasirinkimą.

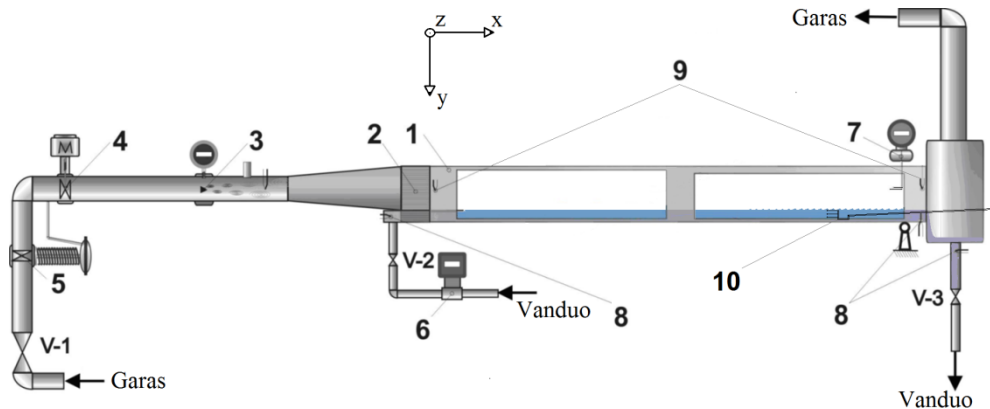


3.1 pav. Fluent modeliu apskaičiuotas ašinis garo greitis kanale

Parentant eksperimentinio kanalo matmenis, ne mažiau svarbios yra skerspjūvio geometrinės ypatybės. Plačiuose kanaluose šoninės sienos turi mažą įtaką tėkmės centre, tačiau formuojasi trimatis bangavimas, sukuriantis skersinius garo tekėjimus prie paviršiaus, be to, sunku analizuoti bangavimo charakteristikas. Todėl pasirinktas sąlyginai siauras (0,02 m) ir aukštas (0,1 m) kanalo skerspjūvis. Vandens pratekėjimo skerspjūvis parinktas beveik kvadratinis (0,02 x 0,025 m). Garo pratekėjimo skerspjūvio geometrija pasirinkta labiau ištempta (0,02 x 0,075 m) tam, kad būtų lengviau įvertinti garo greičio profilio pokyčius ir užtikrinti pakankamą garo srautą, kadangi garas intensyviai kondensuojasi ant vandens paviršiaus. Neigiamas glaustų šoninių sienelių poveikis šiuose eksperimentuose yra tai, kad šoninės sienelės slopina turbulenciją, kuri generuojama tarpfaziniame paviršiuje ir plinta į gilesnius vandens sluoksnius.

3.1.2. Stendo schema ir darbo principas

Eksperimentinio stendo schema pateikta 3.2 pav. Pagrindinė jo dalis yra stačiakampis gretasienis 1,2 m ilgio, 0,02 m pločio ir 0,1 m aukščio kanalas 1, pagamintas iš 0,01 m storio nerūdijančio plieno plokščių su šonuose įmontuotais 0,02 m storio BoSi langais. Kanalo konstrukcija užtikrina jo formos tikslumą ir pastovumą visame jo ilgyje. Siekiant sumažinti vidinių sienelių rasoje ir šilumos nuostolius į aplinką, visas eksperimentinis ruožas buvo izoliuotas 0,05 m storio akmens vata ir 0,022 m storio daugiasluoksne aliuminio ir putplasčio šiltinimo medžiaga. Kanalo šonuose įrengti skaidrūs langai procesams vizualiai stebėti. Eksperimentų metu garo tiekimo stabilumui palaikyti įrengtas tiesioginio veikimo reguliuojantis vožtuvas 5 (slėgio reduktorius). Garo sukuriams slopinti įrengta išsiplėtimo tūta tarp garo tiekimo linijos ir eksperimentinio kanalo bei keraminis korys 2 tarp tūtos ir eksperimentinio kanalo. Eksperimentinio ruožo pradžioje garas ir vanduo atskirtas metaline 0,05 m storio ir 0,163 m ilgio plokštele su smailėjančiu galu, kuri padeda sumažinti pradinį tarpfazinio paviršiaus trikdymą ir išlaikyti lygų vandens paviršių fluidų santakos zonoje. Plokštelė leidžia susiformuoti garo greičio profiliui ir susidaryti pasienio sluoksneliui, kuriame greitis ženkliai mažesnis, todėl plokštelei pasibaigus nešiaušiamas vandens paviršius. Vandens tėkmė po plokštele yra laminarinė.



3.2 pav. Eksperimentinis stendas: 1 – stačiakampis kanalas (plotis 0,02 m, aukštis 0,1 m, ilgis 1,2 m); 2 – keraminis korys; 3 – sukurinis srauto matuoklis (su slėgio keitikliu ir termopora); 4 – srautą reguliuojantis vožtuvas; 5 – tiesioginio veikimo reguliuojantis uždarantysis vožtuvas; 6 – elektromagnetinis vandens srauto matuoklis; 7 – dinaminio dujų slėgio matuoklis (Pito vamzdelis); 8 – termoporos vandenyje; 9 – termoporos gare; 10 – vandens temperatūros zondas; V-1 – garo tiekimo sklendė; V-2 – vandens tiekimo sklendė; V-3 – drenažo sklendė

Eksperimentiniams matavimams atlikti buvo naudota ši įranga:

1) dujų srautas buvo matuojamas sukuriniu srauto matuokliu Endress+Hauser PROWIRL 72W25, kurio matavimo ribos yra 8,588–161,537 m³/h, matavimo paklaida iki 0,75 %;

2) vandens srautas buvo matuojamas elektromagnetiniu srauto matuokliu ISOMAG MS501 su konverteriu ML210. Prietaiso matavimo ribos yra 0–12500 l/h, matavimo paklaida iki 0,2 % išmatuotos reikšmės;

3) statinio ir suminio slėgių skirtumas statiniame Pito vamzdyje buvo matuojamas skirtuminio slėgio matuokliu Fuji Electric FCX II. Šio prietaiso matavimo ribos 0–100 Pa, matavimo paklaida iki 0,07 %;

4) garo greičio profiliai buvo matuojami statiniu Pito vamzdeliu su anksčiau aprašytu skirtuminio slėgio matuokliu. Kalibravimo metu nustatytas statinio Pito vamzdelio koeficientas 2–8 m/s matuojamam greičiui yra 0,986–0,979 ribose, išplėstinė neapibrėžtis $\pm 0,006$ m/s;

5) temperatūros buvo matuojamos Cr–Al termoporomis, matavimo paklaida yra ± 1 K.

Garas buvo tiekiamas įvadinio 0,027 m skersmens vamzdžiu ir, pratekęs stačiakampį kanalą, jis laisvai išteka į aplinką. Įvadinį vamzdį su kanalu jungia platėjanti tūta, kurioje garo pratekėjimo skerspjūvis pakeičiamas iš apvalaus į stačiakampį. Už tūtos patalpintas keraminis korys, sudarytas iš 850 tėkmei lygiagrečių kvadratinių kanaliukų, kurių plotis 0,001 m, o ilgis 0,095 m. Korio kanaliukuose tėkmė yra laminarinė. Šis korys kanalo pradžioje suformuoja beveik stačiakampį garo greičio profilį. Tiekiamo garo srautas matuojamas sukuriniu srauto matuokliu 3 ir reguliuojamas elektromechaninę pavarą turinčia sklende 4. Vandens lygis (0,025 m) palaikomas kanalo gale esančiu laipteliu. Kanalo pradžioje labai

mažu greičiu tiekiamas šaltas vanduo kondensacijai palaikyti, kurio srautas matuojamas srauto matuokliu 7 ir reguliuojamas rankine sklende V-2. Garo, vandens ir sienelių temperatūros kanale buvo matuojamos naudojant Cr–Al termoporas 9–11. Eksperimentinio stendo paruošimas matavimui trukdavo apie 2 valandas. Paruošimas reikalingas eksperimentinio ruožo išilimui ir temperatūros režimo nusistovėjimui. Eksperimentų metu garas ir vanduo į kanalą buvo tiekiami 3.2 lentelėje pateiktais garo greičio ir vandens srauto deriniais (pradinės vidutinės reikšmės). Suprantama, kad dalis garo sukondensuojama ant vandens paviršiaus, dėl to vidutinis garo greitis pasroviui mažėja. Tiekiamo garo temperatūra eksperimentų metu buvo palaikoma 1 °C tikslumu 102–108 °C ribose. Slėgis kanale artimas atmosferos slėgiui.

3.2 lentelė. Į kanalą įtekančių garo greičio ir vandens srauto deriniai bei jų Re kriterijai

Garo tiekimo greitis m/s	4	6	8
Garas Re kanale	6160	9240	12320
Garas Re korio kanaliuke	195	293	390
Vandens Re, kai $U_f = 0,005$ m/s	159	153	149
Vandens Re, kai $U_f = 0,028$ m/s	660	660	660

3.2. Matavimų metodika

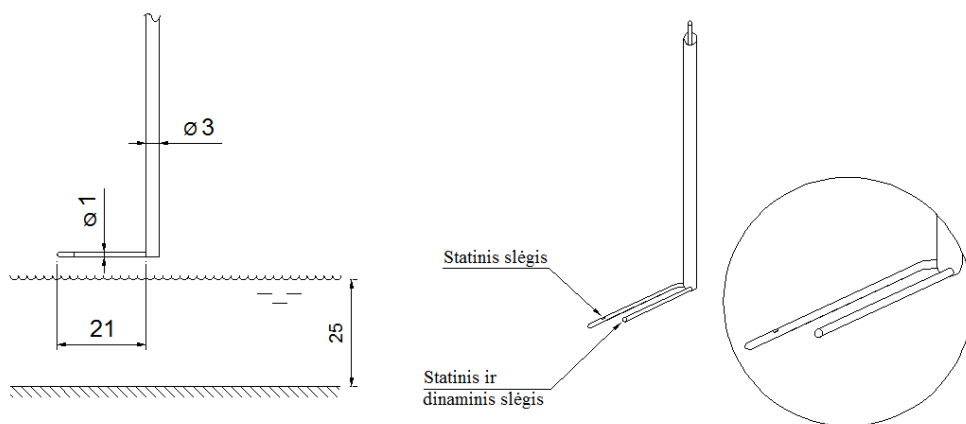
3.2.1. Garo greičio profilių matavimas

Garų greičio profilis įvertintas netiesiogiai, matuojant dinaminio slėgio profilį tekneje statiniu Pito vamzdeliu, sujungtu su skirtuminio slėgio matuokliu. Žinant pratekėjimo skerspjūvio plotą bei tankį, išmatuotasis slėgio profilis perskaiciuotas į greičio profilį pagal priklausomybę:

$$U(y) = \sqrt{\frac{2 \cdot dp(y)}{\rho}} ; \quad (24)$$

čia dp – dinaminis slėgis Pa.

Garų greičiui išmatuoti naudoto statinio Pito vamzdelio konstrukcija (3.3 pav.) yra adaptuota atsižvelgiant į matavimo erdvės glaustumą kanale. Pilnutinis (statinio ir dinaminio suma) ir statinis slėgis buvo matuojamas tame pačiame skerspjūvyje. Pozicionavimui panaudotas vertikalus koordinatinis įrenginys.



3.3 pav. Statinio Pito vamzdelio principinė schema

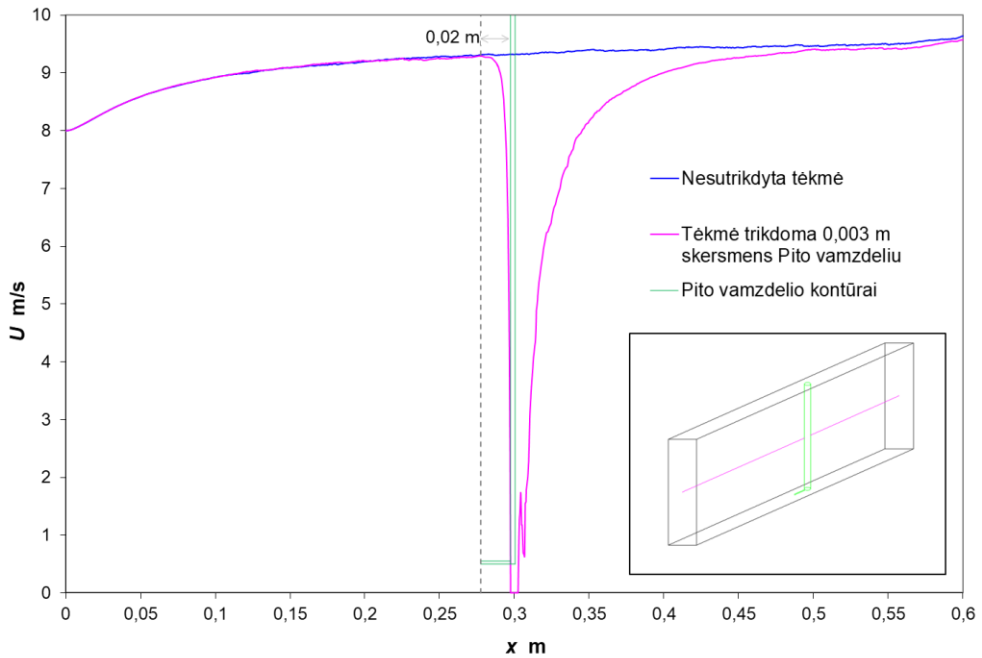
Statinio Pito vamzdelio kalibravimo liudijimo duomenys pateikti A priede.

Siekiant įvertinti statinio Pito vamzdelio trikdį (kaip šalutinio objekto) tyrimo erdvėje, buvo atlikti įvertinamieji skaičiavimai Fluent programa.

3.4 pav. parodyta, kaip keičiasi garo greičio ašinė dedamoji išilgai kanalo, apskaičiuota tėkmės ašinėje linijoje (pagal x koordinatę), aptekant statinį Pito vamzdelį. Kadangi garas, aptekėdamas Pito vamzdelį, keičia kryptį, todėl ašinė greičio dedamoji sumažėja iki nulio, o už vamzdelio atsistato. Pagal modeliavimo rezultatus 0,003 m skersmens vertikalusis vamzdelis reikšmingai trikdo tėkmę iki 0,02 m prieš save ir už savęs (3.4 pav.). Remiantis šiuo skaičiavimu statinio Pito įrenginio horizontalaus vamzdelio ilgis parinktas 0,02 m.

Garų greitis statiniu Pito vamzdeliu buvo matuotas kanalo gale ($x/D_{eq} = 31$), vertikalioje centrinėje plokštumoje, nuo viršutinės kanalo sienelės iki vandens paviršiaus. Matavimo taškų žingsnis kito nuo 0,5 mm prie paviršiaus iki 4 mm, o bendras greičio profilį sudarančių taškų skaičius siekė iki 20.

Garų greičio arti tarpfazinio garo ir vandens paviršiaus išmatuoti nepavyko dėl kylančių bangų, kurios užliedavo statinio Pito vamzdelio angas.

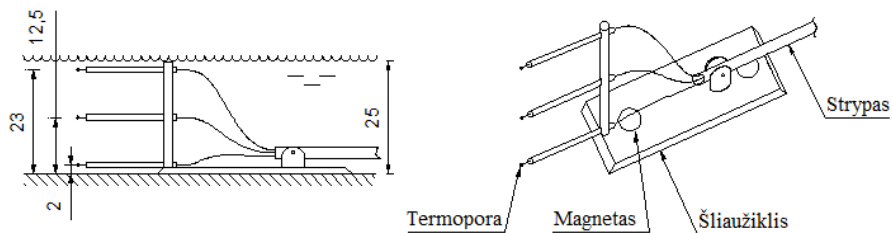


3.4 pav. Statinio Pito vamzdelio įtaka ašinei garo greičio dedamajai kanale, įvertinta Fluent programa

3.2.2. Vandens temperatūros išilginio profilio matavimas

Vienas eksperimentinio darbo uždavinių – apskaičiuoti garo ir vandens tėkmėje sukondensuojamo garo srautą, kuris priklauso nuo tiekiamo garo srauto, aušinančio vandens srauto ir vandens temperatūros. Galima būtų apsiriboti vandens temperatūros matavimu kanalo pradžioje ir jo pabaigoje, taip apskaičiuojant bendrą kanale sukondensuoto garo kiekį. Bet išmatavus vandens temperatūrą išilgai kanalo, galima apskaičiuoti sukondensuojamo garo srauto profilį. Tai įgalina geriau suprasti kondensacijos pobūdį kanale ir tiksliau modeliuoti šį procesą. Sukondensuojamo garo srauto profilį galima naudoti skaitiniame modelyje kaip įvesties parametras.

Norint išmatuoti, kaip kinta vidutinė vandens temperatūra jam tekant kanalu, buvo panaudotas ilgas zondas. Temperatūros matavimo zondas buvo pagamintas iš ilgo strypelio ir šliaužiklio (3.5 pav.).



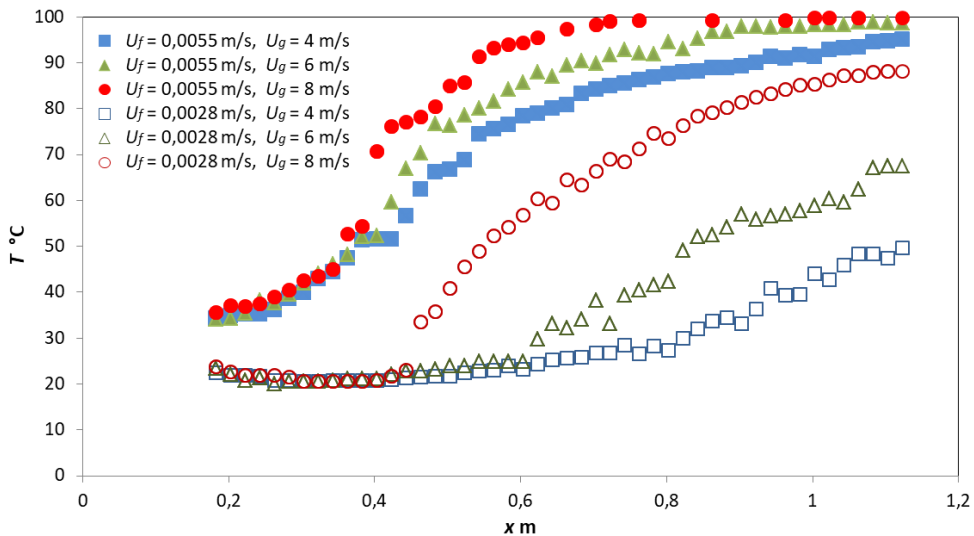
3.5 pav. Temperatūros matavimo zondo principinė schema

Ant šliaužiklio buvo pritvirtintos trys Cr–Al termoporos, o jų laidai buvo įverti į strypelį, kurio kitas galas išvestas kanalo gale. Termoporos buvo išdėstytos viena virš kitos taip, kad būtų galima pamatuoti vandens temperatūrą prie dugno, viduryje ir arti vandens paviršiaus. Pirmoji termopora patalpinta 0,002 m nuo kanalo dugno, antroji – 0,0125 m, o trečioji – 0,023 m. Vandens lygis kanale 0,025 m. Zondo šliaužiklis su termoporomis galėjo būti traukiamas išilgai kanalo $x = 0,163–1,123$ m ruože. Matavimai jame buvo atliekami 0,02 m intervalais.

Kadangi sukondensuojamo garo skaičiavimams reikalinga vidutinė vandens temperatūra išilgai kanalo, todėl trijų termoporų matavimai suvidurkinti. Trijų termoporų vertės vidurkintos ne tiesiškai, bet atsižvelgiant į netolygų jų išsidėstymą pagal aukštį. Termoporos vidurkinimo koeficientai pagal aukštį priimti šie:

- apatinei termoporai 4/25;
- vidurinei termoporai 17/25;
- viršutinei termoporai 4/25.

Vidutinės vandens temperatūros profiliai pagal kanalo ilgį pateikti 2.6 pav.



3.6 pav. Vidutinė vandens temperatūra pagal kanalo ilgį

3.2.3. Sukondensuojamo garo srauto skaičiavimas

Garų ir vandens tėkmėje sukondensuojamo garo srautas kito priklausomai nuo tiekiamo garo ir aušinančio vandens srauto. Kad būtų lengviau suvokti ir lyginti matavimus tarpusavyje, garo ir vandens tėkmė kanale buvo apibūdinama vidutiniu įtekėjimo greičiu. Sukondensuojamo garo srautai kanale apskaičiuoti pagal vidutinę vandens temperatūrą, kuri kito išilgai kanalo (3.6 pav.). Pagal išmatuotų temperatūrų skirtumus tarp gretimų matavimo taškų (pagal x ašį) apskaičiuotas sukondensuojamo garo srautas kiekvienam 0,080 m ilgio, 0,020 m pločio ir 0,025 m gylio tūreliui, o jų suma sudaro bendrą sukondensuojamo garo srautą kanale.

Sukondensuojamo garo srautas ant vandens paviršiaus nustatytas pagal vandens šilumos energijos balanso lygtį. Taigi kondensacijos metu išsiskirianti šiluma:

$$Q_c = Q_{f,out} - Q_{f,in} + Q_{f,apl} = h_{f,2} \cdot (M_f + M_c) - h_{f,1} \cdot M_f + Q_{f,apl} \left(\frac{kJ}{s} \right) \quad (25)$$

Sukondensuojamo garo masinis srautas ant vandens paviršiaus M_c (24) lygtyje yra atmetamas. Toks supaprastinimas skaičiuojant sukondensuojamo garo srautą mano tyrinėjamu atveju duoda paklaidą nuo 5 iki 12 %.

Šilumos nuostoliai į aplinką eksperimentiniame kanale buvo įvertinti tekant garui be vandens 4 m/s greičiu. Įvertinus įtekančio ir ištekančio garo šilumos srautus ir sukondensuoto garo šilumos dalį ant vėsesnių sienelių:

$$Q_{apl} = Q_{in} - Q_{out} - Q_{kond} \quad (26)$$

Įtekančio garo šiluma:

$$Q_{in} = M_g \cdot h_g \quad (27)$$

Ištekančio garo šiluma:

$$Q_{out} = (M_g - M_{kond}) \cdot h_g \quad (28)$$

Sukondensuoto garo ant vėsesnių kanalo sienelių šiluma:

$$Q_{kond} = M_{kond} \cdot h_f; \quad (29)$$

čia M_{kond} nustatytas eksperimentiškai, tam tikrą laiką renkant kondensatą į uždarą indą. Nustatyta, kad esant įtekančio garo greičiui kanale 4 m/s, šilumos nuostoliai į aplinką sudarė 158 W, kai įtekančio garo šiluma buvo 9 458 W. Taigi šilumos nuostoliai į aplinką dėl geros šilumos izoliacijos buvo maži ir sudarė 1,7 %. Todėl skaičiuojant sukondensuojamo garo srautą šilumos nuostoliai į aplinką nevertinti.

Priimant, kad vanduo tekėdamas kanale pašyla dėl sąlyčio su garu, o garas yra sotysis, taip pat atlikus jau minėtus (25) lygties supaprastinimus, garo šilumos srautas į vandenį ir sukondensuojamo garo ant vandens paviršiaus masinis srautas apskaičiuojami šitaip:

$$Q_c = \sum (h_{f,2} \cdot M_f - h_{f,1} \cdot M_f) \left(\frac{kJ}{s} \right) \quad (30)$$

$$M_c = \sum \frac{h_{f,2} \cdot M_f - h_{f,1} \cdot M_f}{h_{fg}} \left(\frac{kg}{s} \right) \quad (31)$$

Sukondensuoto garo srautas skaičiuotas 0,08 m ilgio atkarpomis išilgai kanalo, atliekant jų sumavimą intervale $x = 0,163-1,123$ m. Vandens entalpijos $h_{f,2}$ ir $h_{f,1}$ įvertintos pagal vandens temperatūrą, kuri pateikta grafiškai 3.6 pav. Slaptoji garavimo šiluma: $h_{fg} = h_g(100\text{ °C}) - h_f(100\text{ °C}) = 2\,257$ kJ/kg.

Santykinis sukondensuojamo garo srautas ant vandens paviršiaus:

$$G_c = \frac{M_c}{M_g} (\%) \quad (32)$$

3.2.4. Šilumos perdavimo koeficiento skaičiavimas

Šilumos perdavimo koeficientas tarpfaziniame paviršiuje garo ir vandens tėkmėje nustatomas pagal vandens pašilimą kanale, darant šias prielaidas:

- vanduo šyla tik dėl garo kondensacijos tarpfaziniame paviršiuje;
- šilumos nuostoliai į aplinką yra maži (žr. 2.2.3 sk.), todėl nevertinami;
- tarpfazinis paviršius plokščias (nėra bangų).

Remiantis kitų tyrėjų patirtimi, eksperimentuose naudojamas ne sotusis garas, o truputį perkaitintas tam, kad būtų išvengta kondensacijos ant sienelės, todėl nepakenkiama tiriamam procesui. Celata ir kt. (1987) eksperimentiškai nustatė, kad vykstant garo kondensacijai ant vandens paviršiaus šilumos perdavimo koeficientas tik šiek tiek priklauso nuo garo perkaitos.

Eksperimentinio tyrimo metu nustatytas vidutinės vandens temperatūros kitimas išilgai kanalo (3.6 pav.), panaudoto įvertinant šilumos perdavimo koeficientą:

$$k = \frac{(h_{f,2} - h_{f,1}) \cdot M_f}{A_i (T_{f,sat} - T_{f,av})}; \quad (33)$$

čia M_f – vandens masinis srautas, $(h_{f,2} - h_{f,1})$ – vandens entalpijos skirtumas ašine tėkmei kryptimi, A_i – tarpfazinio paviršiaus (garas ir vanduo) plotas, $T_{f,sat}$ – vandens sotinimo temperatūra, $T_{f,av} = T_{f,2} - T_{f,1}$ – vidutinė vandens temperatūra.

Vietiniai šilumos mainai buvo nustatyti padalijus tarpfazinį paviršių į $0,02 \times 0,02$ m stačiakampius plotelius, kurių matmenų pasirinkimui turėjo įtakos temperatūros matavimo žingsnis $0,02$ m pagal išilginę tėkmei koordinatę.

Vidutinis šilumos perdavimo koeficientas nustatytas pagal vietines jo reikšmes kanalo imtyje $x = 0,163-1,123$ m.

3.2.5. Eksperimentinių rezultatų neapibrėžties analizė

Eksperimentinio tyrimo pagrįstumui nustatytos matavimo neapibrėžtys.

1. Temperatūros matavimo neapibrėžtis. Eksperimentuose naudotos Cr–Al (K tipo) termoporos, kurių tikslumas pagal tarptautinius standartus priimtas $\pm 2,2\text{ °C}$, arba $0,75\%$, kai termoporos yra nekalibruotos, o matuojama temperatūra yra per 0 °C (ASTM, 1993). Tuomet esant aukščiausiai temperatūrai kanale (100 °C), termopora matuoja $\pm 0,75\text{ °C}$ tikslumu. Siekiant išvengti papildomų neapibrėžčių, buvo atsisakyta prailginimo laidų ir jungčių, todėl termoporų laidai buvo apytikriai 1 m ilgio ir sujungti tiesiogiai su multimetru. Naudotas multimetras Keithley 2700,

kuris matuoja termoporos elektrovaros jėgą mikrovoltais ir perskaičiuoja į temperatūrą pagal algoritmą: $t = c_0 + c_1E + c_2E^2, \dots, c_9E^9$; čia E yra įtampa, o c_0-c_9 – konstantos priklausomai nuo termoporos tipo. Multimetromatavimo neapibrėžtis 10 mV ribose yra 0,0045 %, bet pagal multimetromatavimą termoporu laidų jungtys su prietaisu aplinkos temperatūroje padidina neapibrėžtį iki 1 °C. Ši neapibrėžtis būtų mažesnė, jei sujungimo taškai būtų atšaldyti iki 0 °C temperatūros. Taigi temperatūros matavimo neapibrėžtis $\pm 1,75$ °C. Temperatūra matuojama 20–107 °C intervale, taigi santykinė sisteminė temperatūros matavimo neapibrėžtis:

$$\frac{\Delta T_{\max}}{T} = \frac{1,75}{107} \cdot 100 = 1,63 \% \quad (34)$$

2. Vandens lygio stebėjimo neapibrėžtis 0,5 mm, esant 4 m/s, ir 0,7 mm, esant 8 m/s greičiui. Priimta, kad didėjant greičiui, vandens lygio neapibrėžtis didėja tiesiškai.

3. Garo srauto matavimo neapibrėžtis. Garo srautas matuojamas „Endress+Hauser Prowirl 72“ sukuriniu srautmačiu, kurio neapibrėžtis $\pm 0,75$ %. Maksimali matuojamo dydžio vertė – 50 m³/h. Matuojamo dydžio absoliuti neapibrėžtis:

$$\Delta V_{\max} = \frac{50 \cdot 0,75}{100} = 0,375 \text{ m}^3/\text{h} \quad (35)$$

Matavimai atlikti srauto intervale 21,6–43,2 m³/h, tuomet santykinė sisteminė neapibrėžtis:

$$\frac{\Delta V_{\max}}{V} = \frac{0,375}{43,2 - 21,6} \cdot 100 = 0,9 - 1,7 \% \quad (36)$$

4. Vandens srauto matavimo neapibrėžtis. Į kanalą įtekančio vandens srautas matuojamas elektromagnetiniu vandens srauto matuokliu „ISOIL MS501 ML210“. Kalibravimo liudijimo kopija pateikta A priede. Jo leidžiamoji sutartinė neapibrėžtis yra 0,2 % tekėjimo ribose 30–285 l/h. O esant 10 l/h srautui, neapibrėžtis 0,3 %. Absoliuti prietaiso neapibrėžtis:

$$\Delta V_{\max} = \frac{285 \cdot 0,2}{100} = 0,57 \text{ l/h} \quad (37)$$

Santykinė sisteminė vandens srauto matavimo neapibrėžtis intervale 10–50 l/h:

$$\left(\frac{\Delta V_{\max}}{V} \right)_{\max} = \frac{0,57}{50 - 10} \cdot 100 = 1,1 - 5,7 \% \quad (38)$$

5. Greičio matavimo neapibrėžtis. Greičio profilis įvertintas netiesiogiai, matuojant dinaminį slėgį tėkmėje statiniu Pito vamzdeliu, sujungtu su skirtuminio slėgio matuokliu. Matavimo neapibrėžtis susideda iš statinio Pito vamzdelio ir skirtuminio slėgio matuoklio „Fuji Electric FCX-AII“ neapibrėžčių. Statinio Pito vamzdelio neapibrėžtis yra ± 1 %. Pito vamzdelio ir skirtuminio slėgio matuoklio

matavimo sistemos kalibravimo liudijimo kopija pateikta A priede. Skirtuminio slėgio matuoklio leidžiamoji sutartinė neapibrėžtis yra $\pm 0,07\%$, o matavimo ribos 0–150 Pa, tuomet absoliuti matavimo neapibrėžtis:

$$\Delta p_{\max} = \frac{150 \cdot 0,07}{100} = 0,105 \text{ Pa} \quad (39)$$

Matuoto dinaminio slėgio intervalas 1,5–27 Pa. Matavimo prietaiso santykinė sisteminė neapibrėžtis:

$$\left(\frac{\Delta p_{\max}}{p} \right)_{\max} = \frac{0,105}{27-1,5} \cdot 100 = 0,4-7\% \quad (40)$$

Bendra dinaminio slėgio matavimo santykinė sisteminė neapibrėžtis:

$$\Delta p_{\max} = 1 + (0,4-7) = 1,4-8\% \quad (41)$$

6. Sukondensuojamo garo srauto neapibrėžtis. Vietinis sukondensuojamo garo srautas apskaičiuotas pagal (30) ir (31) lygtis:

$$M_c = \frac{(h_{f,2} - h_{f,1}) \cdot M_f}{h_{fg}} \quad (42)$$

todėl santykinė sukondensuojamo garo srauto neapibrėžtis išreikšta šitaip:

$$\frac{\Delta M_c}{M_c} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta M_f}{M_f} \quad (43)$$

Vandens entalpija nustatyta pagal temperatūrą panaudojus vandens savybių lentelę IAPWS IF97, kurios neapibrėžtis mano atliktų eksperimentinių matavimų diapazone yra $\pm 0,15\%$ (Watanabe, 2003). Vandens temperatūros matavimo neapibrėžtis nustatyta anksčiau ir yra 1,6%. Taigi bendra vandens entalpijos neapibrėžtis $\pm 1,75\%$.

Didžiausia santykinė vandens srauto neapibrėžtis, nustatyta 4 punkte, yra 5,7%.

Galutinai nustatyta sukondensuojamo garo srauto neapibrėžtis sudarė:

$$\frac{\Delta M_c}{M_c} = 1,75 + 5,7 = 7,5\% \quad (44)$$

7. Šilumos perdavimo koeficiento neapibrėžtis. Šilumos perdavimo koeficientas per tarpfazinį paviršių garo ir vandens tėkmėje buvo nustatytas pagal (33) lygtį:

$$k = \frac{(h_{f,2} - h_{f,1}) \cdot M_f}{A_i \cdot (T_{f,sat} - T_{f,av})} \quad (45)$$

todėl santykinė šilumos perdavimo koeficiento neapibrėžtis išreikšta šitaip:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta M_f}{M_f} + \frac{\Delta A_i}{A_i} \quad (46)$$

Vandens entalpija nustatyta pagal temperatūrą panaudojus vandens savybių lentelę IAPWS IF97, kurios neapibrėžtis mano atliktų eksperimentinių matavimų diapazone yra $\pm 0,15\%$ (Watanabe, 2003). Vandens temperatūros matavimo neapibrėžtis nustatyta anksčiau ir yra $1,6\%$. Vandens entalpijos neapibrėžtis $\pm 1,75\%$. Didžiausia santykinė vandens srauto neapibrėžtis, nustatyta 4 punkte, yra $5,7\%$.

Tarpfazinio paviršiaus plotas apskaičiuotas darant prielaidą, kad tarp vandens ir garo esantis vandens paviršius yra lygus, todėl paviršiaus plotas apskaičiuotas remiantis kanalo matmenimis, kurių geometrinis tikslumas $0,2\text{ mm}$:

$$\frac{\Delta A_i}{A_i} = \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta L}{L} = \left(\frac{0,002}{0,2} + \frac{0,002}{1,2} \right) \cdot 100 = 1,2\% \quad (47)$$

Galutinai nustatyta santykinė šilumos perdavimo koeficiento neapibrėžtis:

$$\frac{\Delta k}{k} = 1,75 + 1,6 + 5,7 + 1,2 = 10,3\% \quad (48)$$

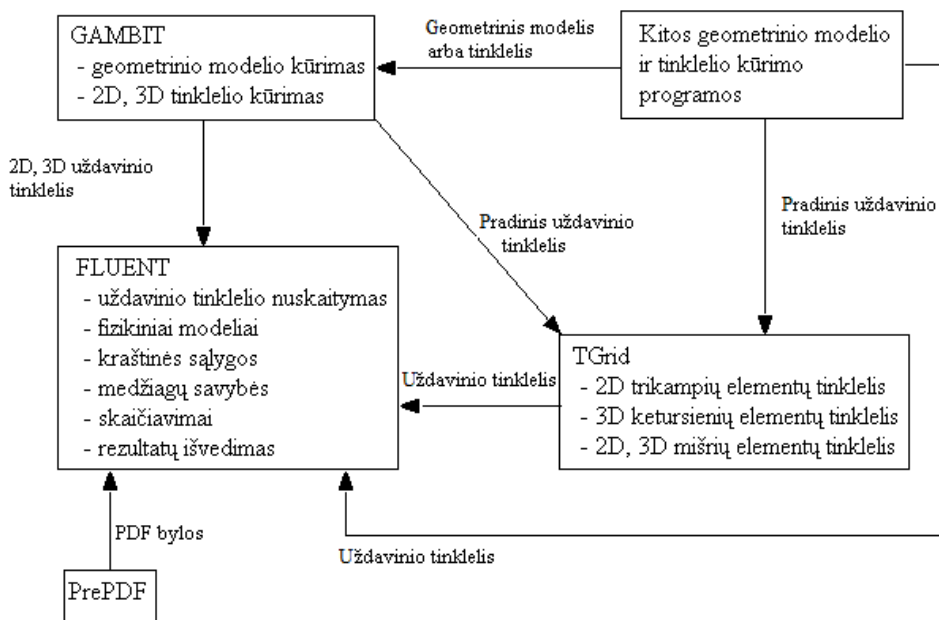
4. SKAIČIUOJAMOSIOS HIDRODINAMIKOS PROGRAMA IR METODIKA TARPFAZINEI ŠLYČIAI MODELIUOTI VANDENS IR GARO TĒKMĒJE

Skaitinio tyrimo metu naudotas Fluent skaičiuojamosios hidrodinamikos programų paketas (Fluent, 2001). Fluent plačiai naudojamas fluido tėkmėms ir šilumos perdavimui sudėtingose sistemose modeliuoti. Skaičiuojamoji hidrodinamika (*computational fluid dynamics* — CFD) apima hidrodinamikos ir masės pernešimo lygčių skaitinį sprendimą. Naudojant CFD, galima sumodeliuoti fluidų tekėjimą ir jį vizualiai pavaizduoti kompiuterio ekrane. Modeliavimo procesas matematiškai realizuojamas fluidų mechanikos dalines diferencialines tekėjimo lygtis transformuojant į algebrines lygtis, kurios diskretizuojamos ir sprendžiamos tinklelyje, sudarytame iš baigtinio dydžio tūrelių. Priklausomai nuo uždavinio sudėtingumo parinktos tekėjimo lygtys sprendžiamos integruojant pagal laiką iteravimo būdu, kol gaunami stabilūs sprendiniai, priklausomai nuo pradinių ir ribinių sąlygų. Kadangi pagrindinės lygtys sprendžiamos kiekviename uždavinio tinklelio elementariame tūrelyje, todėl naudojant CFD, galime gauti fluido tekėjimo ir masės mainų kryptis. Apskaičiuojami visi aktualūs srauto kintamieji: greičiai, slėgiai, temperatūros, tankiai ir kt.

Šio skaitinio tyrimo metu buvo sudarytas Fluent vandens ir garo tėkmės modelis, parinktas tinkamas modeliavimo būdas bei nustatytas garo greičių laukas ir šlyties pasiskirstymas prie tarpfazinio paviršiaus. Garo greičio prie tarpfazinio paviršiaus dydis yra lemiamas tarpfazinei šlyčiai. Naudojant Fluent programą, fazių virsmų modeliavimas stratifikuotoje dvifazėje besikondensuojančioje tėkmėje dar nėra pakankamai tikslus. Tačiau naudojant vienfazės tėkmės Fluent modelį ir imituojant garo kondensaciją, galima apskaičiuoti svarbius parametrus, t. y. garo greičio ir tarpfazinės šlyties pasiskirstymą kanale.

4.1. Fluent programos struktūra

Tarpfazinė šlytis vandens ir garo tėkmėje buvo modeliuota Fluent programa, kuri sprendžia fluido tekėjimo lygtis. Skaitinio modelio geometrija ir tinklelis sukurtas Gambit programa, panaudojant stačiakampius tinklelio elementus. Nuskaičius uždavinio tinklelį Fluent programoje visos likusios operacijos yra susijusios su uždavinio sprendimu – pagrindinių lygčių sprendimo metodo parinkimu, kraštinių sąlygų apibrėžimu, fluido fizikinių savybių nustatymu, tinklelio tobulinimu ir rezultatų išvedimu.



4.1 pav. Fluent programos struktūra

4.2. Pagrindinės tvermės lygtys ir jų sprendimas

Fluido tėkmei skaičiuoti Fluent programų pakete taikomos judesio kiekio ir fluido vientisumo lygtys.

Judesio kiekio lygtis:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F}; \quad (49)$$

čia p – statinis slėgis;

$\rho \vec{g}$ – gravitacinė jėga;

\vec{F} – išorinės jėgos;

$\bar{\tau}$ – įtempimų tenzorius.

Čia

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{u} I \right]; \quad (50)$$

čia μ – molekulinė klampa;

I – vienetinis tenzorius.

Fluido vientisumo lygtis:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = S_m; \quad (51)$$

čia S_m – papildomas masės šaltinis, naudojamas tam tikruose modeliuose, pvz., išgaruojant skysčio lašeliams.

Be minėtų lygčių, papildomai sprendžiamos turbulencijos lygtys, kurios bus pateiktos toliau.

Fluent programoje pagrindinės lygtys sprendžiamos dviem metodais:

- atskiruoju sprendimo metodu (angl. *segregated*);
- vienalaikiu sprendimo metodu (angl. *coupled*).

Modeliuojant tarpfazinę šlytį vandens ir garo tėkmėje buvo pasirinktas atskirasis pagrindinių lygčių sprendimo metodas, kadangi jis labiau tinka nesuslegiamiems ir vidutiniškai suslegiamiems fluidams modeliuoti. Taikant atskirąjį metodą, pagrindinės lygtys sprendžiamos nuosekliai viena po kitos. Kadangi pagrindinės lygtys netiesinės, atliekama keletas šių lygčių sprendimo iteracijų, kol gaunama sprendinio konvergencija. Sprendimo loginė seka (pateikta 4.2 pav.):

1. Atnaujinamos fluido fizikinės savybės pagal einamąjį sprendinį. Jeigu uždavinio skaičiavimai dar tik pradedami, fluido fizikinės savybės paimamos iš pradinių uždavinio sąlygų;

2. Sprendžiamos impulso lygtys, taikant einamąsias slėgio ir masės srauto reikšmes, ir tokiu būdu perskaičiuojamas greičių laukas;

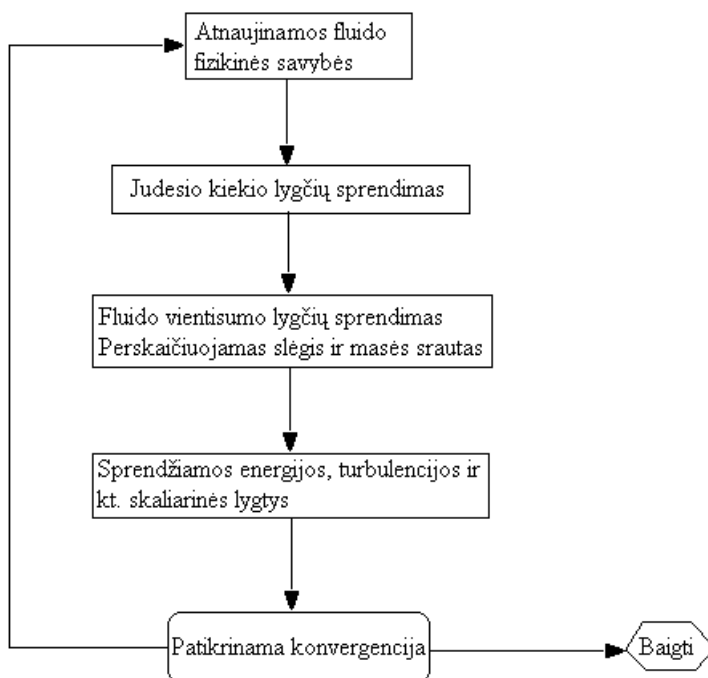
3. Jei perskaičiuoti greičių laukai neatitinka vientisumo lygties sprendinių, įvedama slėgio korekcijos lygtis, sudaryta remiantis fluido vientisumo ir linijine judesio kiekio lygtimis. Jos pagalba perskaičiuojamos slėgio ir greičių lauko bei masės srauto reikšmės;

4. Sprendžiamos skaliarinės lygtys (jei numatyta), pvz., energijos, turbulencijos, spinduliavimo ir kt., pagal einamąsias kitų kintamųjų reikšmes;

5. Jei taikomas tarpfazinių ryšių modelis, atitinkami vientisos fazės lygčių nariai gali būti atnaujinami su atskirų fazių trajektorijų skaičiavimu;

6. Patikrinama lygčių sistemos sprendinių konvergencija pagal nustatytą konvergencijos kriterijų.

Šie sprendimo žingsniai kartojami tol, kol patenkinama konvergencijos sąlyga.



4.2 pav. Pagrindinių lygčių sprendimo žingsniai, taikant atskirąjį metodą (angl. *segregated*)

4.3. Turbulentinio tekėjimo modelio parinkimas

Pagal Bardina (1980), yra šešios skaičiavimo metodų kategorijos, kurių kiekviena dar suskirstyta į keletą kategorijų.

Pirmojoje metodų kategorijoje taikomos koreliacijos – trinties koeficiento priklausomybė nuo Reinoldso kriterijaus. Šis metodas taikomas tik paprasčiausiais atvejais.

Antrojoje – taikomos integralinės lygtys, išvestos iš judėsio lygčių, jas integruojant pagal vieną ar kelias koordinates. Šitaip supaprastinamos diferencialinės lygtys iki vienos lygties arba kelių paprastesnių.

Trečioji metodų kategorija pagrįsta izotropinės turbulencijos prielaida, o lygtys gaunamos atliekant Navje-Stokso lygčių suvidurkinimą, t. y. momentiniai greičiai pakeičiami suvidurkintais. Tai dalinių išvestinių lygčių grupė, vadinama Reinoldso vidurkio Navje-Stokso lygtimis (angl. *Reynolds average Navier-Stokes*). Šių lygčių sistema nėra uždara, todėl turi būti įvesta pradinė turbulencija ir atliekamas turbulentinio pernešimo modeliavimas naudojantis fizikiniais turbulencijos modeliais.

Ketvirtoji metodų kategorija vadinama dviejų taškų uždarymo (angl. *two-point closures*): taikomos lygtys – greičio dedamųjų koreliacijos dviejuose taškuose. Šis metodas retai taikomas, išskyrus homogeninės turbulencijos atvejį.

Penktasis metodas vadinamas didelių sūkurių modeliavimu (angl. *large eddy simulation*). Čia tiesiogiai skaičiuojami dideli sūkuriai. Mažesni sūkuriai modeliuojami.

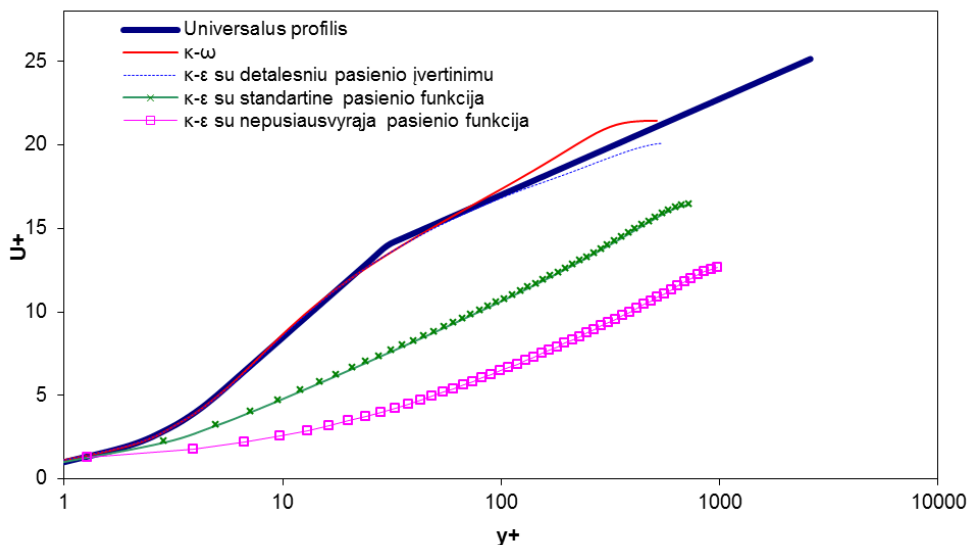
Šeštasis metodas – tiesioginis Navje-Stokso lygčių skaitinis sprendimas nenaudojant turbulencijos modelio (angl. *direct numerical simulation* – DNS). Tai tiksliausias turbulencijos įvertinimo skaitinis metodas. Teoriškai galima išspręsti visą turbulencijų skalę, tam panaudojus tiesioginio skaitinio modeliavimo metodą (DNS). Tačiau šis metodas turi didelį apribojimą – būtinas labai smulkus uždavinio tinklelis, kurio smulkumas proporcingas Re kriterijui. Todėl esant didelėms Re reikšmėms, tinklelio dydis turi būti pernelyg smulkus. O tai reikalauja milžiniškų kompiuterio atminties išteklių. Todėl šis metodas dar nėra pritaikytas praktiniams inžinerijos klausimams spręsti.

Paprastai inžinierius domina tik kelios turbulentinės tėkmės kiekybinės savybės, pvz., trinties jėgos prie paviršiaus, ir visai nedomina kiekvieno sūkurio efektas ir patys sūkuriai. Tai yra priežastis, dėl kurios Reinoldso vidurkio metodas plačiai taikomas įvairiuose hidrodinamikos uždaviniuose.

Labiausiai paplitę Reinoldso vidurkio Navje-Stokso turbulencijos modeliai. Juose taikomas Businesko būdas (sūkurių klampos ar izotropinės klampos hipotezė) Reinoldso įtempimams (turbulentiniams įtempimams) išreikšti ir panaudoti kitose dviejose lygtyse sprendžiant Navje-Stokso lygčių sistemą. Šios dvi lygtys – tai turbulencijos kinetinės energijos (κ) ir jos disipacijos kiekio (ϵ) arba (ω) lygtys. Nors rezultatai dažnai būna priimtini, tačiau šie modeliai turi ir trūkumų, pavyzdžiui, modeliuojant nevisiškai turbulentinį tekėjimą, arba kai interesų zona yra arti sienelių.

Mano atliktuose eksperimentuose garo tėkmė buvo turbulentinė ($Re = 6\,000$ – $12\,000$), o turimi skaičiavimo ištekliai riboti, todėl nutarta pasirinkti vieną iš Reinoldso vidurkio Navje-Stokso turbulencijos modelių. Labiausiai paplitęs yra κ - ϵ turbulencijos modelis, turintis kelias atmainas pasienio sluoksnio modeliavimo prasme, pavyzdžiui, κ - ϵ modelis su detalesniu pasienio įvertinimu (angl. *Enhanced wall treatment*), taip pat su standartinė pasienio funkcija (angl. *Standard wall functions*) ar su nepusiausvyraja pasienio funkcija (angl. *Non equilibrium wall functions*). Atlikus patikrinamuosius skaičiavimus su keturiais turbulencijos modeliais, gauti greičio profiliai palyginti universaliose koordinatėse (4.3 pav.). Geriausiai universalus greičio profilis atkartojamas naudojant κ - ϵ su patobulintu sienelės traktavimu ir κ - ω turbulencijos modelius, iš kurių pasirinktas κ - ω turbulencijos modelis. κ - ω turbulencijos modelis pagrįstas Wilcox modeliu (Wilcox, 1998). Jis tinkamas tiek didelio, tiek mažo Reinoldso kriterijaus reikšmėms, o svarbiausia tinkamas, kai fluidų tėkmėje yra svarbi pasienio sritis. Kadangi naudojant κ - ω modelį sprendžiama ne tik turbulentinė tekėjimo sritis, kad joje būtų naudojamas laminarinis vienos lygties modelis, todėl reikalaujama smulkesnio

tinklelio. Būtina elementus prie sienelės sukurti ne didesnius nei pasienio sritis ($y^+ \leq 5$).



4.3 pav. Turbulencijos modelio parinkimas

4.4. κ - ω turbulencijos modelis

Standartinis κ - ω turbulencijos modelis yra empirinis, pagrįstas turbulencijos kinetinės energijos κ ir sukurių disipacijos ω pernešimo lygtimis:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\kappa \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + G_\kappa - Y_\kappa + S_\kappa \quad (52)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega ; \quad (53)$$

čia G_κ – turbulencijos kinetinės energijos augimas pagal greičio gradientus; G_ω – turbulencijos disipacijos augimas; Y_κ – turbulencijos kinetinės energijos slopinimas priklausomai nuo turbulencijos; Y_ω – turbulencijos disipacijos slopinimas priklausomai nuo turbulencijos, Γ_κ – turbulencijos kinetinės energijos efektinė difuzija, Γ_ω – turbulencijos disipacijos efektinė difuzija; S_κ ir S_ω – papildomai vartotoji nurodomi nariai.

Standartiniai κ - ω turbulencijos modelio koeficientai:

$$\alpha_\infty^* = 1; \quad \alpha_\infty = 0,52; \quad \beta_\infty^* = 0,09; \quad \beta_i = 0,072; \quad R_\beta = 8; \\ \zeta^* = 1,5; \quad M_{to} = 0,25; \quad Pr_{TKE} = 2; \quad Pr_{SDR} = 2.$$

Išplėstoje formoje (52) ir (53) lygtys atrodytų taip:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \mu + \frac{\rho \frac{\kappa}{\omega} \alpha_\infty \left(\frac{\beta_i + \text{Re}_t}{3 + \frac{\text{Re}_t}{R_\kappa}} \right)}{\sigma_\kappa} \right] + \alpha_\infty \left(\frac{\beta_i + \text{Re}_t}{3 + \frac{\text{Re}_t}{R_\kappa}} \right) + \rho \frac{\kappa}{\omega} S^2 - \rho \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + \left(\frac{\text{Re}_t}{R_\beta} \right)^4}{1 + \left(\frac{\text{Re}_t}{R_\beta} \right)^4} \right) (1 + \zeta^* F(M_t)) f_\beta \kappa \omega + S_\kappa$$

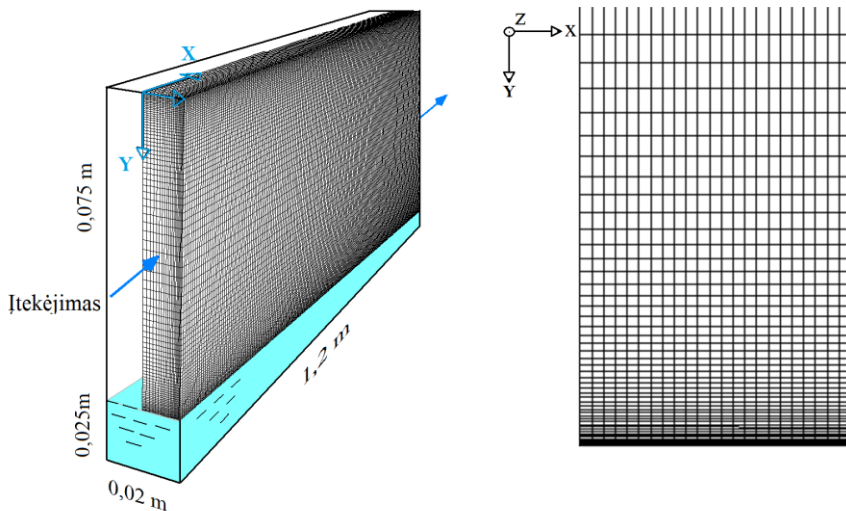
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \mu + \frac{\rho \frac{\kappa}{\omega} \alpha_\infty \left(\frac{\beta_i + \text{Re}_t}{3 + \frac{\text{Re}_t}{R_\kappa}} \right)}{\sigma_\omega} \right] + \frac{\alpha_\infty \omega}{\kappa} - \rho \beta_i \left[1 - \frac{\beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + \left(\frac{\text{Re}_t}{R_\beta} \right)^4}{1 + \left(\frac{\text{Re}_t}{R_\beta} \right)^4} \right)}{\beta_i} \right] \zeta^* F(M_t) f_\beta \omega^2 + S_\omega; \quad (54)$$

(55)

čia $\text{Re}_t = \frac{\rho \cdot \kappa}{\mu \cdot \omega}$; $R_\kappa = 6$.

4.5. Modelio tinkelio parinkimas

Gambit programa sukurta horizontalaus stačiakampio kanalo geometrija ir sudalinimo tinkelis, kuris schematiškai pavaizduotas 4.4 pav.



4.4 pav. Kanalo skaitinio modelio tinkelis

Sudaryto vienfazio trimačio modelio skaičiavimo sritis neapima vandens tūpės, o tiktai garo (4.4 paveiksle išskirta tamsiais langeliais). Uždavinio geometrija

simetriška z ašies atžvilgiu, todėl buvo skaičiuojama tik pusė kanalo, taikant veidrodinės simetrijos ribinę sąlygą. Tai leido sutrumpinti skaičiavimo laiką per pusę. Optimizuojant skaičiavimo technikos ir laiko išteklius, tinklelio elementai prie sienelės parinkti smulkesni, o kanalo centre stambesni. Pakankamas tinklelio smulkumas buvo nustatytas palyginimo būdu, atlikus variantinius skaičiavimus bei palyginus rezultatus. Gautas optimalaus tinklelio elementas kanalo centre yra 2,5 mm, kuris link sienelės eksponentiškai susmulkėja iki 0,1 mm, kaip pavaizduota 4.4 pav. Skaičiavimo sritis padalyta į daugiau kaip 3 milijonus įvairaus dydžio stačiakampius šešių plokštumų trimačius elementus.

Viršutinė ir šoninė sienelės buvo nustatytos hidrodinamiškai lygios. Apatinės sienelės modeliavimo ypatumai aptarti kitame skyriuje.

4.6. Kondensacijos imitavimas skaitiniame modelyje

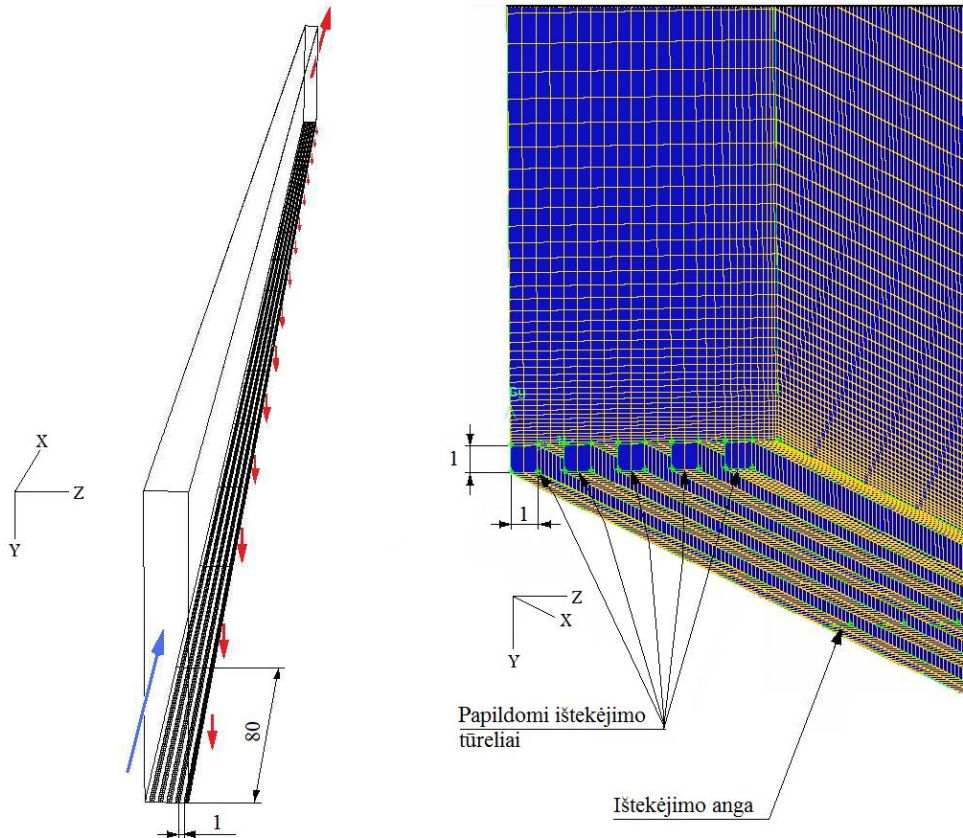
Tekant garui kanale virš šaltesnio vandens, vyksta garo kondensacija ant vandens paviršiaus. Šį procesą sumodeliuoti trimačiais programų paketais sudėtinga dėl kartu skaičiuojamų dviejų skirtingų fazių fluidų tekėjimo, vientisumo lygčių bei papildomai atsirandančio šilumos, masės ir impulso perdavimo per tarpfazinį paviršių. Deklaruojančios galimybės spręsti tokius uždavinius CFD tipo programos šiuo metu dar reikalauja įdirbio.

Atliekant dvifazės stratifikuotos tėkmės skaitinį modeliavimą Fluent programa siūlo naudoti Euler metodą ir VOF laisvo paviršiaus modelį. Euler metodas paremtas judesio kiekio, vientisumo ir kt. lygčių sprendimu kiekvienam iš fluidų, turinčių atskirus tekėjimo laukus, tačiau sujungiami naudojant tarpfazinės trinties ir masės tvermės lygtis. VOF (angl. *Volume of Fluid*) metodas, t. y. tarpfazinio paviršiaus sekimo metodas, įprastai taikomas dujų ir skysčio tėkmėse, kuris realizuojamas sprendžiant masės tvermės lygtį kartu su dalinio tūrio lygtimi. Mano atveju dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje esant kondensacijai, būtų galima naudoti VOF modelį, tačiau sunkumai iškiltų norint korektiškai įvertinti pereinamuosius procesus tarpfaziniame paviršiuje, tokius kaip šilumos ir masės srautus.

Tyrimo metu tarpfazinės šlyties įtempiams nustatyti apsiribota supaprastintu vienfaziu trimačiu skaitiniu kanalo modeliu. Supaprastinta modelio fizika kompensuojama sudėtingesne geometrija. Didžioji dalis įtekančio garo išteka kanalo gale, bet nedidelė dalis (iki 24 %) išteka per pusiau pralaidų dugną, imituojant tarpfazinį paviršių, ant kurio vyksta garo kondensacija. Taigi apatinė pusiau pralaidi modelio sienelė sudaryta iš šukų principu sudėliotų 0,001 m pločio ir 0,08 m ilgio kietų sienelių ir atvirų kanaliukų tarp jų. Taip kanalo modelio dugnas padalytas į 15 lygių dalių pagal x ašį ir kiekviena dalis turi po penkis ištekėjimo kanaliukus. Taigi, kanalo dugne sukurti iš viso 75 kanaliukai, per kuriuos išleidžiamas garo srautas, atitinkantis eksperimento sąlygomis sukondensuojamo garo srautą prie tarpfazinio paviršiaus. Fluent programoje apibrėžus 75 atskiras ištekėjimo angas dugne (angl. *outflow*), uždavinys nekonverguoja, nes skaičiavimų metu generavosi atbuliniai tekėjimai. Fluent programos vadove teigiama, jog naudojant tokio tipo ištekėjimo sąlygą, taikomas reikalavimas, kad fluido greitis normaline ištekėjimo plokštumai kryptimi turi būti nusistovėjęs. Natūraliai tai įmanoma tik visiškai išsivysčiusiame

tekėjime, bet kanalo apačioje situacija priešinga. Siekiant patenkinti šią sąlygą, prie kiekvienos ištekėjimo angos (išskyrus didžiąją ištekėjimo angą kanalo gale) prijungta po papildomą fluido tūrelį, kurio ilgis 0,08 m, plotis 0,001 m ir aukštis 0,001 m. Dėl tokio pakeitimo visos 75 ištekėjimo angos perkeltos 0,001 m žemiau, t. y. į prijungtų tūrelių apatinę plokštumą. Tada kiekviename iš tūrelių numatyta laminarinė tekėjimo sąlyga ir fiksuotas fluido tekėjimo greitis y kryptimi, t. y. nustatytas nekintantis garo ištekėjimo greitis, apskaičiuotas pagal kiekvieno atskiro tūrelio ištekėjimo srautą, kuris savo ruožtu apskaičiuotas pagal eksperimentiškai nustatytą sukondensuojamo garo srautą, pateiktą 6.4–6.6 pav.

Tokia geometrija leido skaitiškai modeliuoti besikondensuojančią garo tėkmę kanalu, dalį jos (4,5–24 %) nukreipiant į 75-ias apačioje esančias ištekėjimo angas, kurios sugrupuotos po 5 pagal skersinę koordinatę z (ištekėjimo srautai tarpusavyje nesiskiria) ir 15 zonų pagal išilginę koordinatę x (ištekėjimo srautai parinkti atitinkamai eksperimentiškai nustatytiems sukondensuojamo garo srautams, 6.4–6.6 pav.). Principinė pusiau pralaidaus dugno modelio schema pateikta 4.5 pav.



4.5 pav. Principinė pusiau pralaidaus dugno schema

Kuriant Fluent skaitinį modelį, pasirinkta modelio iš dalies pralaidų dugną dalyti po 0,08 m ilgio segmentus. Tai leido sumažinti milžinišką pradinių duomenų kiekį ir skaičiavimo sudėtingumą.

4.7. Tarpfazinės šlyties nustatymas

Eksperimentiškai nebuvo galima išmatuoti greičio profilių prie pat tarpfazinio paviršiaus dėl kylančių bangų. Šlytį įvertinti buvo pasirinkta skaitiniu kanalo modeliu, sukurtu Fluent programa, kurioje taikomi klasikiniai fluidų mechanikos dėsniai. Priimta, kad fluidui tekant, prie sienelių susiformuoja laminarinis pasienio sluoksnis, kuriame fluidas teka laminariškai. Kaip minėta, buvo pasirinktas $\kappa\text{-}\omega$ turbulentinio tekėjimo modelis, kuriame pasienio srityje naudojamas universalus laminarinio pasluoksnio modelis: $U^+ = y^+$. Fluent skaitiniame modelyje šlytis prie sienelės skaičiuojama pagal (56) lygtį, kurioje ∂U yra tėkmei lygiagreti greičio dedamoji pirmame elementariame tūrelyje prie sienelės, o ∂y yra atstumas iki jo centro (Fluent skaičiavimus atlieka elementaraus tūrelio centre).

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (56)$$

Taikant vienfazį kondensacijos imitavimo skaitinį modelį, negalima įvertinti šlyties apatinėse ištekėjimo angose. Ji įvertinta ant apatinių kietų sienelių, esančių tarp ištekėjimo angų. Daroma prielaida, kad pusiau pralaidžiame dugne apskaičiuota šlytis kiekybiškai įvertina tarpfazinę šlytį.

Suprantama, kad toks šlyties nustatymo metodas nėra tikslus, todėl atliktas palyginimas tarp modeliavimo būdu nustatytos tarpfazinės šlyties, kai kondensacija ant vandens paviršiaus nevyksta (garui neištekant per pusiau pralaidų dugną), ir teoriškai apskaičiuotos. Nustatyta, kad šlytis pusiau pralaidžiame dugne skiriasi nuo teoriškai apskaičiuotos pagal Tzotzi ir Andritsos (2013) koreliaciją šitaip: esant garo įtekėjimo greičiui 4 m/s, pusiau pralaidžiame dugne gauta šlytis yra 20 % didesnė, esant 6 m/s – gauta šlytis yra 2 % didesnė, o esant 8 m/s – gauta šlytis yra 11 % mažesnė.

4.8. Ribinės ir pradinės modeliavimo sąlygos

Ribinės sąlygos. Skaitinio tyrimo metu taikytas trimatis, viengubo tikslumo, slėgio gradientu paremtas sprendimo metodas. Parinktas $\kappa\text{-}\omega$ turbulentinio tekėjimo modelis. Skaitinis modeliavimas atliktas nusistovėjusio tekėjimo sąlygomis, t. y. parinktas laiko atžvilgiu stacionarusis būdas. Šilumos ir masės mainai nesprenžiami, todėl energijos lygtis nenaudota.

Pradinės sąlygos. Kanalo įtekėjime nustatyta 4, 6 ir 8 m/s greičio ($Re = 6\,000\text{--}12\,000$) tolygi pagal skerspjūvį garo tėkmė. Tai reiškia, kad įtekėjime nustatytas stačiakampis greičio profilis vystosi išilgai kanalo, iteracinio uždavinio sprendimo metu, kol pasiekama konvergencija. Slėgis atmosferos. Garo tankis ir dinaminė

klampa paimti iš garo savybių elektroninio žinyno IAPWS (2014) pagal eksperimentų metu išmatuotas garo temperatūras, priimant atmosferos slėgį.

Kaip minėta, tyrimo metu buvo naudotas κ - ω turbulentinio tekėjimo modelis. Fluent programų pakete pateiktos empirinės formulės FUENT (2001), pagal kurias galima apskaičiuoti pradinis sūkurių generavimo κ ir sūkurių slopinimo ω dydžius, priklausančius nuo Re kriterijaus, vidutinio tėkmės greičio ir hidraulinio skersmens:

$$\kappa = \frac{3}{2} \cdot (\bar{U} \cdot \bar{l})^2 \quad (57)$$

$$\omega = \frac{\kappa^{0,5}}{C_{\mu}^{0,25} \cdot l} \quad (58)$$

$$I = 0,16 \cdot (\text{Re})^{-1/8}; \quad C_{\mu} = 0,09; \quad l = 0,07 \cdot L; \quad L = D_{eq};$$

čia κ – turbulencijos kinetinė energija m^2/s^2 ; ω – turbulencijos disipacijos laipsnis s^{-1} ; I – turbulencijos intensyvumas, C_{μ} – dinaminės klamos koeficientas; l – turbulencijos ilgis; D_{eq} – ekvivalentinis kanalo skersmuo.

Remiantis (57) ir (58) lygtimis apskaičiuoti pradiniai κ ir ω turbulencijos parametrai pateikti 4.1 lentelėje ir buvo taikyti skaitiniame modeliavime:

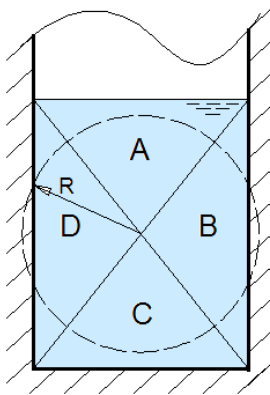
4.1 lentelė. Pradiniai κ ir ω turbulencijos parametrai

	Garo tiekimo greitis m/s		
	4	6	8
$\kappa \text{ m}^2/\text{s}^2$	0,07	0,14	0,235
$\omega \text{ s}^{-1}$	218	311	400

5. TURBULENTIŠKUMO ĮVERTINIMO METODIKA

Šiame skyriuje detaliai ir nuosekliai išdėstyta medžiaga, pagrindžianti naują turbulencijos kriterijų (Sn), palyginant jį su klasikinėje hidrodinamikoje naudojamu Reinoldso kriterijumi.

Dvifazės tėkmės išskirtinė savybė yra nevienodos tėkmę ribojančios sąlygos, t. y. tarpfazinis paviršius ir sienelės. Tai iliustruoja 5.1 pav. pavaizduotas eksperimentiniame kanale esančio vandens skerspjūvis. Turbulenciją inicijuoja šlyties jėgos, atsirandančios skysčio tėkmės riboje su sienelėmis ir skysčio–dujų tarpfaziniame paviršiuje, tačiau turbulentiųjų sukurių kinetinė energija čia pat yra slopinama vandens klamos jėgų. Vyraujant sukurių generavimui, turbulentiniai sukuriai plinta, kol galiausiai apima visą fluido tūrį.



5.1 pav. Vandens skerspjūvis LEI eksperimentiniame kanale

5.1 pav. vandens skerspjūvis padalytas į keturis segmentus, kuriuose fluidas ribojasi su sienele (B, C ir D segmentai) ir su tarpfaziniu paviršiumi (A segmentas). Šlyties jėgos prie kietų sienelių proporcingos tekančio vandens greičiui ir sienelės šiurkštumui, tačiau prie tarpfazinio paviršiaus jos priklauso nuo vandens ir garo greičio skirtumo ir nuo garo kondensacijos spartos, jei dvifazė tėkmė besikondensuojanti. Naujas turbulencijos indikatorius – šlyties kriterijus Sn (angl. *Shear Number*) geba įvertinti turbulenciją tėkmėje su skirtingo pobūdžio šlytimi:

$$Sn = \sum \frac{\text{šlyties jėgos}}{\text{klamos jėgos}} \cong \sum_1^N \frac{F_{\tau,j}}{F_{vis,j}} = \frac{F_{\tau,w}}{F_{vis,w}} + \frac{F_{\tau,i}}{F_{vis,i}}; \quad (59)$$

čia $F_{\tau,j}$ – šlyties jėga prie paviršiaus j , F_{vis} – turbulenciją išskleidanti klamos jėga. Stratifikuotoje tėkmėje šlyties jėga $F_{\tau,j}$ proporcinga šlyties įtempiams prie sienelės τ_w ir šlyties įtempiams prie tarpfazinio paviršiaus τ_i . Išskirtinė šlyties kriterijaus ypatybė yra gebėjimas įvertinti skirtingo pobūdžio šlyties jėgas prie tėkmę ribojančių paviršių.

Tėkmės turbulentiškumą apibūdinantis Reinoldso kriterijus buvo išvestas vienfazėje tėkmėje vamzdžiu, esant pastovioms tėkmę ribojančioms sąlygoms. Jo taikymas buvo praplėstas ne tik vamzdžiams, bet ir kitokios formos kanalams

įtraukiant ekvivalentinio skersmens matmenį. Tačiau stratifikuotose tėkmėse Re nėra lengvai ir aiškiai apskaičiuojamas, o tėkmėse su kondensacija apskaičiavimas komplikuojasi dar labiau.

$$\text{Re} = \frac{\text{Inercijos jėga}}{\text{Klampus jėga}} = \frac{\rho \cdot U^2}{\mu \cdot \left(\frac{U}{D_{eq}}\right)} = \frac{\rho \cdot U \cdot D_{eq}}{\mu}; \quad (60)$$

čia U – vidutinis fluideo greitis, D_{eq} – ekvivalentinis skersmuo, dU/dr – greičio gradientas, apytikriai apibūdinamas linijiniu gradientu U/D_{eq} .

Esant mažam turbulentiškumui tėkmėje ir reikšmingai sienelių įtakai, kartais naudojamas modifikuotas Reinoldso kriterijus. Jis vadinamas trinties Reinoldso kriterijumi, nes išreikštas trinties greičiu:

$$\text{Re}_\tau = \frac{\rho \cdot U_\tau \cdot \delta}{\mu}; \quad (61)$$

čia U_τ – trinties greitis, įvertinamas pagal (62), δ – pasienio sluoksnio storis arba pratekėjimo spindulys.

$$U_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (62)$$

Dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje stačiakampiu kanalu, kai dujos teka gerokai didesniu greičiu už skystį, trinties Reinoldso kriterijų tikslinga įvertinti ne prie sienelės, o prie tarpfazinio paviršiaus, kur veikia didžiausios inercijos jėgos:

$$\text{Re}_{\tau,i} = \frac{\rho_f \cdot \delta_{i,f} \cdot \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_f}}}{\mu_f} \quad (63)$$

Šlytis tarpfaziniame paviršiuje τ_i įvertinta analitiškai pagal (74) ir (75) lygtis. Vidutinis šlyties sluoksnio storis $\delta_{i,f}$ įvertintas analitiškai, taikant Blasius pasienio sluoksnio lygtį, išvestą fluidui tekant virš plokštelės:

$$\delta_{i,f} \approx \frac{5 \cdot x}{\sqrt{\frac{\rho_f \cdot U_{i,f} \cdot x}{\mu_f}}} \quad (64)$$

5.1. Klasikinis Reinoldso ir naujai siūlomas Šlyties kriterijai vienfaziam skysčio tekėjimui

Vienfazė tėkmė uždaru kanalu su tolygiomis ir nekintančiomis sienelėmis yra išsamiai išspręstas uždavinys. Buvo atlikta daug eksperimentinių tyrimų bei paplito tekėjimo režimų nustatymo metodika taikant Reinoldso kriterijų, taip pat paplito trinties koeficiento sąvoka, išreikšta sienelių šiurkštumu ir Reinoldso kriterijumi. Inžineriniu požiūriu Reinoldso kriterijus yra pakankamas turbulencijos indikatorius vienfazėje tėkmėje, todėl kurti naują kriterijų netikslinga. Šiame skyriuje išvestas ir pristatytas Šlyties kriterijus gerai ištirtai vienfazei tėkmei buvo tam, kad jį verifikuoti.

Vienfazėje tėkmėje kanalu šlyties jėga lygi šlyties įtempiams τ_w prie supančių sienelių. Šlyties įtempiai paprastai įvertinami naudojant trinties koeficientą f (angl.

friction factor), kuris laminarinėje tėkmėje įvertinamas pagal Hagen-Poiseuille lygtį šitaip:

$$f_w = \frac{\tau}{0,5 \cdot \rho \cdot U^2} \quad \tau = \frac{\Delta P}{2 \cdot L} R \quad \Delta p = \frac{8 \cdot \mu \cdot U \cdot L}{R^2} \quad f_w^{lam} = \frac{8 \cdot \mu}{\rho \cdot U \cdot R} = \frac{16}{Re} \quad (65)$$

Turbulentinėje tėkmėje trinties koeficientas įvertinamas pagal Moody diagramą (Moody, 1944) ar kitas koreliacijas. Šio tyrimo metu pasirinkta modifikuota Blasius lygtis, tinkanti tekmei hidrauliškai lygiu vamzdžiu:

$$f_w^{turb} = 0,046 \cdot Re^{-0,2} \quad (66)$$

Šlyties jėga vienfazėje tėkmėje kanalu:

$$\tau_w = f_w \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2 ; \quad (67)$$

čia f_w – Fanning trinties koeficientas, keturis kartus mažesnis už Darcy trinties koeficientą.

Klamos jėgai įvertinti reikalingas greičio gradientas dU/dr link tekme ribojančio paviršiaus. Laminarinėje tėkmėje vamzdžiu greičio profilis aprašomas šia lygtimi:

$$U(r) = U_{max} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) ; \quad (68)$$

čia R – vamzdžio skersmuo. Apskaičiavus $U(r)$ išvestinę pagal r :

$$\frac{dU}{dr} = -2 \cdot U_{max} \cdot \left(\frac{r}{R^2}\right) \quad (69)$$

Darome prielaidas, kad prie vamzdžio sienelės $r = R$, o $U_{max} \approx 2 \cdot U_{av}$. Tai įrašius į (69) lygtį, greičio gradientas prie sienelės laminarinėje tėkmėje įgyja tokią išraišką:

$$\frac{dU}{dr} = 4 \cdot \frac{U_{av}}{R} \quad (70)$$

Turėdami greičio gradientą, galime apskaičiuoti klamos jėgą F_{vis} ir galiausiai Sn kriterijų vienfazėje laminarinėje tėkmėje:

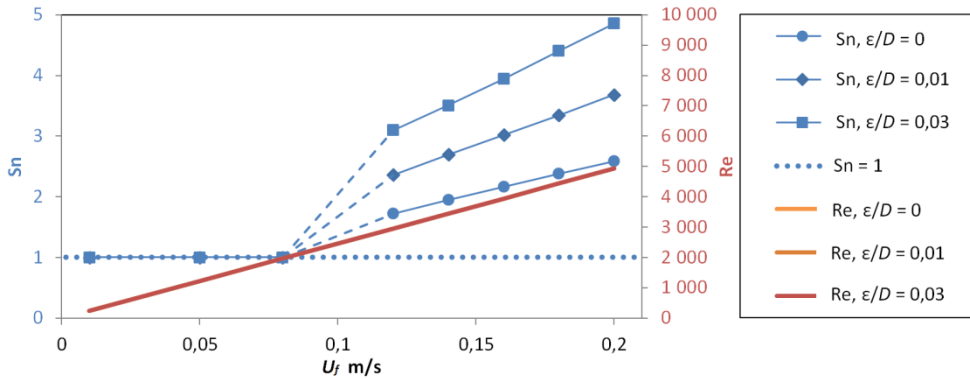
$$Sn_w = \frac{\tau_w}{\mu \frac{dU}{dr}} = \frac{f_w \frac{1}{2} \rho \cdot U_{av}^2}{\mu \cdot 4 \cdot \frac{U_{av}}{R}} \quad (71)$$

Įvertinę laminarinės tėkmės trinties koeficientą (65), gautume:

$$Sn_w = \frac{\left(\frac{8 \cdot \mu}{\rho \cdot U_{av} \cdot R}\right) \frac{1}{2} \rho \cdot U_{av}^2}{\mu \cdot 4 \cdot \frac{U_{av}}{R}} = 1 \quad (72)$$

Fizikine prasme ši išraiška rodo, kad laminarinėje tėkmėje kanalu turbulenciją inicijuojančios ir turbulenciją slopinančios jėgos yra balansuotos (pusiausvyroje), taigi $Sn = 1$. Kai turbulenciją generuojanti šlyties jėga viršija fluideo molekulinės klamos slopinimo galimybes, Sn kriterijus tampa didesnis už 1. Tačiau tai nereiškia, kad tekme visame skerspjūvyje jau yra turbulentinė. Kadangi naudojama

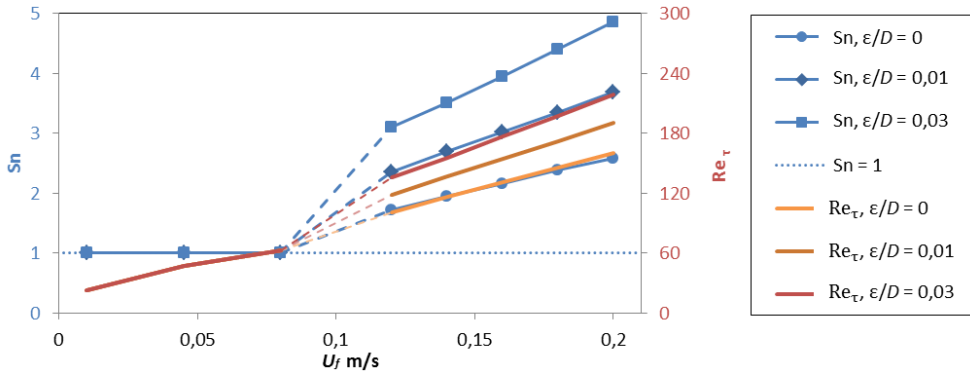
(69) lygtis yra taikoma apibrėžiant greičio gradientą tėkmės ribose (prie sienelės), todėl Sn rodo tėkmės turbulentiškumą, kylantį prie tėkmę ribojančių paviršių. Kuo didesnė Sn vertė, tuo turbulencija, kylanti prie paviršiaus, greičiau išplis ir tekėjimo režimas pasikeis iš pereinamojo į turbulentinį.



5.2 pav. Sn ir Re kriterijai vienfazėje tėkmėje skirtingo šiurkštumo vamzdžiuose ($D_{eq,f} = 0,022$ m, atitinkantis LEI kanalo ekvivalentinį vandens skerspjuvį)

5.2 paveiksle parodyti Sn ir Re kriterijai, apskaičiuoti tėkmei vamzdžiu ($D_{eq,f} = 0,022$ m) su lygiomis ir su šiurkščiomis sienelėmis. Sn ir Re reikšmės apskaičiuotos taikant trinties koeficientą pagal Moody (1944) sudarytą diagramą. Plačiai naudojama Moody diagrama sudaryta vienfazei fluideo tėkmei skirtingo šiurkštumo vamzdžiu ir nusako trinties koeficientą priklausomai nuo tėkmės Reinoldso kriterijaus ir santykinio sienelės šiurkštumo ϵ/D . Pereinamoji zona tarp laminarinio ir turbulentinio režimo ($2\,000 < Re < 4\,000$) diagramoje yra neapibrėžta, taigi Sn ir Re šioje zonoje nebuvo skaičiuoti. Pagal Moody diagramą esant laminarinei tėkmei, kai $Re < 2\,000$, trinties koeficientas priklauso tiesiškai nuo Re kriterijaus, o turbulentinėje tėkmėje, kai $Re > 4\,000$, trinties koeficientas priklauso nuo Re ir nuo ϵ/D .

5.2 paveiksle pavaizduoti Sn ir Re yra apskaičiuoti pagal tą pačią trinties koeficiento metodiką (Moody diagramą), be to, Re yra panaudotas apskaičiuojant trinties koeficientą, šiuo atveju reikalingą Sn įvertinti. Nepaisant išvardytų trūkumų, 5.2 pav. išryškina Sn kriterijaus privalumus. Sn kriterijus atskleidžia fizikinę laminarinės tėkmės ypatybę, kad šlyties ir klamos jėgos yra balansuotos ($Sn = 1$). Turbulentinėje tėkmėje Sn kriterijus atspindi turbulencijos intensyvumo priklausomybę nuo sienelės šiurkštumo. Klasikinis Reinoldso kriterijus, deja, neįvertina sienelės šiurkštumo, todėl keičiantis sienelės šiurkštumui, jo priklausomybė nuo greičio išlieka nepakitusi (žr. 5.2 pav.). Taikant modifikuotą Reinoldso kriterijų Re_τ (žr. 1.2.5 sk.), sienelės šiurkštumas yra vertinamas (5.3 pav.). Taikant trinties Reinoldso kriterijų trinties greitis įvertinamas vidutine šlytimi prie sienelių. Re_τ paprastai taikomas vienfazėje tėkmėje, o dvifazėje tėkmėje jį panaudoti yra gana komplikuluota, kadangi šlytis prie tarpfazinio paviršiaus yra skirtingai įvertinama, be to, keičiasi dėl kondensacijos.



5.3 pav. Sn ir Re_τ kriterijai vienfazėje tėkmėje skirtingo šiurkštumo vamzdžiuose ($D_{eq,f} = 0,022$ m, atitinkantis LEI kanalo ekvivalentinį vandens skerspjūvį)

5.2. Šlyties kriterijus nesikondensuojančiam skysčio ir dujų tekėjimui

Nesikondensuojančioje stratifikuotoje dvifazėje tėkmėje horizontaliu kanalu Sn kriterijus pagal (59) lygtį išreiškiamas šitaip:

$$Sn = \sum_1^N \frac{F_{\tau,j}}{F_{vis,j}} = \frac{F_{\tau,w}}{F_{vis,w}} + \frac{F_{\tau,i}}{F_{vis,i}} = \underbrace{\frac{\tau_{w,f}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f}}_{Sn_w} + \underbrace{\frac{\tau_{i,g}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_i}; \quad (73)$$

čia P_f – bendras skysčio skerspjūvio perimetras, $P_{w,f}$ – sienelių perimetras skysčio skerspjūvyje, $P_{i,f}$ – tarpfazinio paviršiaus perimetras skysčio skerspjūvyje, priimant, kad skysčio paviršius lygus.

Daugumoje praktikoje aptinkamų atvejų dujos teka greičiau už skystį, tuomet šlyties jėga prie tarpfazinio paviršiaus gali būti apskaičiuojama naudojant dujų fazės parametrus:

$$\tau_{i,g} = f_{i,g} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2; \quad (74)$$

čia $f_{i,g}$ – tarpfazinės trinties tarp skysčio ir dujų koeficientas. Tyrimo metu panaudota naujausia eksperimentiškai gauta Tzotzi ir Andritsos (2013) koreliacija, kuri pateikta (75) lygtyje, tačiau būtų galima naudoti ir kitų autorių koreliacijas iš 2.1 lentelės.

$$\frac{f_{i,g}}{f_g} = 1 + 0,35 \cdot \left(\frac{H_f}{H}\right)^{0,5} \cdot (U_{s,g} - U_{2D,g}); \quad (75)$$

čia $U_{s,g}$ – tariamasis vidutinis greitis, $U_{2D,g}$ – perėjimo greitis į 2-D bangavimą:

$$U_{2D,g} \geq \frac{1}{1,95} \cdot \left(\frac{\rho_{wat}}{\rho_f}\right)^{-0,1} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_{air}}\right)^{-0,1} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_{wat}}\right)^{0,35} \cdot \ln\left(\frac{0,8}{U_{s,f}} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_{wat}}\right)^{0,2}\right); \quad (76)$$

čia indeksai *wat* – vanduo, *air* – oras. Fizikinės vandens ir oro savybės priimtos esant 1 atmosferos slėgiui ir 20 °C temperatūrai.

Klampos jėga įvertinama skysčio difuzine klampa (*diffusive fluid viscosity*) ir greičio gradientu. Jei $U_g > U_f$, tuomet didžiausias greitis skystyje būna prie skysčio–dujų tarpfazinio paviršiaus ir tiesiniu gradientu tampa skysčio lygis kanale H_f :

$$\mu_f \frac{dU_f}{dr} = \mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f} \quad (77)$$

Jei skysčio greitis $U_{i,f}$ prie tarpfazinio paviršiaus nėra žinomas, jį reikia apskaičiuoti. Literatūroje nepavyko rasti vandens paviršiaus greičio koreliacijos panašioms tėkmėms, tačiau skysčio greitį prie tarpfazinio paviršiaus galima apytiksliai įvertinti darant prielaidą, kad tekėjimas yra laminarinis abiejose fazėse. Tuomet šlytys prie tarpfazinio paviršiaus tiek dujų, tiek skysčio fazėje turi būti lygios:

$$\mu_f \frac{\partial U_f}{\partial y} = \mu_g \frac{\partial U_g}{\partial y} \quad (78)$$

Tikslūs gradientai $\partial U_f / \partial y$ ir $\partial U_g / \partial y$ prie tarpfazinio paviršiaus nėra žinomi, tačiau apytiksliai galima išreikšti (79) lygtimi tariant, kad vandens paviršius yra judanti sienelė, kur $U_g > U_f$.

$$\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f} = \mu_g \frac{(U_g - U_{i,f})}{H_g/2}; \quad (79)$$

čia $H_g/2$ – pusė dujinės fazės pratekėjimo aukščio, $U_{i,f}$ – skysčio paviršiaus greitis. Pagal (79) lygtį skysčio greitis prie tarpfazinio paviršiaus $U_{i,f}$ lygus:

$$U_{i,f} = \frac{U_g \frac{\mu_g}{H_g/2}}{\frac{\mu_f}{H_f} + \frac{\mu_g}{H_g/2}} \quad (80)$$

Tuomet į (73) lygtį įtraukus (67), (70), (74) ir (77) lygtis, gaunama šitaip išreikšta Sn lygtis, pritaikyta dvifazei tėkmei stačiakampiu kanalu:

$$\text{Sn} = \frac{f_{w,f} \frac{1}{2} \rho_f (U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{4 \cdot U_{av,f}}{Re_{q,f}}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f} + \frac{f_{i,g} \frac{1}{2} \rho_g (U_{av,g} - U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f} \quad (81)$$

5.3. Šlyties kriterijus besikondensuojančiam skysčio ir dujų tekėjimui

Dvifazėje stratifikuotoje tėkmėje vykstant tarpfaziniams mainams, tarpfazinį paviršių veikia papildoma šlyties jėga. Pavyzdžiui, mano atlikto tyrimo atveju tekant garui virš vėsesnio vandens, dalis tekančio garo sukondensuojama ant vandens paviršiaus, todėl tarpfaziniame paviršiuje atsiranda papildoma šlyties dedamoji. Sn kriterijus gali įvertinti sukondensuojamo garo sukeltą papildomą šlyties jėgą, kuri (82) lygtyje pažymėta nariu Sn_c :

$$Sn = \underbrace{\frac{\tau_{w,f}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f}}_{Sn_w} + \underbrace{\left(\frac{\tau_{i,g}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_i} + \underbrace{\left(\frac{\tau_{i,c}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_c} \quad (82)$$

Tekantis garas kondensuojasi ant vandens paviršiaus ir sukuria papildomą judesio kiekio perdavimą į tarpfazinį paviršių ir papildomą šlyties jėgą, įvertinamą sukondensuoto garo srautu M_c , fazių greičių skirtumu $(U_{av,g} - U_{av,f})$ ir tarpfazinio paviršiaus plotu A_i , kuris vertinamas lygiam vandens paviršiui:

$$\tau_{i,c} = \frac{M_c}{A_i} \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \quad (83)$$

Klampos jėga, kuri išsklaido kinetinę energiją, atsiradusią dėl sukondensuojamo garo šlyties jėgos tarpfaziniame paviršiuje, įvertinama skysčio klampa ir greičio gradientu (kaip ir nesikondensuojančioje dvifazėje tėkmėje, pagal (77) lygtį).

Tuomet į (82) lygtį įtraukus (67), (70), (74), (77) ir (83) lygtis, gaunama Sn lygtis, pritaikyta dvifazei besikondensuojančiai tekmei stačiakampiu kanalu:

$$Sn = \frac{f_{w,f} \frac{1}{2} \rho_f (U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{4U_{av,f}}{Re_{q,f}}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f} + \left(\frac{f_{i,g} \frac{1}{2} \rho_g (U_{av,g} - U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} + \frac{\frac{M_c}{A_i} (U_{av,g} - U_{av,f})}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f} \quad (84)$$

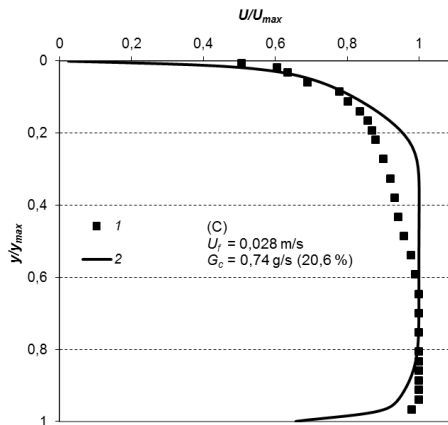
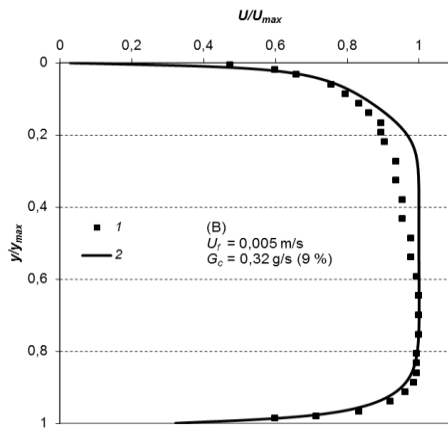
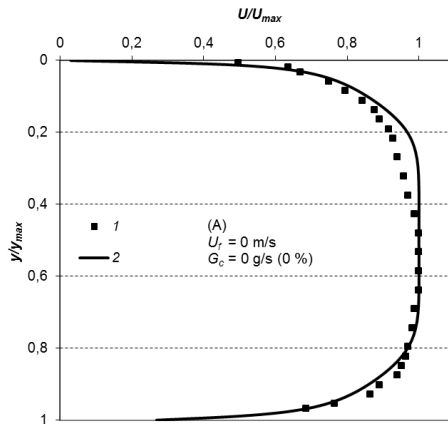
Lygtis (82) yra bendriausia Sn kriterijaus forma, skaitine verte išreiškianti skysčio tėkmės turbulentiškumą, kuri generuoja:

- šlytis su kietomis sienelėmis, kurios gali būti skirtingo šiurkštumo;
- šlytis tarpfaziniame paviršiuje, kylanti dėl skirtingų skysčio ir dujų greičių;
- šlytis tarpfaziniame paviršiuje, kylanti dėl fazinių virsmų.

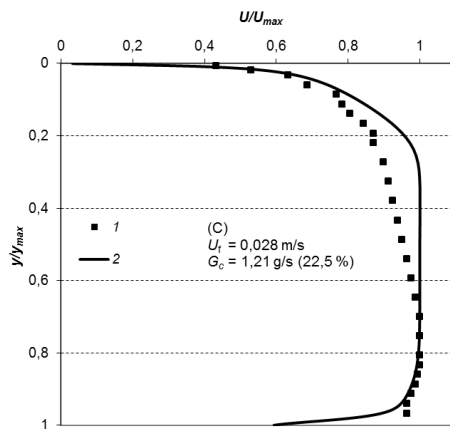
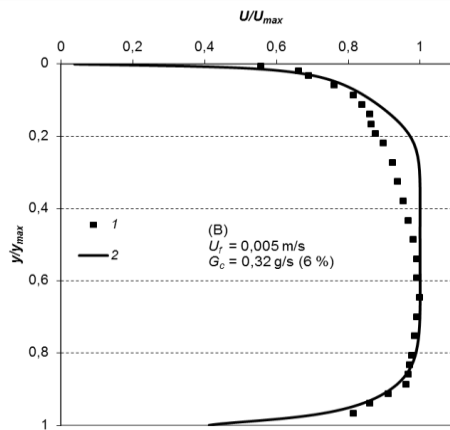
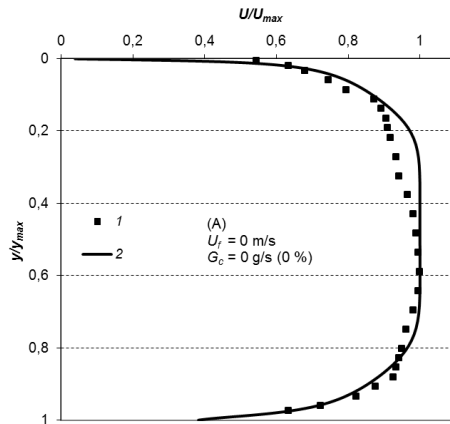
6. TARPFAZINĖS ŠLYTIES IR TURBULENCIJOS VANDENYJE TYRIMO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

6.1. Garo greičio ir kondensacijos įtaka tarpfazinei šlyčiai

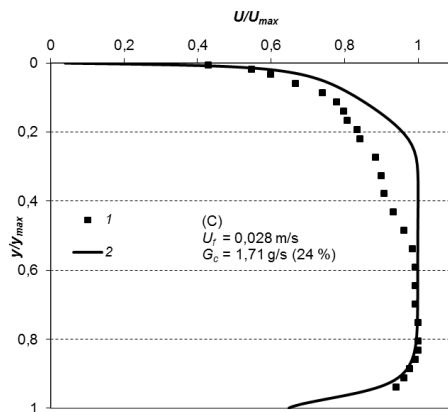
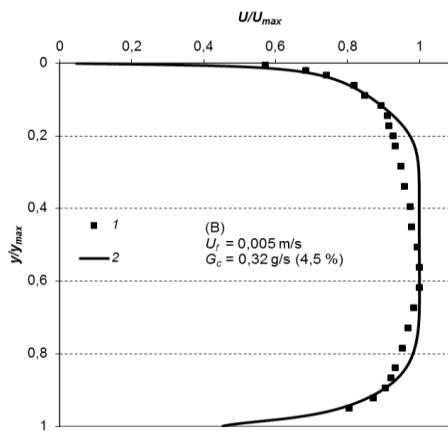
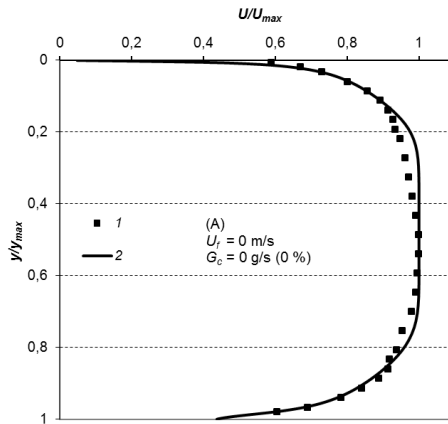
Kaip minėta, naudojant Fluent programą sukurtas skaitinis besikondensuojančios garo ir vandens tėkmės kanale modelis. Pagal eksperimentų rezultatus apskaičiuotus vietinius sukondensuojamo garo srautus (pateikti 6.4–6.6 pav.), išleidžiamus per apačioje esančias ištekėjimo plokštumas, sukurta garo kondensacijos į vandens paviršių imitacija. Tokiu būdu modeliuota garo tėkmė labai panaši į eksperimentų metu virš vandens tekančią ir besikondensuojančią ant vandens paviršiaus tėkmę. Tai patvirtina apskaičiuotų garo greičio profilių palyginimas su išmatuotais eksperimentiniame kanale (6.1–6.3 pav.). Garo greičio profiliai palyginti kanalo skerspjūvyje, nutolusiame 1 m atstumu nuo garo įtekėjimo į kanalą vietos. Matavimų ir skaičiavimų pradinės sąlygos apibrėžtos vienodais garo įtekėjimo greičio ir vandens tekėjimo srauto deriniais, kurie apibrėžti 6.1 lentelėje.



6.1 pav. Garo greičio profiliai, esant įtekėjimo greičiui 4 m/s.
 1 – išmatuotas, $x = 1 \text{ m}$; 2 – sumodeliuotas, $x = 1 \text{ m}$



6.2 pav. Garo greižio profiliai, esant įtekėjimo greičiui 6 m/s.
 1 – išmatuotas, $x = 1 \text{ m}$; 2 – sumodeliuotas, $x = 1 \text{ m}$



6.3 pav. Garo greičio profiliai, esant įtekėjimo greičiui 8 m/s.
 1 – išmatuotas, $x = 1 \text{ m}$; 2 – sumodeliuotas, $x = 1 \text{ m}$

Eksperimentinių ir sumodeliuotų greičio profilių neatitikimas ypač didelis viršutinėje kanalo dalyje. Tai paaiškinama tuo, kad ant viršutinės sienelės susidaro kabantys kondensato lašai, kurie padidina viršutinės sienelės šiurkštumą. Tai paveikia garo greičio profilį prie viršutinės sienelės, kartu nuo jos tolyn perstumiami greičio profilio maksimumo zonos pozicija (6 %, 6 % ir 1 % esant garo įtekėjimo greičiui atitinkamai 4 m/s, 6 m/s ir 8 m/s, kai vandens tiekimo greitis 0 m/s). Sumodeliuotų ir išmatuotų garo greičio profilių neatitikimo mažėjimas didinant garo įtekėjimo greitį paaiškinamas tuo, kad kabantys kondensato lašai nupučiami. Išanalizavus eksperimentų rezultatus, pagrįstai galima teigti, kad išmatuotų ir sumodeliuotų greičio profilių neatitikimas viršutinėje bei nedidelis pasislinkimas centrinėje kanalo dalyse neturi reikšmingos įtakos skaitinio modeliavimo rezultatams prie tarpfazinio paviršiaus, t. y. tarpfazinės šlyties įtempių skaičiavimui priklausomai nuo vietinės kondensacijos.

Analizuojant 6.1–6.3 pav. pateiktus išmatuotus greičio profilius pastebima, kad kondensacija daug labiau deformuoja garo greičio profilį ir suplonina hidrodinaminį pasienio sluoksnį prie tarpfazinio paviršiaus. Remiantis 6.1–6.3 pav. B atvejuose pateiktais išmatuotais greičio profiliais, kai vandens įtekėjimo greitis buvo 0,005 m/s (sukondensuojama 4,5–9 % tiekiamo garo), nustatyta, kad greičio profilio maksimumo zonos pozicija pasislinko arčiau tarpfazinio (kondensacijos) paviršiaus 14 %, 9 % ir 8 % esant garo įtekėjimo greičiui atitinkamai 4 m/s, 6 m/s ir 8 m/s. Padidėjus garo kondensacijai ant vandens paviršiaus garo greičio profilio deformacija dar labiau padidėja. Remiantis 6.1–6.3 pav. C atvejui pateiktais išmatuotais greičio profiliais, kai vandens įtekėjimo greitis buvo 0,028 m/s (sukondensuojama 20,6–24 % garo), nustatyta, kad greičio profilio maksimumo zonos pozicija pasislinko arčiau tarpfazinio (kondensacijos) paviršiaus 21 % esant garo įtekėjimo greičiui 4 m/s, 6 m/s ir 8 m/s.

Pagal eksperimentų duomenis apskaičiuotas vietinis sukondensuojamo garo srautas kinta išilgai kanalo (6.4–6.6 pav.). Suminė sukondensuojamo garo srauto vertė nustatyta pagal vietines jo reikšmes išilgai kanalo, imtyje $x = 0,163–1,123$ m, ir pateikta 6.1 lentelėje. Matyti, kad garo ir vandens tėkmėje suminis sukondensuojamo garo srautas priklauso nuo skirtingų fazių greičių.

6.1 lentelė. Sukondensuojamo garo srautas ant vandens paviršiaus eksperimentiniame kanale

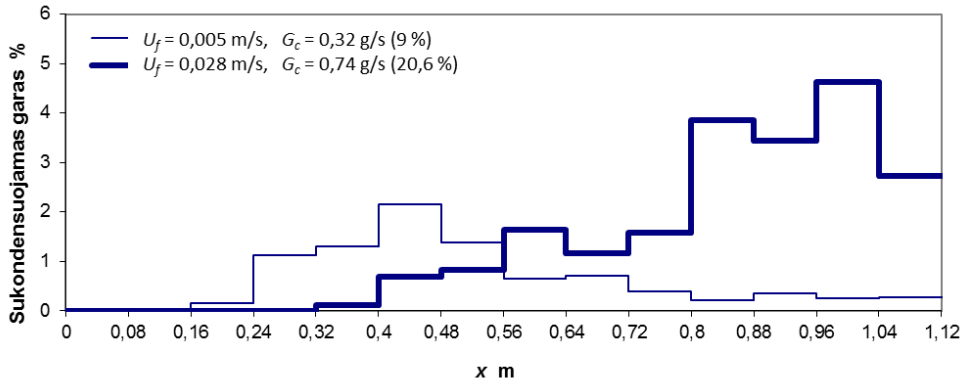
$U_{in,g}$ m/s	$U_{in,f}$ m/s	T_g °C	$\sum M_c$ g/s	$\sum G_c$ %
4	0,0055	101	0,32	9
4	0,0275	104	0,74	20,6
6	0,0055	106	0,32	6
6	0,0275	106	1,21	22,5
8	0,0055	108	0,32	4,5
8	0,0275	108	1,71	24

Santykiniai vietiniai sukondensuojamo garo srautai išilgai kanalo buvo panaudoti Fluent modelyje kondensacijai imituoti (6.4–6.6 pav.). Vandenį į kanalą tiekiant 0,005 m/s greičiu, kondensacija pradeda slopti nuo kanalo vidurio (6.4–6.6 pav.), kur vanduo jau pašilęs (žr. 6.13–6.18 pav.). Tačiau esant penkiskart didesniai vandens srautui ir mažam garo greičiui, kaip pavaizduota 6.4 pav. ($U_g = 4$ m/s; $U_f = 0,028$ m/s), kondensacijos intensyvumas didėja beveik iki pat kanalo galo. Tai matyti ir 6.5 pav. ($U_g = 6$ m/s; $U_f = 0,028$ m/s). Tačiau dar padidinus garo greitį ($U_g = 8$ m/s; $U_f = 0,028$ m/s) vėl pastebimas kondensacijos intensyvumo mažėjimas nuo kanalo vidurio (6.6 pav.), kurį lemia sparčiai pašilęs vanduo (žr. 6.18 pav.), panašiai kaip tais atvejais, kai vandens tiekimo greitis buvo mažesnis.

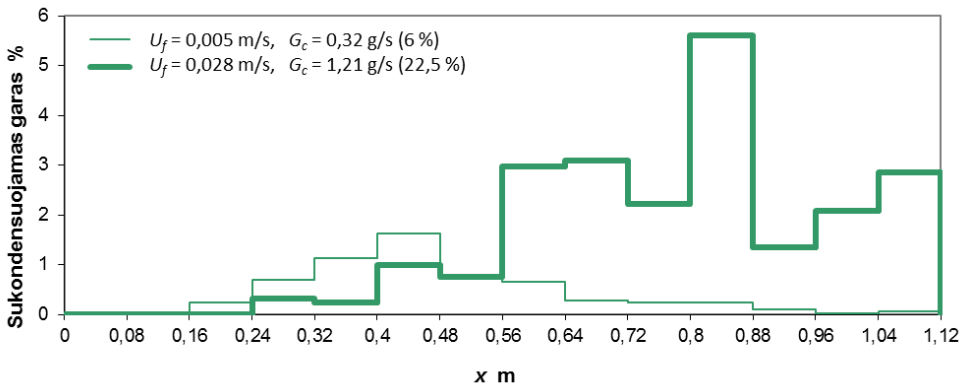
Tokie dėsningumai rodo, kad kondensacijos sparta priklauso nuo vandens gebėjimo pernešti šilumą nuo paviršiaus į gilumą. Esant mažam garo greičiui, mažesnė ir tarpfazinė šlytis, nuo kurios priklauso vandens turbulentinis maišymasis. Visais atvejais didėjant garo greičiui, kondensacijos intensyvumo pikas slenka kanalo pradžios link.

Fluent skaitiniu modeliu apskaičiuoti šlyties įtempiai panaudojus minėtus vietinius sukondensuojamo garo srautus pateikti 6.7–6.9 paveiksluose. Šlytis pavaizduota ant pusiau pralaidaus dugno centre esančios 1 mm pločio sienelės. Kaip minėta, eksperimentinio kanalo pradžioje garą ir vandenį skiria plona metalinė plokštelė, kurios ilgis 0,163 m. Taigi modeliavimo rezultatai 6.7–6.9 pav. pateikti nuo vandens ir garo tiesioginio sąlyčio pradžios ($x = 0,163$ m).

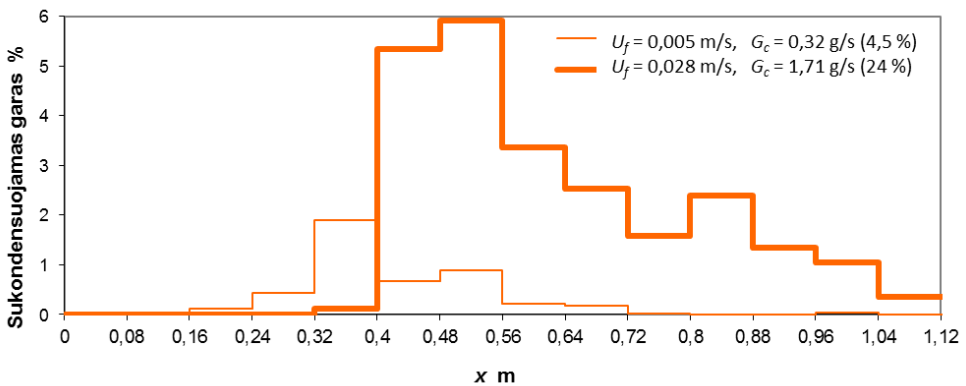
Akivaizdu, kad šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje tuo didesni, kuo didesnis fazių greičių skirtumas.



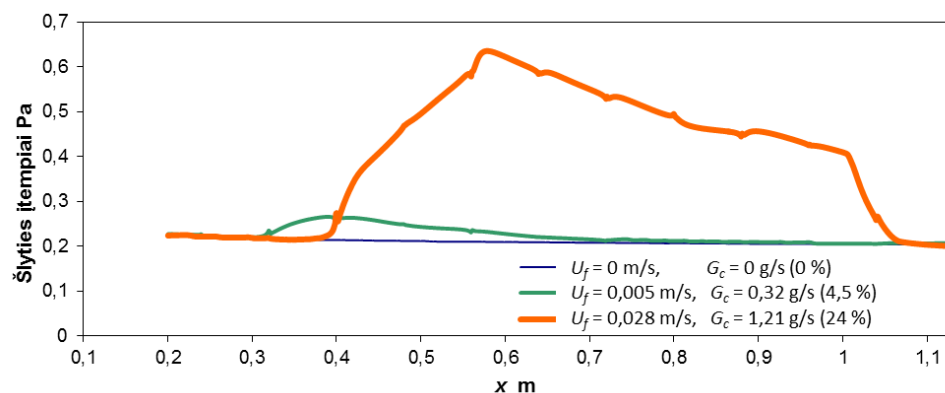
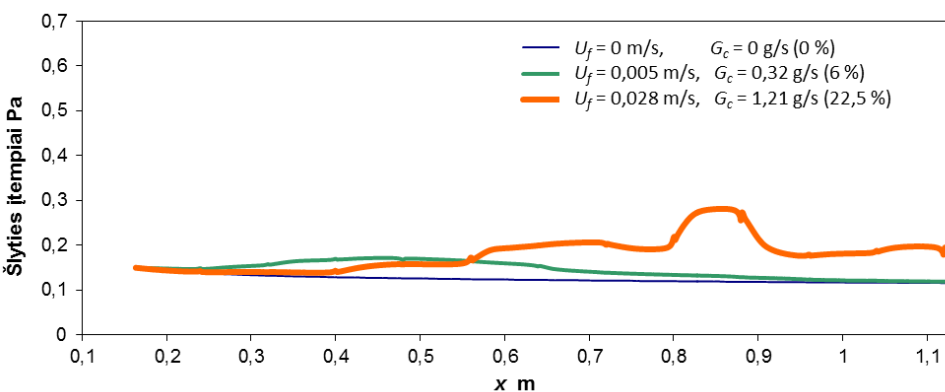
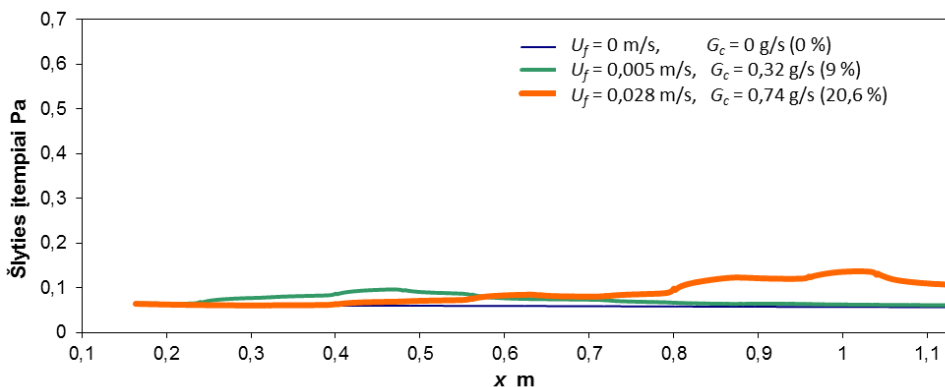
6.4 pav. Vietinis sukondensuojamo garo srautas esant garo įtekėjimo greičiui 4 m/s



6.5 pav. Vietinis sukondensuojamo garo srautas esant garo įtekėjimo greičiui 6 m/s

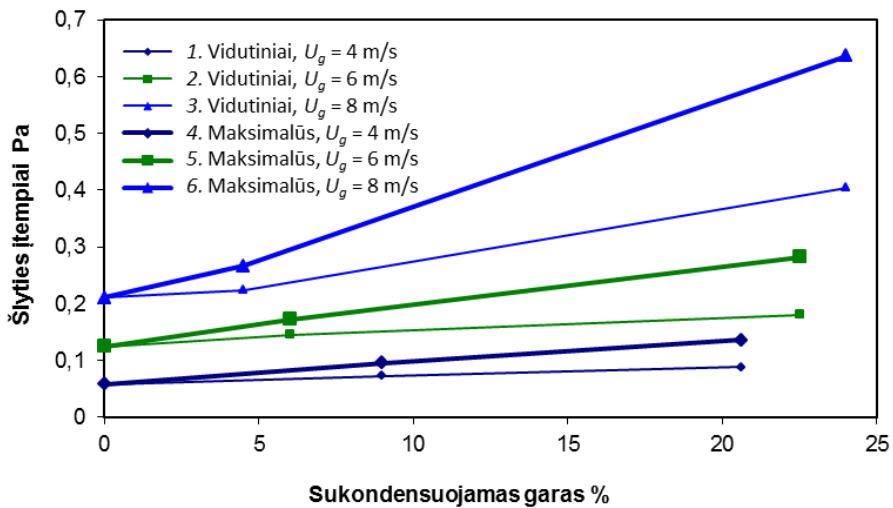


6.6 pav. Vietinis sukondensuojamo garo srautas esant garo įtekėjimo greičiui 8 m/s



6.9 pav. Šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje, esant 8 m/s garo iškėjimo greičiui (Fluent)

Garui sąveikaujant su šaltu vandeniu, vyksta kondensacijos procesas, kurio metu garas virsta skysčiu, o sukondensuoto garo tūris mažėja iki 1 700 kartų. Dėl to į sukondensuoto garo prie tarpfazinio paviršiaus erdvę atiteka garas iš aukštesnių sluoksnių, kuriuose greitis yra didesnis. Tai lemia greičio profilio maksimumo zonos perstumimą arčiau tarpfazinio paviršiaus (6.1–6.3 pav.), kartu padidėja tarpfazinė šlytis. Taigi šlytis kanale prie tarpfazinio paviršiaus gali kisti (6.7–6.9 pav.) dėl netolygiai pagal tėkmę vykstančios garo kondensacijos ant vėsaus vandens paviršiaus, lokaliai iškreipiančios garo greičio lauką. Tai patvirtina sukondensuojamo garo (6.4–6.6 pav.) ir šlyties (6.7–6.9 pav.) maksimalių reikšmių lokalizacija ir jų kaita kanale.



6.10 pav. Šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje, priklausomai nuo santykinio sukondensuojamo garo srauto: 1, 2, 3 – vidutinė vertė (Fluent); 4, 5, 6 – maksimali vertė (Fluent)

Tarpfazinės šlyties apibendrinantis įvertinimas taikant Fluent modelį pateiktas 6.10 pav. Pirmiausia palyginkime šlyties įtempius, modeliuojant garo tėkmę kanale be kondensacijos ($G_c = 0$). Esant 4 m/s garo įtekėjimo greičiui, vidutiniai šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje yra 0,059 Pa. Padidinus garo įtekėjimo greitį 50 % (iki 6 m/s), vidutiniai šlyties įtempiai padidėja 113 % (iki 0,125 Pa). Padidinus garo greitį 100 % (iki 8 m/s), vidutiniai šlyties įtempiai padidėja 257 % (iki 0,21 Pa). Siekiant kiekybiškai įvertinti šlyties įtempių kaitą priklausomai nuo sukondensuojamo garo srauto ant vandens paviršiaus, 6.10 pav. pasirinkta 20 % vertė. Esant garo įtekėjimo greičiui 4 m/s, 6 m/s ir 8 m/s ir sukondensuojant ant vandens paviršiaus 20 % įtekančio garo, dėl kondensacijos vidutiniai šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje padidėja atitinkamai 48 %, 41 % ir 75 % (iki 0,087 Pa, 0,176 Pa ir 0,367 Pa), o maksimalūs šlyties įtempiai išauga atitinkamai 129 %, 112 % ir 166 % (iki 0,135 Pa, 0,265 Pa ir 0,560 Pa). Šie kiekybiniai vertinimai leidžia nustatyti kondensacijos poveikio potencialą.

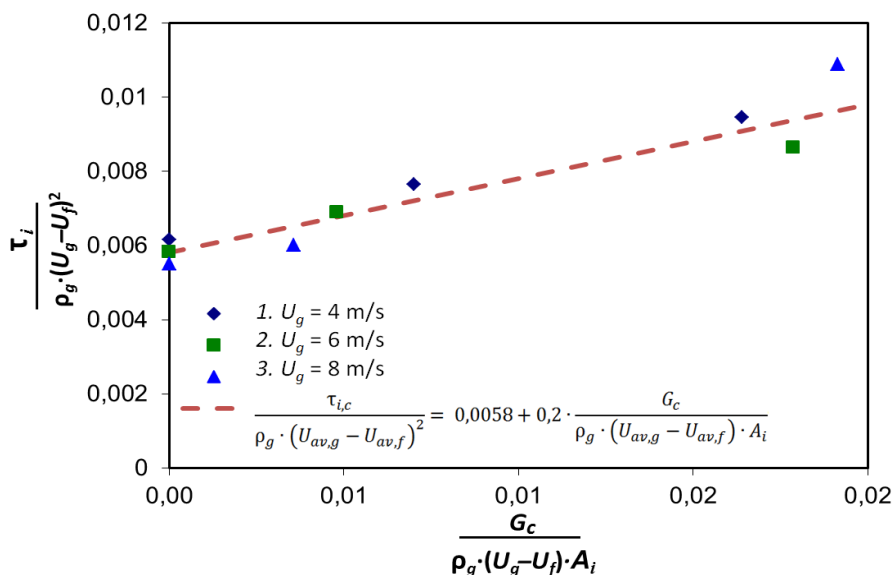
Pagal eksperimentinius-skaitinius rezultatus nustatytas kondensacijos įtakos tarpfazinei šlyčiai dėsningumas ir išvesta jį aprašanti lygtis. Sukondensuojamas garas ant vandens paviršiaus perskaičiuotas į sukondensuojamo garo srauto tankį (sukondensuojamo garo srautas padalytas iš geometrinio tarpfazinio paviršiaus ploto A_i), taip praplečiamas pritaikomumas skirtinguose kanaluose. Siekiant gauti panašią į tiesinę tarpfazinės šlyties priklausomybę nuo sukondensuojamo garo srauto, tarpfazinės šlyties įtempis padalytas iš inercijos jėgos, t. y. fazių tekėjimo greičių skirtumo kvadrato $((U_{av,g} - U_{av,f})^2)$, ir garo tankio ρ_g , o sukondensuojamo garo srauto tankis padalytas iš fazių tekėjimo greičių skirtumo $(U_{av,g} - U_{av,f})$ bei garo tankio ρ_g . Tuomet pasitelkus paprastos tiesinės regresijos metodą, pagal 6.11 paveiksle pateiktus eksperimentinių-skaitinių tyrimų rezultatus, nustatyta tarpfazinės šlyties tiesinė funkcija nuo sukondensuojamo garo srauto, įvertinant fazių greičių skirtumą ir dujinės fazės tankį:

$$\frac{\tau_{i,c}}{\rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2} = 0,0058 + 0,2 \cdot \frac{G_c}{\rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \cdot A_i}$$

arba

$$\tau_{i,c} = 0,0058 \cdot \rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2 + 0,2 \cdot \frac{G_c}{A_i} \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \quad (85)$$

Lygtimi (85) aprašytas dėsningumas gali būti taikomas horizontalioje pasrovinėje garo ir vandens tėkmėje, kai garo Reinoldso kriterijus $Re_g = 6\,000 - 12\,000$, o vandens $Re_f < 2\,000$.

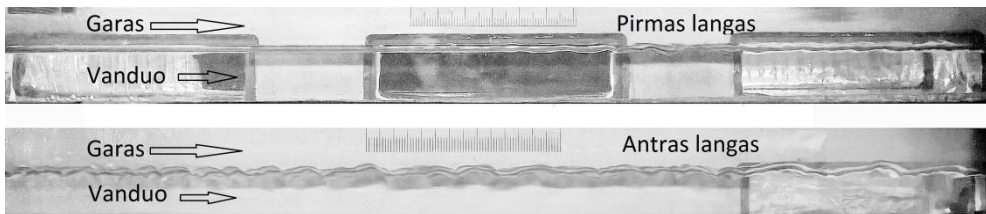


6.11 pav. Vidutinių šlyties įtempių tarpfaziniame paviršiuje priklausomybės nuo sukondensuojamo garo koreliacija: 1, 2, 3 – vidutinė vertė (Fluent)

6.2. Tarpfazinės šlyties įtaka turbulencijai vandenyje ir šilumos perdavimo koeficientui

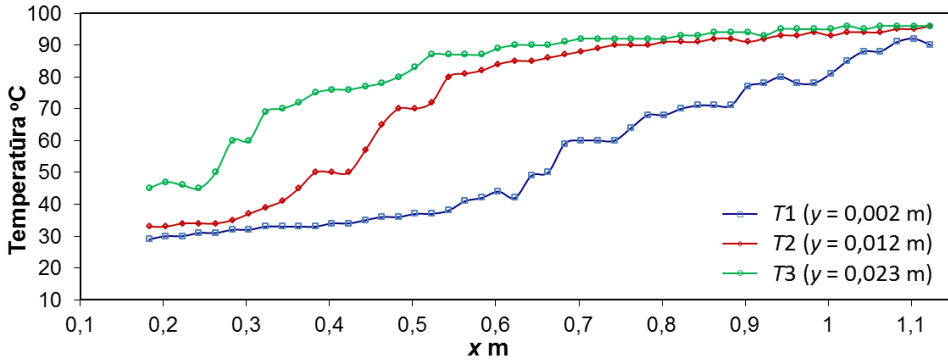
Besikondensuojančios tėkmės matavimų ir jų rezultatų interpretavimą apsunkina keletas veiksnių. Kaip jau pastebėta (1 skyrius), sąlyginai trumpuose kanaluose turbulencijos ir bangų vystymasis dažniausiai nepasiekia pusiausvyros. Garo kondensacija keičia garo ir vandens savybes išilgai kanalo. Buvo minėta, kad eksperimentinio kanalo ištekėjime garo srautas dėl kondensacijos sumažėja nuo 4,5 iki 24 %, be to, jos intensyvumas kinta pagal tėkmę, o tuo pačiu kinta garo ir vandens greičio profiliai. Taip pat kondensacijos proceso metu perduodama šiluma vandeniui ir pasikeičia jo fizikinės savybės.

Garų tėkmės impulso pernešimas į tarpfazinį garo ir vandens paviršių sukelia jame šlyties įtempius, nes vanduo teka kur kas lėčiau (iki 700 kartų). Pirmiausia tyrimo metu vizualiai įsitikinta, kad šlytis vandens paviršiuje sukelia kapiliarinį bangavimą. 6.12 pav. pateikta garo ir vandens tėkmės nuotrauka ($U_g = 8$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s), kurioje matyti, kad vandens paviršius išlieka lygus iki pirmojo stebėjimo lango vidurio ($x = 0,36$ m), o toliau kyla kapiliarinis bangavimas (bangų aukštis siekia 0,002 m).

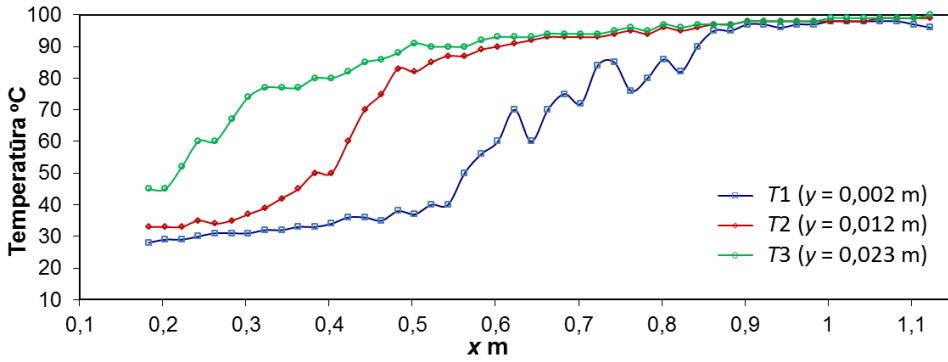


6.12 pav. Vandens paviršiaus bangavimas garo (8 m/s) ir vandens (0,028 m/s) tėkmėje: pirmas langas $x = 0,165-0,555$ m; antras langas $x = 0,630-1,02$ m

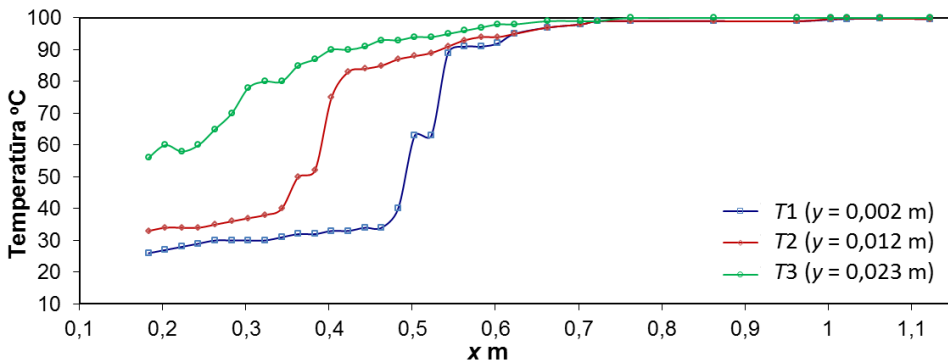
Kur kas svarbesnis tekančio garo sukeltos tarpfazinės šlyties poveikis turbulencijai vandenyje, kuri skatina šilumos mainus nuo paviršiaus į gilesnius vandens sluoksnius. Eksperimentų metu buvo matuota vandens temperatūra pagal išilginę kanalo koordinatę, intervale $x = 0,163-1,123$ m (matavimo žingsnis 0,02 m). 6.13–6.18 pav. pateikti išmatuoti vandens temperatūros profiliai išilgai kanalo trimis vertikaliai išdėstytais termoporumis (naudotas temperatūros matavimo zondas, žr. 3.5 pav.), esant skirtingiems garo ir vandens įtekėjimo į kanalą greičiams.



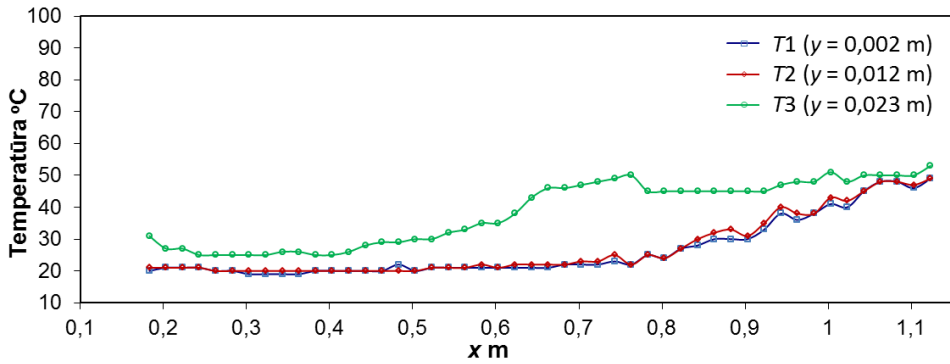
6.13 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 4 \text{ m/s}$, $U_f = 0,005 \text{ m/s}$ (eksperimentu duomenys)



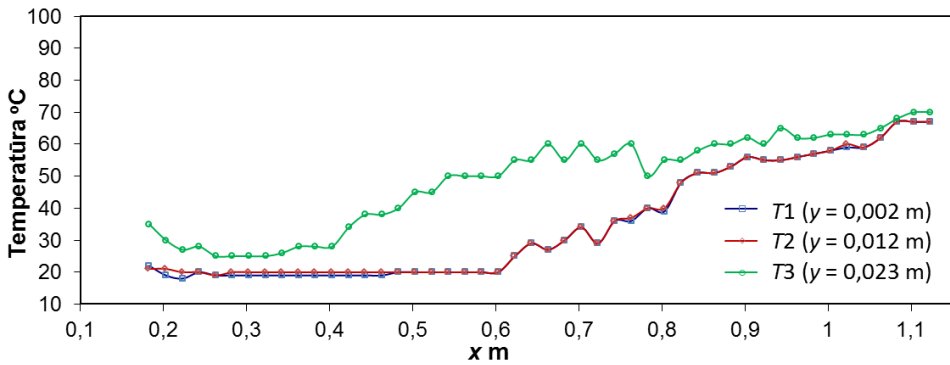
6.14 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 6 \text{ m/s}$, $U_f = 0,005 \text{ m/s}$ (eksperimentu duomenys)



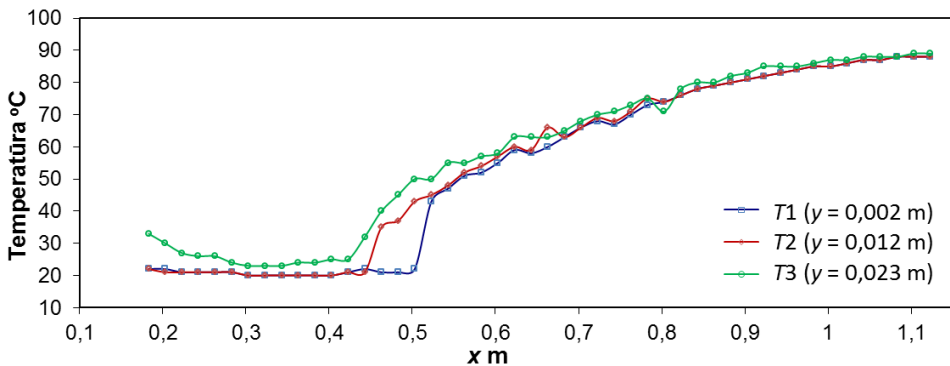
6.15 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 8 \text{ m/s}$, $U_f = 0,005 \text{ m/s}$ (eksperimentu duomenys)



16.16 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 4$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s (eksperimentu duomenys)



16.17 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 6$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s (eksperimentu duomenys)



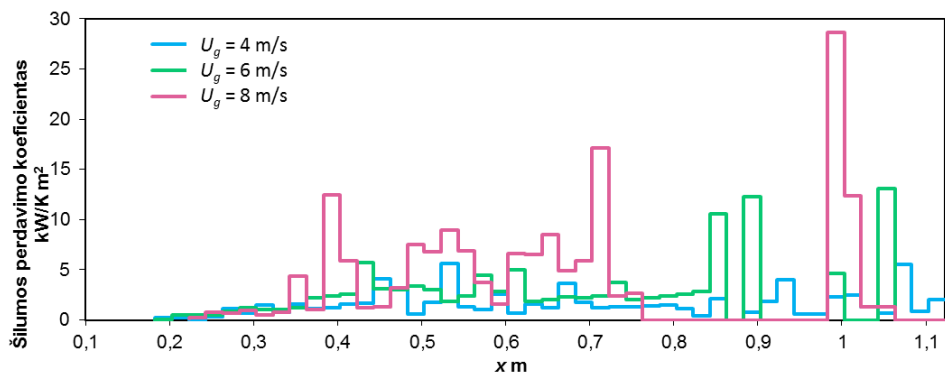
16.18 pav. Vandens temperatūra kanale. $U_g = 8$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s (eksperimentu duomenys)

Interpretuojant rezultatus galima teigti, kad lėčiau tiekiamas vanduo (0,0055 m/s) kanalo pradžioje yra ~15 °C šaltesnis, palyginus su spartesnio vandens įtekėjimo atveju (0,028 m/s). Į kanalą tiekiamas vandentiekio vanduo yra apie 10 °C temperatūros, dalinai jis pašyla nuo garą ir vandenį skiriančios įkaitusios plokštelės ir karšto kanalo korpuso iki maždaug 20–22 °C ir 34–36 °C esant atitinkamai 0,0055 m/s ir 0,028 m/s vandens tiekimo greičiui. Garo ir vandens tiesioginis sąlytis įvyksta juos skiriančios plokštelės pabaigoje, t. y. $x = 0,163$ m atstume nuo kanalo pradžios.

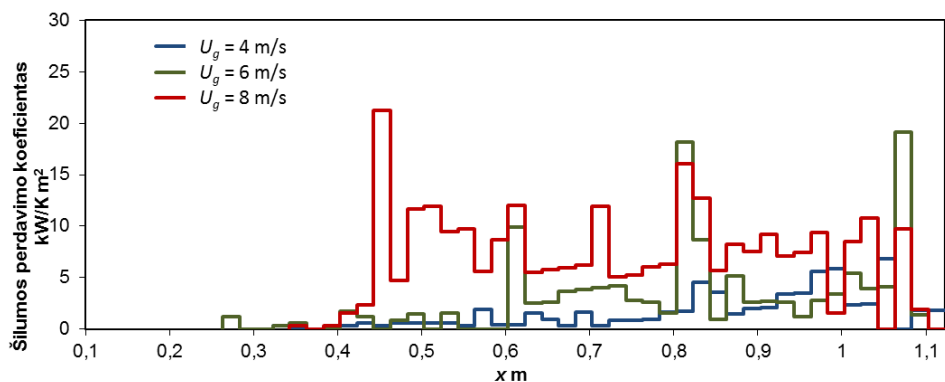
Vandens temperatūros kreivių dinamika rodo, kad vanduo pagal tėkmę kanale šyla netiesine priklausomybe. Termopora $T3$ yra arčiausiai tarpfazinio paviršiaus, kuriame stipriausiai pasireiškia tarpfazinės šlyties sukelta turbulencija. Termopora $T2$ yra vandens tėkmės viduryje, o temperatūros augimas pagal tėkmę nėra tolygus ir tiesinis. Panaši temperatūros didėjimo charakteristika stebima ir prie kanalo dugno ($T1$ termopora), ir tai parodo, jog vandens tėkmė yra turbulentinė visame skerspjūvyje. Jei vandens tėkmė kanale būtų laminarinė, tuomet jo temperatūra kistų tiesiškai, tačiau matavimai parodė priešingai, taigi išmatuota vandens temperatūros kaita netiesiogiai parodo turbulentinį vandens sluoksnių maišymąsi, kuris vyksta tuo intensyviau, kuo didesnis sukondensuojamo garo srautas į vandens paviršių ir nuo kurio priklauso ne tik perduodamos šilumos kiekis, bet ir tarpfazinė šlytis. Dėl kondensacijos įtakos padidėjusi tarpfazinė šlytis yra svarbus veiksnys, didinantis tėkmės turbulenciją.

Tiekiant vandenį $U_f = 0,005$ m/s greičiu, vidiniai vandens sluoksniai ($T2$ termopora) šilti pradeda ties koordinate $x = 0,28$ m, kurią pasiekia po maždaug 21 s, o pagal $T1$ termoporą – po 60 s. Nesunku įvertinti laiką, reikalingą sušildyti vandenį vien laidumu, o tai atitiktų laminarinį tekėjimo atvejį. Skaičiuojant šilumos plitimą laidumu vertikalia kryptimi, $T2$ lokacijoje temperatūra pradėtų kilti po maždaug 60 s, o $T1$ lokacijoje – po maždaug 200 s. Eksperimentiškai nustatyta ir teoriškai apskaičiuota laiko trukmė skiriasi 3 kartus. Tai rodo, kad šiluma į vandens gilumą plinta greičiau nei laminarinio tekėjimo atveju dėl vykstančios konvekcijos. Nagrinėjamu atveju temperatūros matavimai išilgai kanalo (6.13–6.18 pav.) parodo, kad vandens tėkmė turbulizuojama pasiekus $x/D_{eq,f} = 22–31$.

Tyrimo metu nustatytas vietinis šilumos perdavimo koeficientas (5.19–6.20 pav.) pagal eksperimentiškai išmatuotas temperatūras išilgai kanalo. Laiptuotą kreivių formą lemia temperatūros matavimų pozicionavimo žingsnis (0,02 m) pagal tėkmę. Šilumos perdavimo koeficiento pikai tiesiogiai proporcingi vandens temperatūros skirtumui tarp gretimų matavimo taškų (x atžvilgiu).



6.19 pav. Vietinio šilumos perdavimo koeficientas kanale ($U_f = 0,005$ m/s)



6.20 pav. Vietinio šilumos perdavimo koeficientas kanale ($U_f = 0,028$ m/s)

Šilumos perdavimo koeficiento vidutinė vertė nustatyta pagal vietines jo reikšmes (6.19 ir 6.20 pav.) išilgai kanalo, imtyje $x = 0,163$ – $1,123$ m, ir pateiktas 6.2 lentelėje.

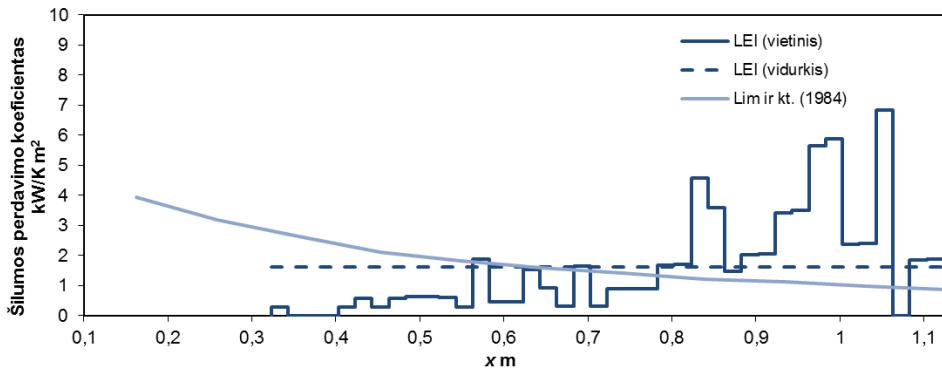
6.2 lentelė. Šilumos perdavimo koeficiento vidutinė reikšmė eksperimentiniame kanale

$U_{g,in}$ m/s	$U_{f,in}$ m/s	h kW/K m ²
4	0,005	1,582
6	0,005	2,634
8	0,005	3,813
4	0,028	1,631
6	0,028	3,075
8	0,028	7,201

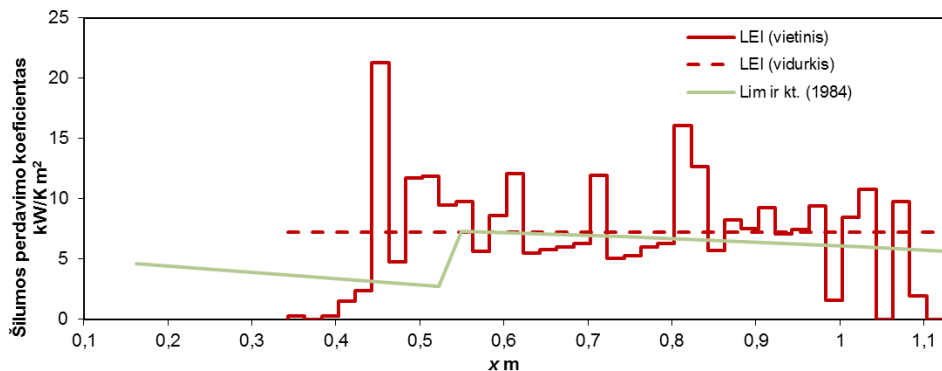
Palyginus mano eksperimentus su Lim ir kt. (1984) eksperimentais, tarp kurių pagrindinis skirtumas yra kanalo plotis (0,305 m) ir vandens tekėjimo greitis

(0,034 m/s), gauta panaši šilumos perdavimo koeficiento reikšmė (6.21–6.22 pav.). Dar vienas panašumas yra tai, kad staigus kondensacijos suintensyvėjimas Lim ir kt. (1984) darbe taip pat įvyksta (6.22 pav.). Vienas pastebimiausių skirtumų yra šilumos perdavimo koeficiento netolydumas išilgai kanalo šio tyrimo eksperimentuose. Toks pobūdis gautas dėl turbulentinio vandens sluoksnių maišymosi, nuo kurio šiuo atveju labiausiai priklauso šilumos perdavimo koeficientas. Lim ir kt. (1984) matavimuose to nepastebima, nes buvo matuota tik 5 skerspjūviuose per kanalo ilgį.

Kitas nemažas rezultatų skirtumas yra kanalo pradžioje, kurioje mes neužfiksuojame ženklių šilumos mainų, o Lim ir kt. (1984) rezultatuose ji demonstruojama. Tačiau Lim ir kt. (1984) pirmas matavimų taškas prasideda $x = 0,320$ m, todėl kreivės atkarpa iki šio taško nėra eksperimentiškai pagrįsta.



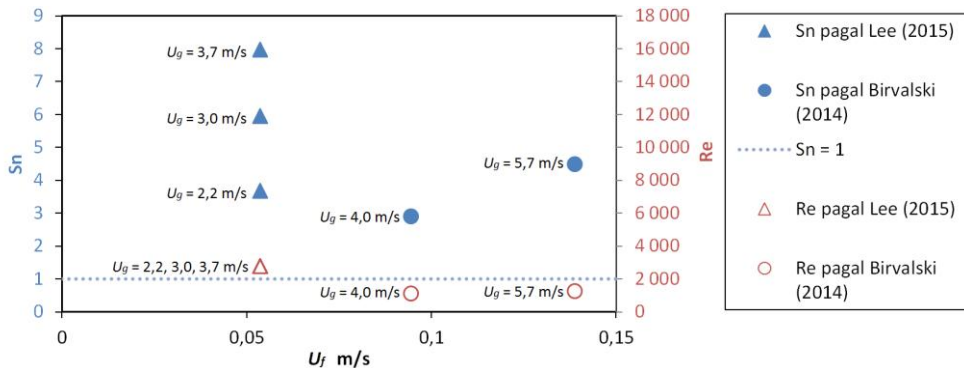
6.21 pav. Šilumos perdavimo koeficientas LEI kanale ($U_g = 4$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s) ir Lim ir kt. (1984) ($U_g = 5$ m/s, $U_f = 0,136$ m/s)



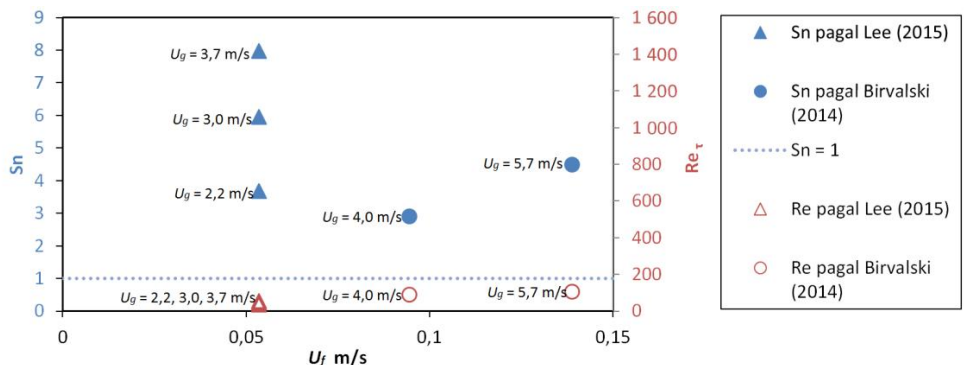
6.22 pav. Šilumos perdavimo koeficientas LEI kanale ($U_g = 8$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s) ir Lim ir kt. (1984) ($U_g = 7,9$ m/s, $U_f = 0,136$ m/s)

6.3. Dvifazio tekėjimo turbulencijos įvertinimas Reinoldso ir Šlyties kriterijais

Esant reikšmingam fazių greičių skirtumui, šlyties jėgos prie tarpfazinio paviršiaus yra svariai didesnės, lyginant su šlyties jėgomis prie kietų sienelių skysčio-dujų tėkmėje. Šlyties kriterijus Sn gali tą įvertinti, o įrodymui panaudoti kitų autorių eksperimentiniai darbai. Siekiant pagrįsti Sn , panaudoti Birvalski ir kt. (2014) ir Lee ir kt. (2015) atliktų eksperimentų duomenys. Stratifikuotai oro ir vandens tėkmei nustatyti Sn ir Re pavaizduoti 6.23 pav. atitinkamai mėlynai ir raudonai.



6.23 pav. Sn ir Re kriterijų priklausomybė nuo vidutinio vandens greičio ir tarpfazinės šlyties stratifikuotoje oro ir vandens tėkmėje

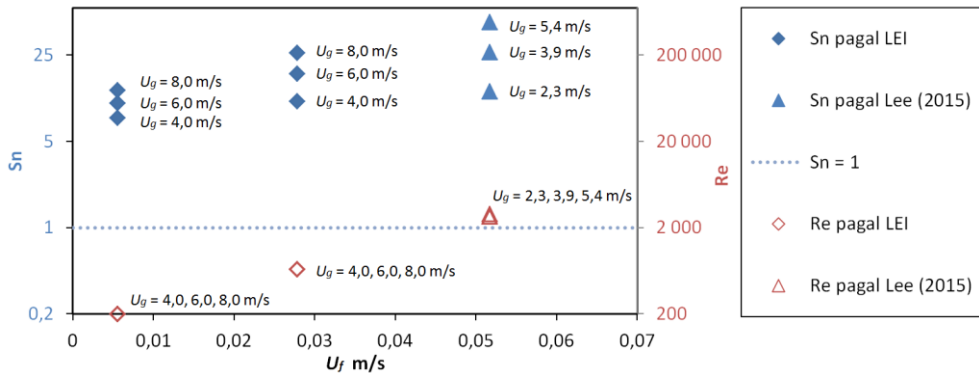


6.24 pav. Sn ir modifikuoto Re_τ kriterijų priklausomybė nuo vidutinio vandens greičio ir tarpfazinės šlyties stratifikuotoje oro ir vandens tėkmėje

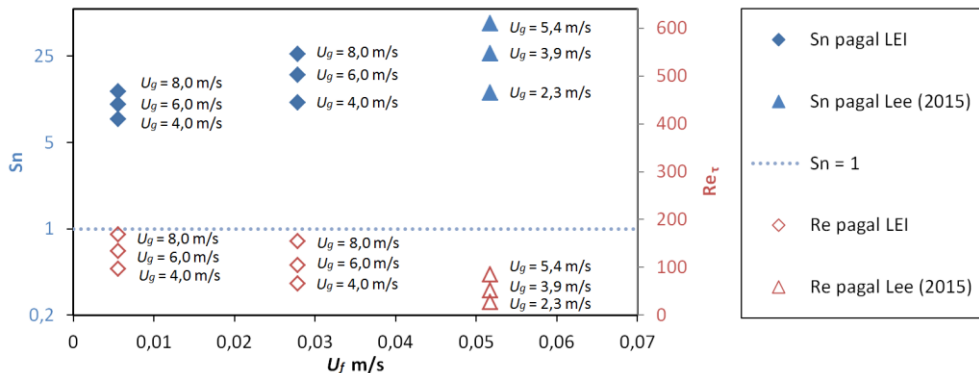
Sn apskaičiuotas remiantis 4.2 skyriuje pateikta metodika. Abiejuose palyginimui pasirinktuose darbuose buvo tiriamas oro tėkmės greičio poveikis turbulencijos charakteristikoms tiek vandenyje, tiek tarpfaziniame paviršiuje. Vandens greitį išlaikant pastoviu, o oro greitį didinant, Sn kriterijaus reikšmės taip pat didėja. Tačiau apskaičiuotas klasikinis Re kriterijus nesikeičia (žr. 6.23 pav.), kadangi negali įvertinti pasikeitusios tarpfazinės šlyties. Tokiu atveju tikslinga taikyti modifikuotą Reinoldso kriterijų Re_τ , pavaizduotą 6.24 pav., kurio įvertinimui panaudotos (63), (64), (74) ir (75) lygtys. Remiantis klasikiniu ir trinties Reinoldso

kriterijais, kurių vertės 6.23 ir 6.24 paveiksluose yra atitinkamai $Re = 150\text{--}660$ ir $Re_{\tau} = 35\text{--}107$, vandens tėkmė kanale turėtų būti laminarinė.

Besikondensuojančioje garo ir vandens tėkmėje vyksta tekančio garo impulso pernešimas ir papildomas sukondensuojamo garo impulso pernešimas. Šiuo tekėjimo atveju, kaip minėta 4.3 skyriuje, Sn kriterijus turi papildomą narį, įvertinantį sukondensuojamo garo sukeltą šlyties jėgą tarpfaziniame paviršiuje. Deja, nei klasikinis, nei modifikuotas Re kriterijai negali įvertinti šlyties padidėjimo tarpfaziniame paviršiuje dėl sukondensuojamo garo. Besikondensuojančiose garo ir vandens tėkmėse apskaičiuotos Sn kriterijaus reikšmės (6.25 ir 6.26 pav.) dėl kondensacijos poveikio yra didesnės ir rodo turbulencijos intensyvumo padidėjimą, net jei pradinė vandens tėkmės inercijos energija yra ta pati.



6.25 pav. Sn ir Re kriterijai priklausomai nuo vandens greičio garo ir vandens tėkmėje



6.26 pav. Sn ir modifikuoto Re_{τ} kriterijai priklausomai nuo vandens greičio garo ir vandens tėkmėje

Sn kriterijus apskaičiuotas remiantis 4.3 skyriuje pateikta metodika, pagal šio tyrimo (LEI) ir Lee (2015) eksperimentinius matavimų duomenis. Turbulencijos intensyvumo kitimas, kurį rodo Sn kriterijus, kai didinamas garo greitis ir išlaikomas pastovus pradinis vandens greitis, turi kelias priežastis. Greičiau tekantis garas virš vandens savaime suprantama sukelia didesnę tarpfazinę šlytį, tačiau išaugusi

kondensacija ant vandens paviršiaus dar labiau didina tarpfazinę šlytį (6.10 pav.). Kai kuriais eksperimentinių matavimų atvejais sukondensuota net 24 % įtekėjusio garo.

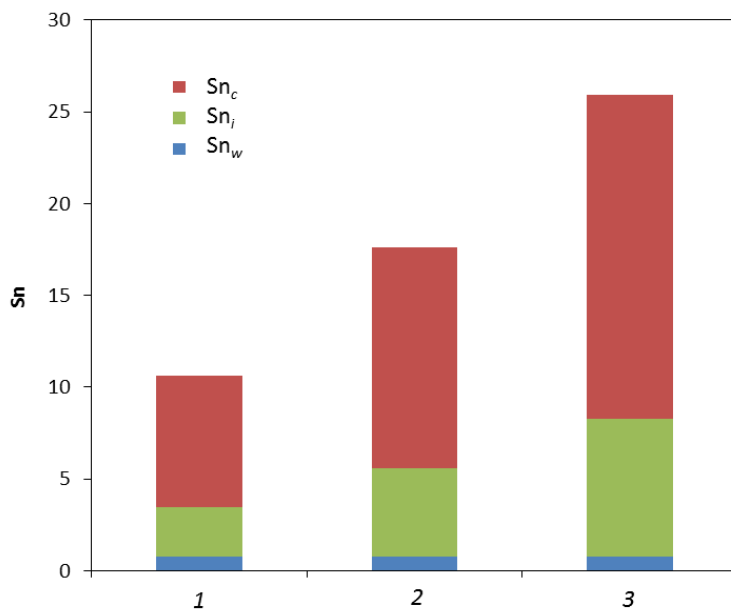
Tiek mūsų, tiek Lee (2015) kanale dėl vykstančios garo kondensacijos vandens tekėjimas nepasiekia nusistovėjimo. Didžioji dauguma tokių eksperimentinių kanalų yra per trumpi, kad būtų pasiektas nusistovėjęs turbulentinis vandens tekėjimas, nes to neleidžia padaryti garo kondensacija ant vandens paviršiaus. Nepaisant mažos Reinoldso kriterijaus reikšmės, kaip buvo parodyta anksčiau, vanduo pradeda maišytis pasiekus kanalo vidurį visais atliktų eksperimentų atvejais. Turbulenciją rodantys požymiai identifikuoti nagrinėjant tiesiogiai išmatuotus temperatūros profilius (žr. 5.2 skyrių) bei stebint vandens temperatūros laukus, kurie išmatuoti termovizoriumi (Laurinavičius ir kt., 2016).

Lyginant apskaičiuotą Sn kriterijų pagal Lee ir kt. (2015) matavimo duomenis ($U_g = 5,4$ m/s, $U_f = 0,052$ m/s) ir mano artimiausio tyrimo atveju ($U_g = 6$ m/s, $U_f = 0,028$ m/s), pastebimas trigubas skirtumas tarp jų, t. y. atitinkamai $Sn = 46$ ir $Sn = 18$ (žr. 6.25 pav.). Tai paaiškinama tuo, kad vandens greitis yra 1,9 karto didesnis, o perimetrų santykis P_i/P yra 1,6 karto didesnis. Reikia atkreipti dėmesį, kad vandens paviršiaus greitis Lee ir kt. (2015) tyrimuose buvo išmatuotas, o mano atveju apskaičiuotas pagal (80) lygtį.

Pagal 6.23–6.26 paveiksluose pateiktą turbulentiškumo vertinimą Sn kriterijumi, jo atžvilgiu daromos išvados. Sn kriterijus yra išreikštas šlyties jėga prie tēkmę ribojančių paviršių, kuri yra tiesioginė turbulencijos priežastis. Be to, Sn gali individualiai įvertinti šlytį prie tēkmę ribojančių paviršių, pavyzdžiui, šlytį prie kietos sienelės, tarpfazinę šlytį su kitu fluidu dėl skirtingų greičių, tarpfazinę šlytį dėl masės mainų vykstant faziniams virsmams.

Sn kriterijuje šlyties jėgos skaičiuojamos vertinant daug tēkmės parametrų: trinties koeficientą prie sienelės, tarpfazinės trinties koeficientą tarp fluidų, impulso pernešimą per tarpfazinį paviršių, fazinių virsmų sukeltą impulso pernešimą per tarpfazinį paviršių.

Siekiant įsitikinti vertinimo pagrįstumu, Sn kriterijus buvo išskaidytas į atskiras dedamąsias, charakterizuojančias šlytį prie sienelės (Sn_w) ir prie tarpfazinio paviršiaus (Sn_i ir Sn_c). Ši analizė atlikta panaudojant šio tyrimo eksperimentinius duomenis, kai $U_f = 0,028$ m/s; $U_g = 4, 6, 8$ m/s (6.27 pav.). Dedamoji Sn_i priklauso nuo šlyties jėgos, kurią sukelia garo impulso pernešimas į tarpfazinį paviršių, o Sn_c – nuo sukondensuojamo garo impulso pernešimo į tarpfazinį paviršių. Akivaizdžiai matyti, kad Sn_c kelis kartus viršija Sn_i , be to, Sn_c kur kas jautriau kinta priklausomai nuo garo greičio (garo greitį padidinus 2 kartus, Sn_c išauga dvigubai). Tai patvirtina, jog kondensacija labiausiai veikia tarpfazinę šlytį ir dėl to turbulentinių sūkurių formavimasi vandenyje. Kaip ir tikėtasi, prie sienelės apskaičiuota dedamoji Sn_w yra mažiausia, o jos absoliutus dydis mažai keičiasi priklausomai nuo garo greičio.



6.27 pav. Sn kriterijus, apskaičiuotas LEI matavimams, kai vandens greitis 0,028 m/s, o garo greitis: 1 – 4 m/s; 2 – 6 m/s; 3 – 8 m/s

7. ŠVADOS

Atlikus eksperimentinius ir skaitinius tarpfazinės šlyties tyrimus 1,2 m ilgio, 0,1 m aukščio ir 0,02 m pločio horizontaliame stačiakampiniame kanale tekant vandeniui 0–0,028 m/s ir garui 4–8 m/s greičiu ta pačia kryptimi, suformuluotos išvados pateiktos toliau. Nustatyti dėsningumai yra universalūs, juos taikant besikondensuojančiai garo ir vandens tėkmei uždarame horizontaliame kanale.

1. Eksperimentiškai nustatyta, kad kondensacija padidina garo greitį prie tarpfazinio paviršiaus ir suplonina hidrodinaminį pasienio sluoksnį. Todėl tarpfaziniame paviršiuje sukondensuojant 21–24 % tiekiamo garo srauto, kondensacija greičio profilio didžiausių verčių zoną perstumia net 21 % arčiau link tarpfazinio paviršiaus.
2. Šlyties įtempiai tarpfaziniame paviršiuje didėja dėl vykstančios kondensacijos garo ir vandens tėkmėje. Pagal tyrimo metu nustatytą tarpfazinės šlyties dėsningumą, tarpfaziniame paviršiuje sukondensuojant 20 % viso garo srauto, vidutiniai tarpfazinės šlyties įtempiai padidėja 41–75 %, o intensyviausios kondensacijos zonoje lokalūs šlyties įtempiai išauga 112–166 %.
3. Vykstant kondensacijai, kanalo pradžioje vanduo beveik nešyla, tačiau nuo $x/D_{eqf} = 22–31$, priklausomai nuo įtekančių vandens ir garo greičių, įvyksta intensyvus šilumos perdavimas gilyn į vandenį kanale. Vandens temperatūros kitimo pagal kanalo ilgį pobūdis yra netiesiškas ir pulsuojantis, todėl šilumos perdavimo koeficientas išilgai kanalo yra labai netolydus, o tai būdinga turbulentiškam vandens tekėjimui. Vidutinė šilumos perdavimo koeficiento reikšmė koreliuoja su kitų autorių duomenimis. Esant vandens įtekėjimo greičiui 0,028 m/s, o garo įtekėjimo greitį padidinus du kartus (nuo 4 iki 8 m/s), vidutinė tarpfazinė šlytis padidėja 4,6 karto (nuo 0,088 iki 0,404 Pa), o vidutinė šilumos perdavimo koeficiento reikšmė išauga 4,4 karto (nuo 1,63 iki 7,20 kW/m²K).
4. Stratifikuotos vandens ir garo tėkmės kanale eksperimentinių matavimų rezultatai rodo turbulentiškumo požymius vandenyje pasiekus $x/D_{eqf} = 22–31$, kai Reinoldso kriterijus, apskaičiuotas pagal įtekėjimo sąlygas, yra $Re_f < 2\,000$. Pasiūlytas Šlyties kriterijus Sn identifikuoja turbulenciją ir rodo turbulencijos intensyvumo priklausomybę nuo tarpfazinės šlyties, nes įvertina šlyties padidėjimą dėl šiurkštesnės sienelės, šlyties padidėjimą tarpfaziniame paviršiuje dėl fluidų greičių skirtumo ir šlyties padidėjimą dėl fazinių virsmų tarpfaziniame paviršiuje. $Sn = 1$ yra kritinė laminarinio tekėjimo reikšmė, tačiau reikalingi tolesni tyrimai, pagrindžiantys pereinamojo režimo pabaigą ir išsivysčiusio turbulentiško tekėjimo kritinę Sn reikšmę.

8. SUMMARY

THE CONTENT OF THE SUMMARY OF DOCTORAL DISSERTATION

8.1. INTRODUCTION.....	86
8.2. LITERATURE REVIEW.....	89
8.3. EXPERIMENTAL SETUP AND METHODOLOGY.....	90
8.4. NUMERICAL SIMULATION AND METHODOLOGY.....	93
8.5. CRITERION FOR TURBULENCE PREDICTION.....	94
8.5.1. Shear Number for non-condensing two phase flow.....	95
8.5.2. Shear Number for condensing two phase flow.....	97
8.6. RESULTS AND DISCUSSION.....	98
8.6.1. The impact of steam velocity and condensation on interfacial shear.....	98
8.6.2. The influence of interfacial shear on turbulence of the water and heat transfer coefficient.....	105
8.6.3. Turbulence prediction in two-phase flow.....	108
8.7. CONCLUSIONS.....	111

8.1. INTRODUCTION

Condensation is one of the most complex processes in fluid mechanics. Due to its complexity, this process is still under investigation, so far the various correlations used to describe condensation do not take into account all the accompanying condensation features. It poses a challenge to the development and improvement of technical equipment, optimizing various processes. Lithuanian Energy Institute more than a decade, carried out two-phase flow research in order to investigate the condensation implosion phenomena and direct contact condensation. The experimental study of condensation implosion event was carried out in cylindrical test stand and obtained results were described and published in the articles: Almenas, Pabarčius and Šeporaitis (2001, 2002, 2006); Pabarčius, Šeporaitis and Almenas (2003a, 2003b, 2003c); Šeporaitis, Pabarčius and Almenas (2002, 2003, 2006).

Forecast modeling results using RELAP (Valinčius et al., 2014) have shown that passive cooling system in a nuclear power plant would operate due to pressure difference, caused by condensation implosion in a special device, which is fed naturally with available steam and cooling water. The gathered knowledge and experience led into the studies of direct contact condensation and interfacial shear. The dissertation presents an interfacial shear study of condensing steam-water flow. Experimental and numerical investigations were carried out in a specially constructed horizontal rectangular channel and the obtained results were summarized by correlation of shear dependence to steam condensation on interface according to flow parameters.

The study of two-phase flow showed the importance of interfacial shear for liquid turbulence. The experimental results, presented in the dissertation, showed that the liquid flow turns to turbulent in the condensable two-phase flow in the horizontal channel, despite the classical Reynolds number shows laminar. This phenomenon was confirmed by a comparison with the experimental data of other authors, and the importance of interfacial shear for liquid turbulence was revealed during the study. The Reynolds number well defines the single-phase flow turbulence in a closed channel with uniform boundary conditions. However, the application of the Re number becomes complicated in two phase flows. When prof. K. Almenas proposed a new turbulence indicator, I contributed in the development and carried out its verification based on mine and other authors experiments in a two-phase horizontal flow in a channel.

The dissertation was prepared in 2003-2018 in the Lithuanian Energy Institute at the Laboratory for Nuclear Installation Safety, participating in the State funded researches: “Investigation of the condensation implosion event at hydro dynamically unstable condition in the two-phase system” (2003-2005), “Research of Condensation Impact on Interface Surface Stability” (2006-2008), “Experimental and numerical investigation of condensing two-phase flow” (2009-2011), “Research of single-phase and two-phase flow heat and mass transfer” (2012-2016).

Relevance of the work

Not many studies have been conducted in a stratified condensing steam-water flow in a closed channel. The direct contact condensation on a free surface of the water is a two-phase, interchangeable and highly interconnected system. The phase interaction changes the interfacial momentum, heat and mass transfer. The experiments of two-phase flow with phase change are complicated and require expensive measuring equipment also they are time-consuming. An analytical evaluation of experimental study usually is not possible using publicly available information because it is incomplete or insufficiently precise. The latest computational fluid dynamics (CFD) models of phase change are developed for specific types of multiphase flow. The latest condensation models that are relevant to this work are not sophisticated enough because they still require the correlation of interfacial heat and mass transfer. Thus all of these aspects make it clear that the study of interfacial shear in two-phase flow is especially relevant to the fundamental science.

The results of this work are relevant for the development of CFD software or numerical multiphase models as well as for industrial heat exchanger designers.

Aim of the work

To determine the effect of condensation on the interfacial shear in a horizontal steam-water stratified flow and to verify new turbulence criterion in two-phase flow, which evaluates the shear force that causes the turbulence at interface.

Tasks of the work

1. Experimentally investigate the influence of condensation, which occurs on water surface, to the steam velocity at the interface in the steam-water flow.
2. Evaluate the effect of condensation to the interfacial shear in steam-water flow, using experimental measurements and numerical simulation.
3. Experimentally evaluate the water turbulence in stratified steam-water flow and investigate the heat propagation to the depth of the water.
4. Validate the new turbulence criterion, which would more precisely describe fluid turbulence in a two-phase stratified flow.

Novelty of the work

Two-phase flow investigation methodology was developed during experimental and numerical research of stratified steam-water co-current flow with direct contact condensation on water surface, which has influence to the steam velocity profile and interfacial shear. Interfacial shear correlation was extracted from experimental and numerical research results.

The new turbulence criterion Sn was verified for stratified two-phase condensable and non-condensable flows, which can more precisely evaluate the turbulence in the liquid region than the classical Re number.

Practical significance of the research

Interfacial shear correlation can be used to improve numerical models of stratified condensing two-phase flow.

The new Sn number was validated and developed, which more precisely than the classical Re number describes fluid turbulence and flow regime transition in a two phase stratified flow. The design of systems and devices in which liquid and gas are flowing with great differences in velocity, it is necessary to know the flow regime, because the turbulence has a significant influence on the heat transfer. The new Shear number more accurately predicts the turbulence in liquid than Re , therefore Sn can be used in the field of thermal physics by analysing and designing two-phase non-condensing and most importantly condensing two-phase flows, such as heat exchangers, steam-water systems in industrial technological plants and their supply lines.

Statement presented for defense

1. When the flowing steam condenses on the surface of the slower flowing water, then increases the steam velocity close to the interface and the shear stress at the interface.

2. As the interfacial shear increases in the stratified steam-water flow, the heat flow rate into the depth of the water increases as well.

3. The new Shear number Sn in two-phase stratified flow is more accurate than the classical Re number for prediction of turbulence in the liquid and the beginning of transition from laminar to turbulent flow regime.

Author's contribution in analysed problem

Stasys Gasiūnas is a member of the experimental research group in the Lithuanian energy institute, Laboratory of nuclear installation safety. He designed and organized the production of the experimental facility for two-phase flow research. The author performed experimental research: steam velocity profile measurements, water temperature profile measurements, analysis of the obtained data. S. Gasiūnas created a numerical FLUENT model of the test section, which evaluates interfacial shear. He contributed to the development of new Shear number Sn , proposed by prof. K. Almenas and performed verification, based on his and other authors' experiments in two-phase flows.

Approbation of dissertation

Two scientific articles on the theme of dissertation has been published in journal with a citation index at "Clarivate Analytics" database "Web of Science Code Collection" and 4 articles in Journal, referred in international scientific database. Results of the research were presented at 2 international conferences.

8.2. LITERATURE REVIEW

Most of the two-phase non-condensing flow experimental and theoretical studies were performed in pipes and some in rectangular channels. Much less were performed in the condensing two-phase flow. Published research has a high diversity of initial and boundary conditions. The following regimes were analysed: from the smooth one to slug, flow direction in both the co-current and counter-current, pressure varied from atmospheric to 4 MPa, velocity of the gaseous phase from 0 to 18 m/s, and velocity of the liquid phase from 0.008 m/s to 0.67 m/s.

The review of condensing two-phase flow studies shows great interest in heat and mass transfer by direct contact condensation on the steam-subcooled water interface. In smooth steam-water flow the turbulent mixing layer generally doesn't penetrate into deeper layers of water, but is maintained on the interface. However, thermal mixing can be more efficiently transmitted to lower layers of the water if the surface is wavy or interfacial shear is increased (Lee, 2006). Experimentally measured instantaneous velocity and temperature fields show the turbulent and asymmetrical movement of water layers in co-current steam-water flow (Lee 2015). It was further found that heat of the condensed steam spreads into deeper layers of the water if velocity of steam and thus interfacial shear increases. Numerical simulation of two-phase flow is still below expectations, so the researchers implement their own numerical models into CFD codes, as well as empirical correlations. Choi et al. (2002) compared their experimental correlation of heat transfer coefficient to RELAP5 correlation in steam-air mixture and water co-current flow in a horizontal channel. The results showed that RELAP5 simulates higher condensation rate. Štrubelj and Tiselj (2006) made CFD simulations of Prasser et al. (2005) experiments in countercurrent flow in a channel. Simulated heat and mass transfer did not match experimental results, therefore authors artificially increased heat transfer coefficient in the model.

The reviewed articles show that a lot of important researches were done in two-phase flow in a horizontal channel. However, experimental studies of the two-phase stratified flow with condensation, there are not many and they are still of great demand for better understanding of the momentum and shear between two phases on the interfacial surface.

This study investigates the influence of direct contact condensation to interfacial shear in co-current steam and subcooled water flow in horizontal rectangular channel. Steam condensation on the surface of the water in steam-water flow has influence on the momentum transfer due to changes in the velocity field, in addition the momentum of condensate transfers to the interfacial surface. It was therefore decided experimentally to investigate the impact of condensation to velocity profile. Interfacial shear in two-phase flow can be evaluated using the interfacial friction factor correlations, but not during the phase change on the interface. Since experimentally I can't assess the interfacial shear, it was decided to assess it by numerical simulation using experimental data obtained in our channel. During research the fluctuation of water temperature, measured along the channel, indicates that water flow is turbulent, although the calculated Reynolds number indicates

laminar flow. Therefore a new turbulence indicator is needed which would be able more accurately evaluate turbulence in stratified two-phase flow.

8.3. EXPERIMENTAL SETUP AND METHODOLOGY

In order to investigate the direct contact condensation in stratified horizontal steam-water flow, it was designed and constructed a new experimental facility – horizontal rectangular channel along with measuring equipment such as nonstandard Pitot static tube and sliding rake of the thermocouples. The interest was to evaluate interfacial shear, steam condensation influence to the water turbulence, local heat transfer coefficient.

The dimensions of the channel were chosen after analysis of similar research, available in scientific papers. The choice of short channel length $L/D_{eq} = 36$ ($D_{eq} = 0,033$ m) was made, because in a short test section it is easier to control the water level and flow regime chosen. This is especially important in the steam-water flow, where the heat transfer process is very fast.

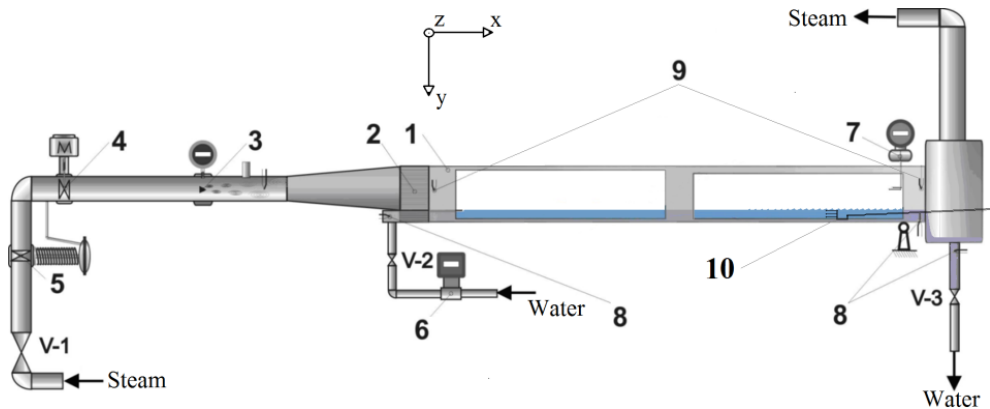


Fig. 8.1. Schematic of the test facility: 1 – rectangular test section; 2 – flow equalizer; 3 – vortex type steam flow meter; 4 – electric valve for steam flow adjustment; 5 – smother of steam flow; 6 – electromagnetic water flow meter; 7 – Pitot tube, connected to differential pressure transmitter; 8 – thermocouples in the water; 9 – thermocouples in the steam; 10 – sliding rake of the thermocouples; V-1 – steam supply adjustment valve; V-2 – water supply adjustment valve; V-3 – drainage valve.

The test facility is a horizontal rectangular stainless steel channel with inner test section dimensions of 1200 mm long, 100 mm high and 20 mm wide. BoSi windows mounted on both sides of the channel allowed to visually observe the flow. In order to reduce heat losses the entire channel (stabilization, measurement, inflow and test sections) was properly insulated. Figure 8.1 shows a principal scheme of the experimental facility. A bit superheated (102–108 °C) steam flows through the steam supply pipe ($\varnothing 27$ mm) to the test section (1) and finally freely discharges to the atmosphere. The steam temperatures were measured using K-type (Ni-Cr/Ni-Al) thermocouples (9). The ceramic comb (2), mounted in the intake of the test section, consists of about 850 rectangular mini channels 1 mm wide/high and 95 mm long.

The comb eliminates not only large steam eddies arising out of channel shape change (from $\text{Ø } 27 \text{ mm}$ to rectangular $20 \times 75 \text{ mm}$), but additionally forms a nearly rectangular initial velocity profile. The steam velocity at inflow of test section was maintained constant 4, 6, and 8 m/s by the electric valve (4) in accordance with readings of the vortex type flow measuring system “Endress+Hauser“ (3). The steam velocity profiles within the test section were measured using the Pitot-static tube, connected to differential pressure transmitter „Fuji Electric FCX-AII“ (7), which accuracy and range were $\pm 0.07 \%$ and 0–150 Pa, respectively. The velocity measurement points were located on the vertical line in the center of flow at cross section $x = 1000 \text{ mm}$ ($x/d_{\text{ekv}} = 31$). Each steam velocity profile was obtained by sequentially taking readings downward from the top. The distance between the two adjacent measuring points varies from 0.5 mm near the interface and upper wall to 4 mm in the central part. Measured dynamic pressure using Pitot-static tube was recalculated to velocity using this simple expression:

$$U(y) = \sqrt{\frac{2 \cdot dp(y)}{\rho}} \quad (1)$$

The cold water is also supplied at the beginning of the test section with 10 l/h and 50 l/h inflow rate. The constant water level of 25 mm was maintained during all experiments and calculated average velocities were 0.005 m/s and 0.028 m/s, respectively. The water flow rate was controlled by a valve (V-2) in accordance with readings of an electromagnetic water flow meter “ISOIL” (6). The Re number for water was $Re_f = 149\text{--}660$ and for steam $Re_g = 6160\text{--}12320$. The water temperature measurements were obtained using a sliding thermocouple rake (11), made of three K-type thermocouples, placed at different heights: T1 at $y = 0.002 \text{ m}$, T2 at $y = 0.0125 \text{ m}$ and T3 at $y = 0.023 \text{ m}$. Thermocouples measure water temperature at any distance within the $x = 0.163\text{--}1.123 \text{ m}$ of test section. The 0.02 m interval was selected for water temperature longitudinal profile measurement. Fig. 8.2 shows average water temperature growth along the channel.

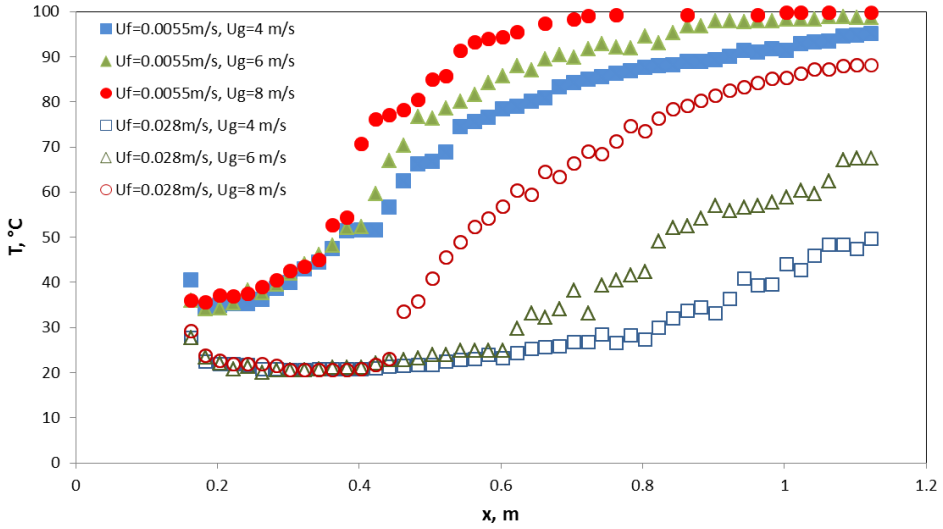


Fig. 8.2. Average water temperature along the channel

In experiments the condensed steam flow rate depends on the inlet steam flow rate and the cooling water flow rate. It is assumed that in the channel water is heated only due to direct contact with condensing steam. The water temperature was measured every 20 mm along the channel in the range of $x = 160\text{--}1120$ mm. So the condensed steam flow rate for each 20 mm long section was calculated according to the measured temperature differences. Then the heat and mass flow rate from steam to water were calculated by the equations:

$$Q_c = \sum (h_{f,2} \cdot M_f - h_{f,1} \cdot M_f) \left(\frac{kJ}{s} \right) \quad (2)$$

$$M_c = \sum \frac{h_{f,2} \cdot M_f - h_{f,1} \cdot M_f}{h_{fg}} \left(\frac{kg}{s} \right) \quad (3)$$

Water enthalpies $h_{f,1}$ and $h_{f,2}$, were evaluated according to the water temperature, which is presented in Figure 8.2. Enthalpy of vaporization is $h_{fg} = h_g(100^\circ\text{C}) - h_f(100^\circ\text{C}) = 2257$ kJ/kg.

Relative condensation rate is expressed:

$$G_c = \frac{M_c}{M_g} (\%) \quad (4)$$

The measured water temperature along the channel (see Fig. 8.2) was used to evaluate local heat transfer coefficient.

$$k = \frac{(h_{f,2} - h_{f,1}) \cdot M_f}{A_i (T_{f,sat} - T_{f,av})} \quad (5)$$

Where M_f is average mass flow rate of water, A_i is geometric area of steam-water interface which was subdivided into smaller areas (0,02x0,02 m), $T_{f,sat}$ saturation temperature of subcooled water and $T_{f,av}$ is average water temperature in particular channel segment: $T_{f,av} = T_{f,2} - T_{f,1}$.

The average heat transfer coefficient determined by averaging the local values.

8.4. NUMERICAL SIMULATION AND METHODOLOGY

Numerical simulation was carried out using FLUENT CFD code, which is widely used for fluid flow simulation. Although the phase change modelling of stratified two-phase flow including direct contact condensation is not sufficiently accurate, it was created single-phase steam flow model of our experimental test section with predefined condensed steam flow rate at interface, using data of measurements.

Turbulent steam flow ($Re = 6000-12000$) simulation were performed using standard $k-\omega$ model, which gave better results in comparison with $k-\varepsilon$ turbulence model. It was used single precision, time-stationary, pressure-gradient computing method. The average steam velocity at the inlet was 4, 6 and 8 m/s (same as in the experiments) with a flat velocity profile. The physical properties of steam were defined according to experiments. It is assumed that pressure is atmospheric.

The interfacial shear stress obtained using simplified single-phase three-dimensional channel model. A simple model was compensated by complex geometry (Fig. 8.3), where part of the steam flows through a semipermeable bottom wall, made of the comb structure: 1 x 80 mm solid walls and same size outflow channels. It was made of 75 outflow channels at the bottom through which the steam flow was controlled corresponding to the experimentally evaluated condensed steam flow rate on the liquid interface. Such geometry allowed to simulate steam flow in the channel, part of it (4.5 to 24 %) directing through the bottom outlets.

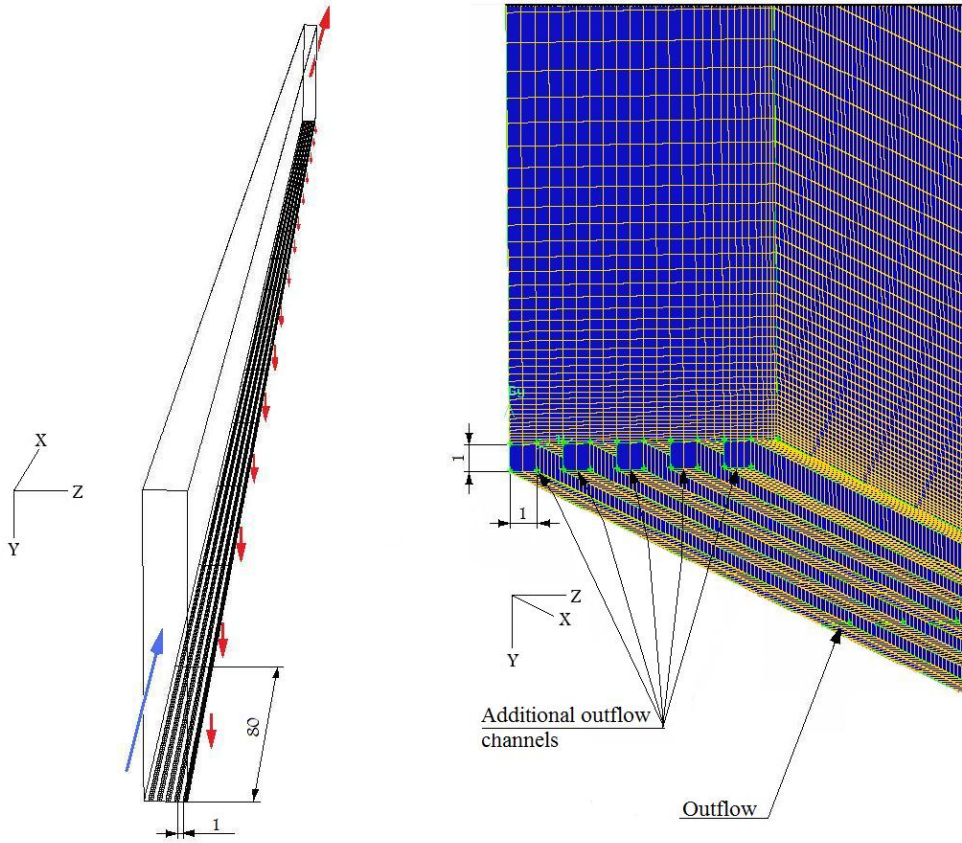


Fig. 8.3. Scheme of test section numerical model

It is assumed that flowing fluid forms a laminar boundary layer close to the wall. In laminar flow the wall shear stress is evaluated according to velocity gradient, where ∂U is longitudinal velocity component in the first cell on the wall and ∂y is the distance to centre of this cell:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (6)$$

Using condensation imitation single-phase model, shear stress was evaluated at the semi permeable wall. It is assumed that shear stress at semipermeable wall, qualitative evaluates the interfacial shear.

8.5. CRITERION FOR TURBULENCE PREDICTION

A distinguishing characteristic of stratified flow is that the boundaries are not uniform, for example solid wall and free surface of the liquid. Turbulence is initiated by shear forces at the boundaries, the kinetic energy of the turbulent eddies is

subsequently dissipated by viscous forces in the fluid adjacent to the boundaries. When the generation rate is larger than the dissipation rate, turbulent eddies propagate throughout the fluid volume. Shear forces at the solid wall boundaries are proportional to the velocity gradient of the flowing liquid, at the free interface they depend on the velocity difference between the liquid and the adjacent vapour or gas, for condensing flows they depend also on the condensation rate. A satisfactory indicator of turbulent flow in the channel should consider (at least approximately) different character of these shear stresses. The “shear number” shown in Eq. (7) was defined to match this requirement:

$$Sn = \sum \frac{\text{Shear forces at flow boundaries}}{\text{Coressponding viscous forces}}$$

$$Sn \cong \sum_1^N \frac{F_{\tau,j}}{F_{vis,j}} = \frac{F_{\tau,w}}{F_{vis,w}} + \frac{F_{\tau,i}}{F_{vis,i}} \quad (7)$$

Where $F_{\tau,j}$ is the shear force at boundary j . For the case of stratified flow $F_{\tau,j}$ is proportional to wall shear stress τ_w and shear stress at the interface τ_i which can include a “condensation shear” component. The F_{vis} terms represent the viscous dissipation forces which remain to be defined. The distinguishing feature of Sn is its ability to consider non-uniform shear forces. Namely, at stratified flows the boundaries of the flow are not uniform.

On the contrary, the Re number was derived at single phase flow in a pipe with uniform boundaries:

$$Re = \frac{\text{Inertial force}}{\text{viscous force}} = \frac{\rho \cdot U^2}{\mu \cdot \left(\frac{U}{D}\right)} = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\mu} \quad (8)$$

Where: U is the bulk or average fluid velocity, D an equivalent diameter, ρ and μ the density and diffusive viscosity and the velocity gradient (dU/dr) in the viscous force term is approximated by a linear gradient (U/D).

The equation (8) shows that the classical Re number cannot evaluate wall roughness, which affects shear forces at the wall.

8.5.1. Shear Number for non-condensing two phase flow

For the case of stratified flow of two different density and viscosity fluids the “viscous dissipation” terms in the denominator of the Sn number in Eq. (7) can be expressed more precisely. For non-condensing stratified two-phase flow the Sn number is given by:

$$Sn = \sum_1^N \frac{F_{\tau,j}}{F_{vis,j}} = \frac{F_{\tau,w}}{F_{vis,w}} + \frac{F_{\tau,i}}{F_{vis,i}} = \underbrace{\frac{\tau_{w,f}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f}}_{Sn_w} + \underbrace{\frac{\tau_{i,g}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_i} \quad (9)$$

Where: P_f is the total perimeter of the fluid region, $P_{w,f}$ and $P_{i,f}$ the “wall” and interface perimeter respectively. Shear force at the wall:

$$\tau_w = f_w \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2 \quad (10)$$

Where: f_w is the Fanning friction factor.

In most practical cases of interest the gas phase is moving faster, the shear force at the interface is then more readily evaluated using gas phase parameters.

$$\tau_{i,g} = f_{i,g} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2 \quad (11)$$

Where $f_{i,g}$ is an appropriate, experimentally verified interfacial friction factor, in this study correlations developed by Tzotzi and Andritsos (2013) are employed.

A proper representation of the viscous force requires knowledge of the velocity gradient dU/dr at a boundary, for laminar flow in a pipe the equilibrium velocity profile is given by:

$$U(r) = U_{max} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (12)$$

Where R is the pipe radius. The derivative of $U(r)$ with respect to r then becomes:

$$\frac{dU}{dr} = -2 \cdot U_{max} \cdot \left(\frac{r}{R^2}\right) \quad (13)$$

At the boundary of the pipe $r = R$ and $U_{max} = 2 \cdot U_{av}$. When these values are substituted into Eq. (13), the velocity gradient at the wall boundary is given in terms of parameters which are known for laminar flow:

$$\frac{dU}{dr} = 4 \cdot \frac{U_{av}}{R} \quad (14)$$

The viscous force is evaluated using the diffusive fluid viscosity and water velocity gradient $\frac{dU_f}{dr}$. If $U_g > U_f$, the maximum velocity of fluid appears at gas-fluid interface, thus the linear gradient becomes water level H :

$$\mu_f \frac{dU_f}{dr} = \mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f} \quad (15)$$

Sometimes the liquid velocity at the interface $U_{i,f}$ is known but usually it is not. The approximate value of liquid velocity at the interface can be evaluated assuming that the flow is laminar in both regions. At the interface the shear in the gas region must be equal to the shear in the liquid region, then approximate relationship is:

$$\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f} = \mu_g \frac{(U_g - U_{i,f})}{H_g/2} \quad (16)$$

Where $H_g/2$ is a half-height of gas region, $U_{i,f}$ is the equivalent approximate liquid surface velocity which assures that the shear force at the interface is continuous. From this we estimate that:

$$U_{i,f} = \frac{U_g \frac{\mu_g}{H_g/2}}{\frac{\mu_f}{H_f} + \frac{\mu_g}{H_g/2}} \quad (17)$$

Substituting Eqs. (10, 11, 14 and 15) into Eq. (9), the Sn number becomes:

$$Sn = \frac{f_{w,f} \frac{1}{2} \rho_f (U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{4 U_{av,f}}{Re_{q,f}}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f} + \frac{f_{i,g} \frac{1}{2} \rho_g (U_{av,g} - U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f} \quad (18)$$

8.5.2. Shear Number for condensing two phase flow

For separated flows during which phase change occurs, an additional shear force must be considered at the interface. An example of such flows is steam over subcooled water, in this case condensation provides an additional shear component, and the associated heat and mass transfer alters physical properties of the water near the interface. The Sn number has flexibility to include additional shear force, Eq. (19) shows how it should be summed:

$$Sn = \underbrace{\frac{\tau_{w,f}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f}}_{Sn_w} + \underbrace{\left(\frac{\tau_{i,g}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_i} + \underbrace{\left(\frac{\tau_{i,c}}{\mu_f \frac{dU_f}{dr}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f}}_{Sn_c} \quad (19)$$

Where: the subscript “c” denotes condensation. Shear force, added by condensed steam at the interface is evaluated using condensed steam flow rate M_c , slip velocity and interface area A_i between steam and water:

$$\tau_{i,c} = \frac{M_c}{A_i} \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \quad (20)$$

The viscous force, which dissipates the kinetic energy introduced by the shear force of the condensing steam at the interface, is evaluated based on the fluid viscosity and velocity gradient (Eq. (15)).

Substitution of Eqs. (10, 11, 14 and 15) into Eq.(19) gives us Sn equation which is adapted for two-phase condensable flow in a horizontal rectangular channel:

$$Sn = \frac{f_{w,f} \frac{1}{2} \rho_f (U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{4 U_{av,f}}{Re_{q,f}}} \cdot \frac{P_{w,f}}{P_f} + \left(\frac{f_{i,g} \frac{1}{2} \rho_g (U_{av,g} - U_{av,f})^2}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} + \frac{\frac{M_c}{A_i} (U_{av,g} - U_{av,f})}{\mu_f \frac{U_{i,f}}{H_f}} \right) \cdot \frac{P_{i,f}}{P_f} \quad (21)$$

Eq. (19) is the most general form of the Sn number. It can be used to evaluate a quantified index of turbulence generated by the shear at solid boundaries which have different roughness's, also at interfaces between fluids flowing at different bulk speeds in addition it can take into account the shear generated by phase change.

8.6. RESULTS AND DISCUSSION

8.6.1. The impact of steam velocity and condensation on interfacial shear

Experimentally evaluated local condensed steam flow rate on the water surface has been routed through the 75 outlets in the bottom of the Fluent model. Such simulation of steam flow was very close to the experiments of condensing steam-water flow. It was confirmed by the comparison of measured and simulated steam velocity profiles, at distance of 1 m, shown in Fig. 8.4–8.6.

The comparison shows the mismatch of experimental and simulated profiles in the upper part, because of condensed water droplets on the top wall of the channel. However, this discrepancy does not significantly affect the velocity profile at the bottom and also the interfacial shear. Meanwhile condensation influence on interfacial shear stress is obvious, because of steam velocity profile deformation.

According to Fig. 8.4–8.6 B, measured at water velocity 0.005 m/s, the maximum position of steam velocity profile shifted closer to the interface 14%, 9% and 8% at a steam velocity of 4 m/s, 6 m/s and 8 m/s, respectively. The increased steam condensation on the water surface, increases steam velocity profile deformation. According to Fig. 8.4–8.6 C, measured at water velocity 0.028 m/s, the maximum position of velocity profile shifted closer to the interface 21% at a steam velocity of 4 m/s, 6 m/s and 8 m/s, respectively.

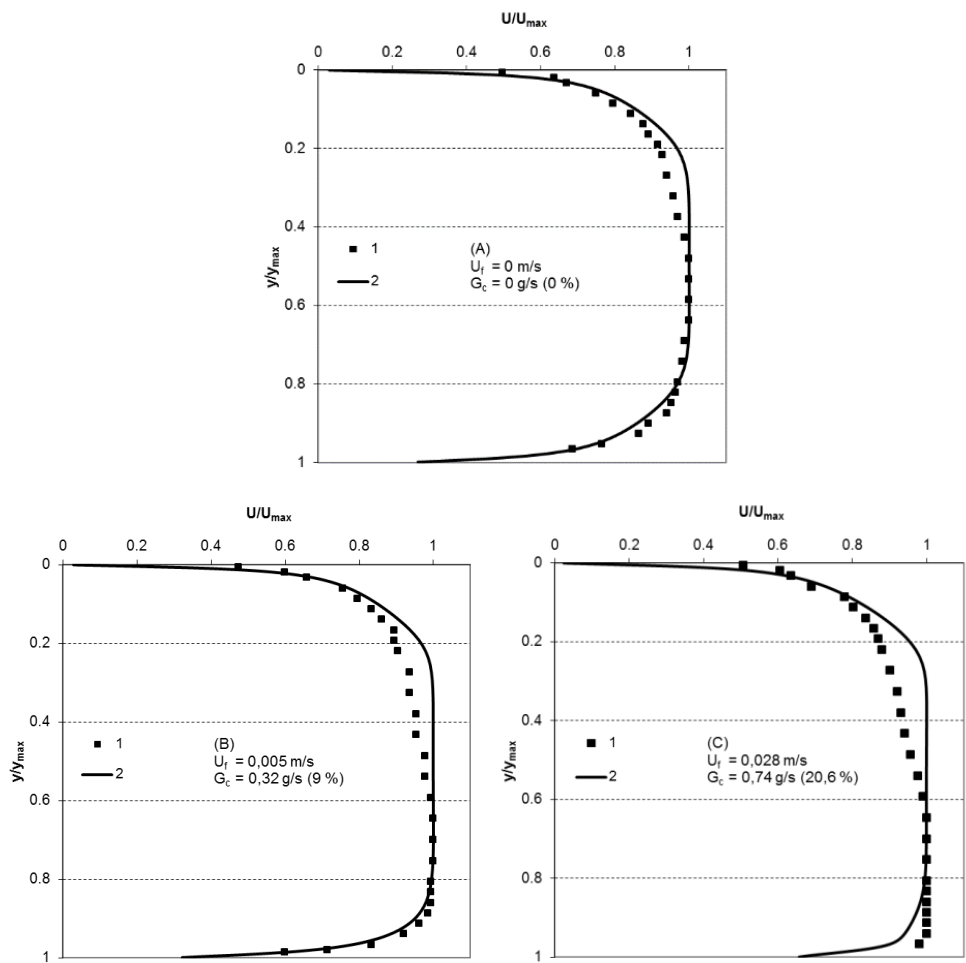


Fig. 8.4. Steam velocity profile at 4 m/s inlet velocity.
 1 – experiment, $x = 1 \text{ m}$; 2 – Fluent, $x = 1 \text{ m}$.

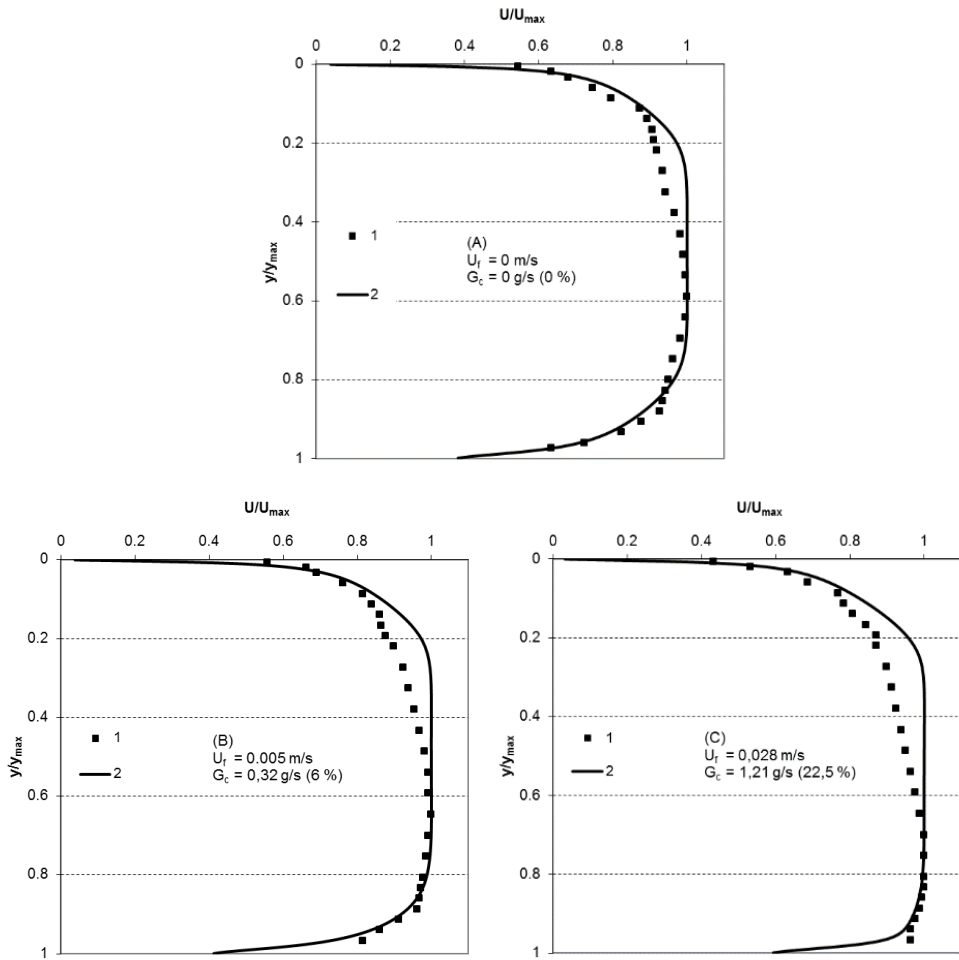


Fig. 8.5. Steam velocity profile at 6 m/s inlet velocity.
 1 – experiment, $x = 1 \text{ m}$; 2 – Fluent, $x = 1 \text{ m}$.

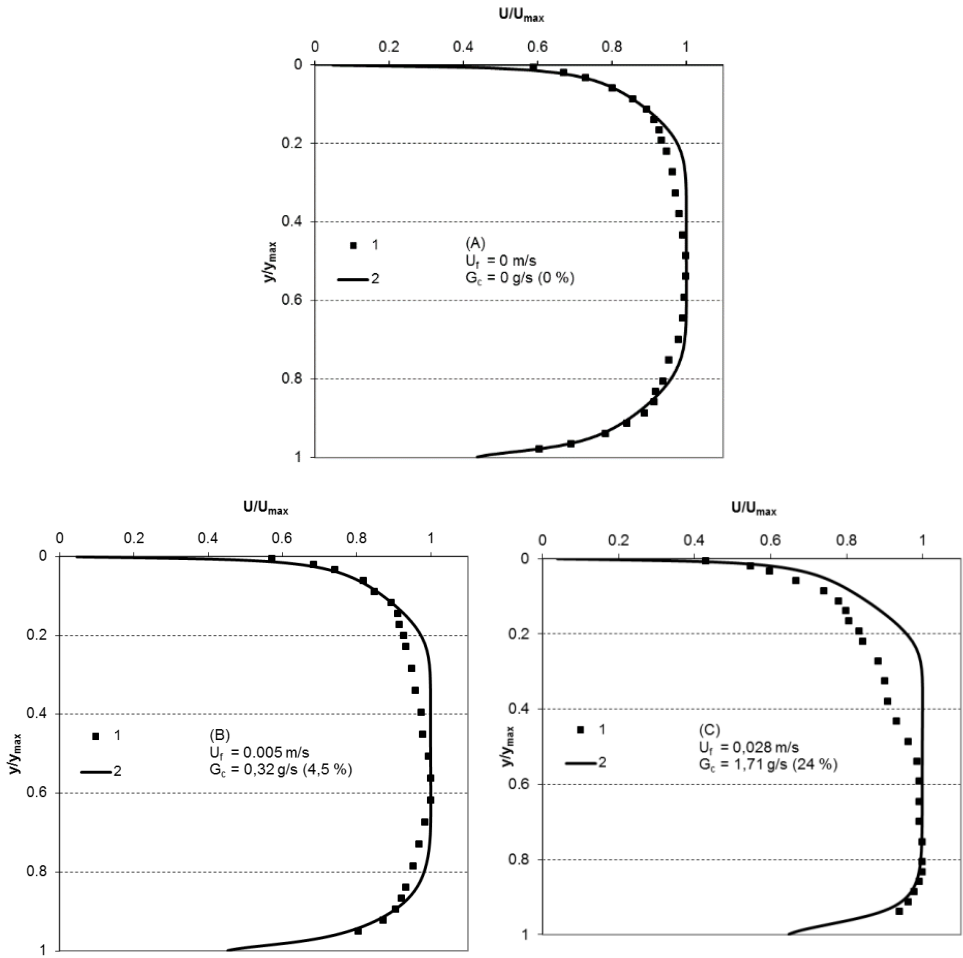


Fig. 8.6. Steam velocity profile at 8 m/s inlet velocity.
 1 – experiment, $x = 1 \text{ m}$; 2 – Fluent, $x = 1 \text{ m}$.

Locally condensed steam flow rate varies along the channel, therefore total condensed steam flow rate was evaluated in the range of $x = 0.163\text{--}1.123$ m (see Table 8.1).

Table 8.1. Total condensed steam flow rate along the channel

$U_{in,g}$ m/s	$U_{in,f}$ m/s	T_g C°	ΣM_c g/s	ΣG_c %
4	0.0055	101	0.32	9
4	0.0275	104	0.74	20.6
6	0.0055	106	0.32	6
6	0.0275	106	1.21	22.5
8	0.0055	108	0.32	4.5
8	0.0275	108	1.71	24

Fluent simulated shear stress, using local condensed steam flow rate is presented in Figures 8.7–8.9. Shear is shown on the wall in the center of semi-permeable bottom surface. At the beginning of the test section, steam and water were separated by thin metal plate, having a length of 0.163 m, therefore direct contact of steam and water begins at $x = 0.163$ m. It is obvious that the higher difference of steam and water velocity, the higher shear stress at interface. Thus the increase in the steam velocity results in higher shear stress at the interface.

In two phase flow the direct contact condensation also results in steam volume (small part) reduction 1700 times. It happens very close to the water surface and such volume reduction forces to flow some part of steam downwards from upper layers, which has higher velocity. So, direct contact condensation of steam shifts maximum position of velocity profile closer to the interface (Fig 8.4–8.6) and interfacial shear stress increases.

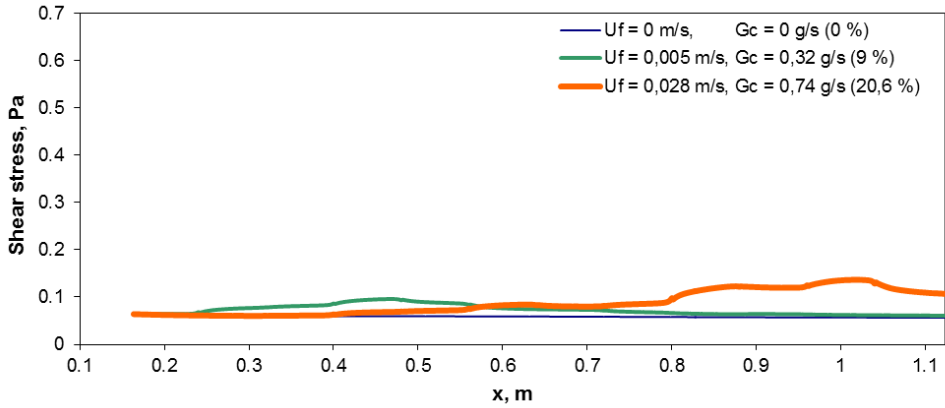


Fig. 8.7. Shear stress along the channel simulated by Fluent at 4 m/s steam inlet velocity

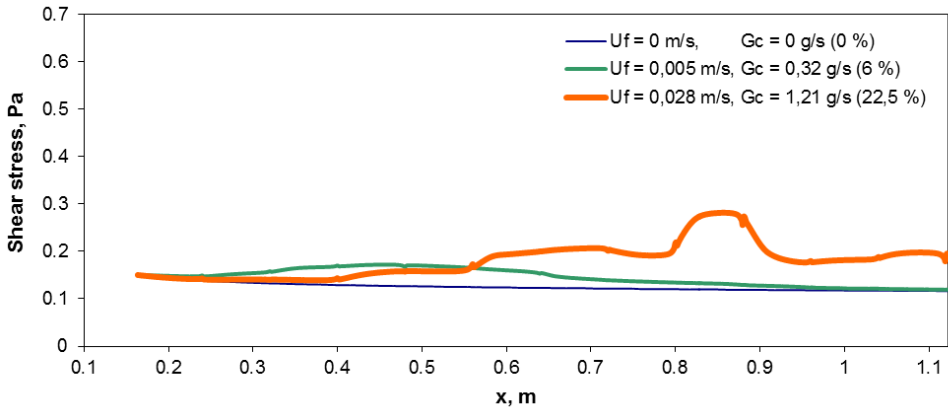


Fig. 8.8. Shear stress along the channel simulated by Fluent at 6 m/s steam inlet velocity

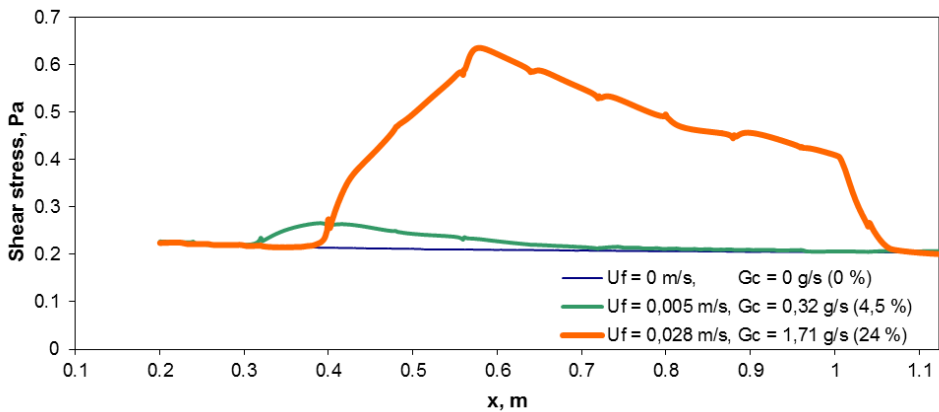


Fig. 8.9. Shear stress along the channel simulated by Fluent at 8 m/s steam inlet velocity

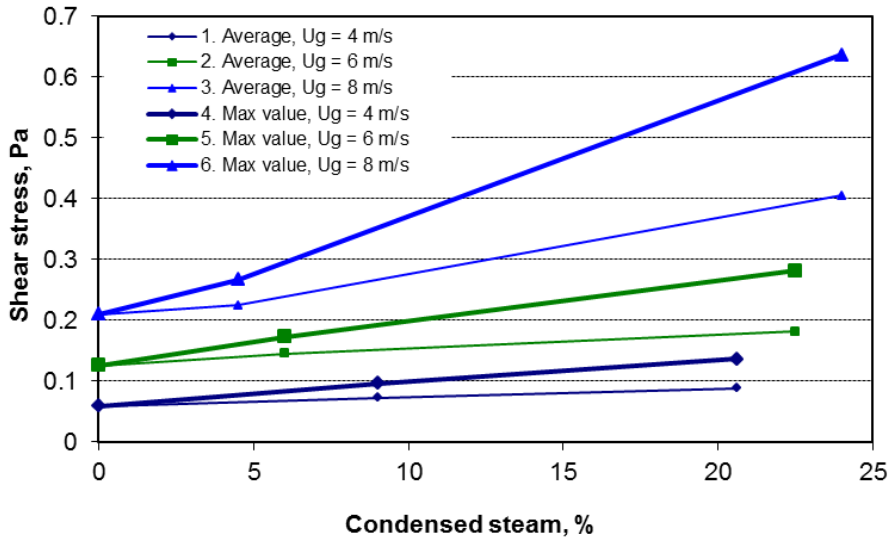


Fig. 8.10. Shear stress dependence on the condensed steam percentage (Fluent): 1, 2, 3– average shear stress; 4, 5, 6 – maximum shear stress

Summarized evaluation of the interfacial shear, evaluated using Fluent model, is shown in Fig. 8.10. The starting point of the comparison is steam-water flow without condensation ($G_c = 0$). At 4 m/s steam inlet velocity, the average interfacial shear is 0.059 Pa. Increasing of steam inlet velocity by 50 % (up to 6 m/s), increased the average interfacial shear by 113 % (up to 0.125 Pa). Increasing of steam inlet velocity by 100 % (up to 8 m/s), increased the average interfacial shear by 257 % (up to 0.21 Pa). In order to make a quantitative evaluation of condensation influence to the interfacial shear, 20 % mark of condensed steam flow rate was chosen in Fig. 8.10. At 4 m/s, 6 m/s and 8 m/s steam inlet velocity and 20 % steam flow rate condensation on the water surface, the average interfacial shear increases by 48 %, 41 % and 75 % (up to 0.087 Pa, 0.176 Pa and 0.367 Pa) respectively. Such quantitative evaluation shows the potential of direct contact condensation.

According to the experimental – numerical results in Fig. 8.10, it was derived a correlation of average interfacial shear according to steam condensation rate:

$$\frac{\tau_{i,c}}{\rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2} = 0.0058 + 0.2 \cdot \frac{G_c}{\rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \cdot A_i}$$

or

$$\tau_{i,c} = 0.0058 \cdot \rho_g \cdot (U_{av,g} - U_{av,f})^2 + 0.2 \cdot \frac{G_c}{A_i} \cdot (U_{av,g} - U_{av,f}) \quad (22)$$

Where $(U_{av,g} - U_{av,f})$ is the difference of average velocity between steam and water, G_c is steam flow rate at inlet and $A_{i,ge}$ is geometric interfacial area.

The correlation is applicable for steam-water condensable flow in a horizontal rectangular channel at steam Reynolds number $Re_g = 6000-12000$ and water $Re_f < 2000$.

The Fig. 8.11 shows satisfactory agreement of the correlation of interfacial shear as a function of condensate flow rate, slip velocity, interfacial area and steam density.

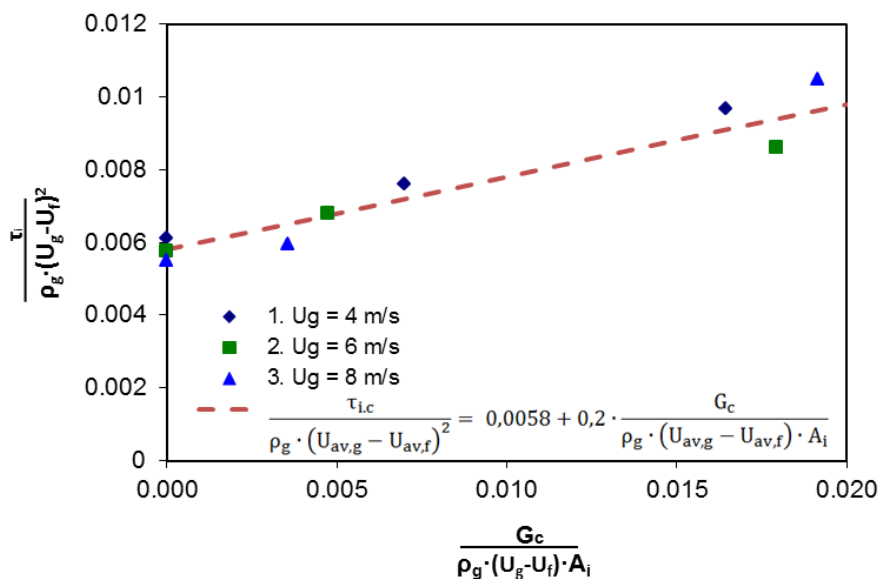


Fig. 8.11. Correlation of interfacial shear as a function of condensate flow rate, slip velocity, interfacial area and steam density: 1, 2, 3 – experimental – numerical results (Fluent)

8.6.2. The influence of interfacial shear on turbulence of the water and heat transfer coefficient

The research of condensing flow is complicated because of several reasons: test section is relatively short, so flow pattern usually does not reach equilibrium; direct steam condensation on water surface change the physical properties of water along the channel; condensation intensity varies along the channel (in this study $G_c = 4.5-24\%$); steam and water velocity profiles are changing. The steam flow momentum transfer to water surface causes shear stress, because water velocity is much lower (up to 700 times). The water surface during experiments remained smooth in the first half of the channel but in the second half started to form capillary waves.

It is far more important interfacial shear impact for turbulence in the water, which promotes heat removal from the surface into deeper water layers. It was measured temperature along the channel in the range of $x = 0.163$ to 1.123 m (measurement step 0.02 m). Fig. 8.12 presents measured temperature profiles along

the channel using thermocouple rake, made of three thermocouples, placed at different height: $y_1 = 0.002$ mm, $y_2 = 0.012$ mm and $y_3 = 0.023$ mm.

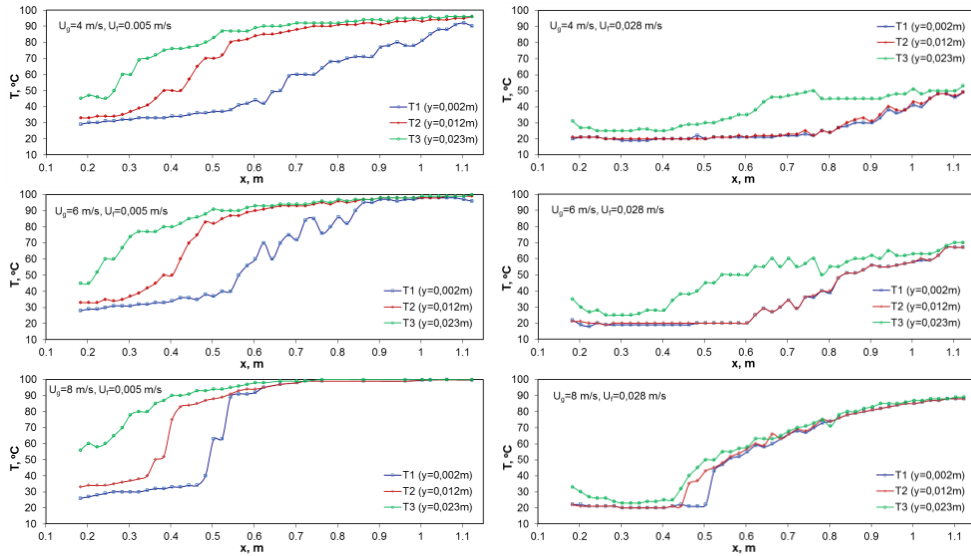


Fig. 8.12. Measured water temperature along the channel

Steam and water direct contact begins at the end of the separating plate, that is $x = 0.163$ m from the beginning of the channel.

The dynamic of water temperature profiles show that water warm up along the channel is non-linear. Thermocouple T3 is the closest to interface and the turbulence is the strongest because of interfacial shear. Thermocouple T2 is in the middle of water flow and the temperature rise along the channel is still not smooth and linear. Similar characteristics of temperature rise were observed in the bottom of the channel (thermocouple T1). If the water flow was laminar, then the temperature would change linearly, but measurements showed the opposite. The measured temperature dynamics indirectly indicates the turbulent mixing of water layers, which intensity depends on steam condensation on the interface, because it changes interfacial momentum and heat transfer. Condensation increases interfacial shear which is important factor for turbulence growth. Measured water temperature variation along the channel (Fig. 8.12) indicates that water flow is turbulized at $x/D_{eq,f} = 22-31$.

The local heat transfer coefficient (Fig. 8.13) was estimated using experimentally measured temperature along the channel. A stepped shape of local heat transfer coefficient obtained because of temperature measurement step (0.02 m) along the channel. Heat transfer coefficient peaks are directly proportional to temperature difference between the adjacent measuring points.

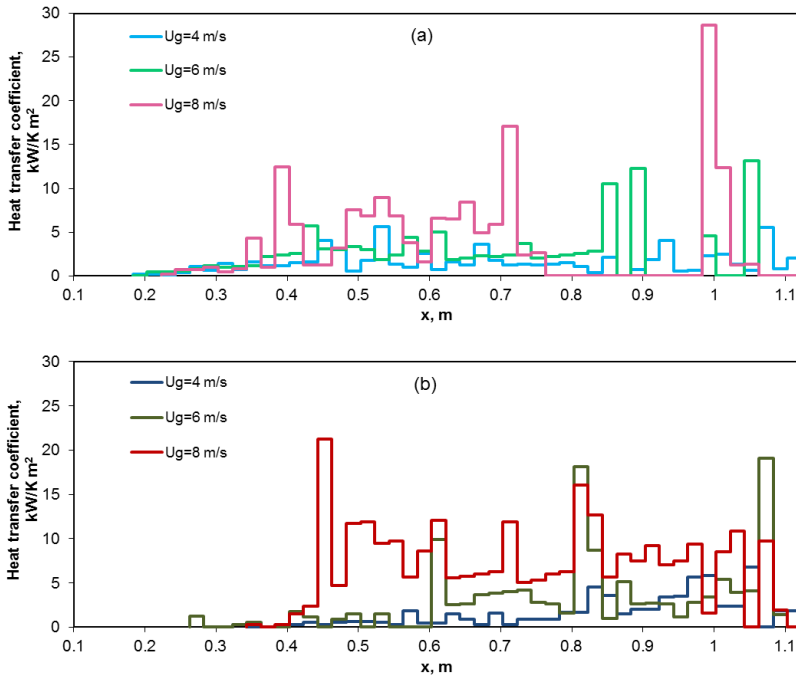


Fig. 8.13. Local heat transfer coefficient: (a) $U_f = 0.005$ m/s; (b) 0.028 m/s

The average heat transfer coefficient is evaluated by averaging local values along the channel (Fig. 8.14) in range $x = 0.163$ to 1.123 m (see Table 8.2).

Table 8.2. Average heat transfer coefficient

$U_{g,in}$, m/s	$U_{f,in}$, m/s	h , kW/K m ²
4	0.005	1.582
6	0.005	2.634
8	0.005	3.813
4	0.028	1.631
6	0.028	3.075
8	0.028	7.201

Comparing this study results to Lim et al. (1984), where channel is much wider (0.305 m) and a water flow velocity is 0.034 m/s, it was obtained similar average heat transfer coefficient (Fig. 8.14–8.15). Another similarity is that the sudden condensation intensification occurs in both researches (Fig. 8.15). Lim et al. (1984) measurements were performed at only five cross-sections along the channel.

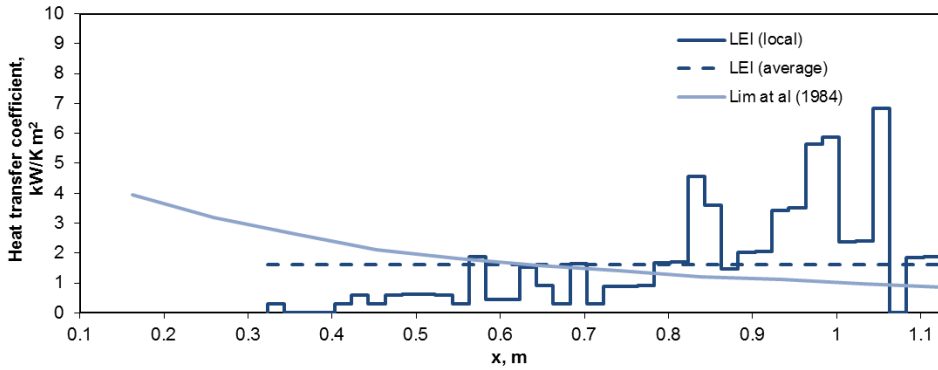


Fig. 8.14. Heat transfer coefficient: LEI ($U_g = 4$ m/s, $U_f = 0.028$ m/s); Lim et al. (1984) ($U_g = 5$ m/s, $U_f = 0.136$ m/s)

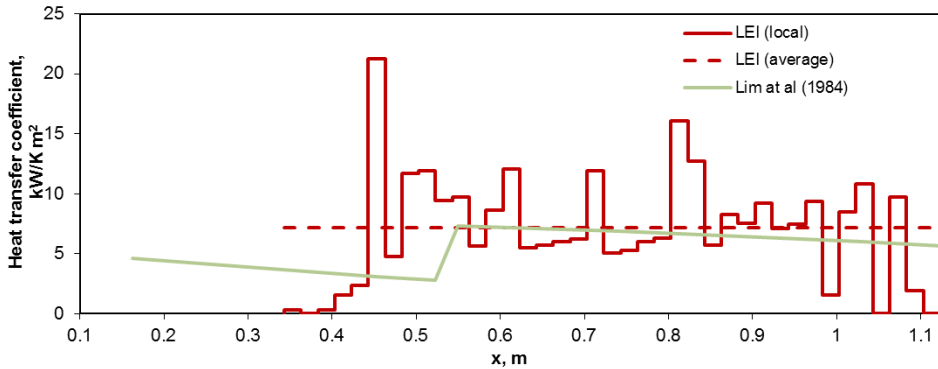


Fig. 8.15. Heat transfer coefficient: LEI ($U_g = 8$ m/s, $U_f = 0.028$ m/s); Lim et al. (1984) ($U_g = 7.9$ m/s, $U_f = 0.136$ m/s)

8.6.3. Turbulence prediction in two-phase flow

In case of liquid-gas flow in a channel with significant difference of velocity between phases, shear force at the interface gets higher, as compared to shear force at solid walls. It is demonstrated using Shear number Sn , which is evaluated for Birvalski et al. (2014) and Lee et al. (2015). Both experiments investigate air velocity influence to water turbulence in air-water co-current flow. Fig. 8.16 shows Sn and Re numbers (blue and red scales, respectively), evaluated using Eq. (18) for this two researches. The increase of air velocity increases Sn number, but Re number stays the same, because it cannot evaluate the increase of interfacial shear.

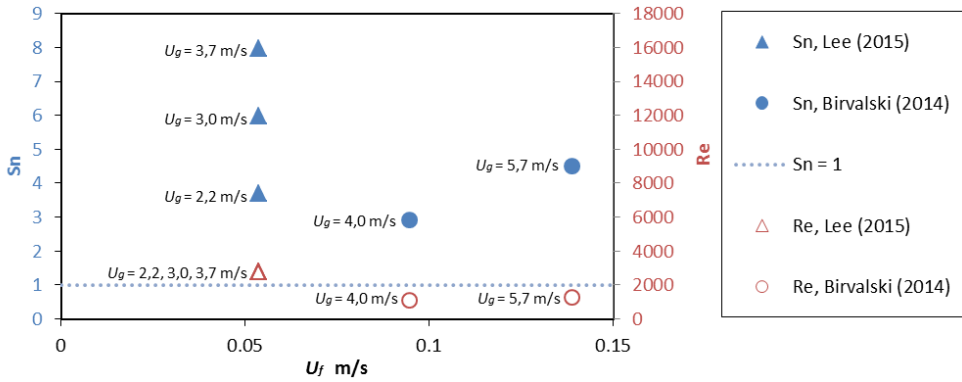


Fig. 8.16. Sn and Re in stratified air-water flow

In condensing steam-water flow (direct contact condensation), there is not only steam momentum transfer to the interface, but also additional condensate momentum transfer (due to interfacial heat and mass transfer), which is evaluated by additional shear force component in the Sn number. It is shown by measured results obtained at the LEI facility for stratified two-phase flow, and results reported by Lee et al. (2015). Note that the Re number evaluated for the LEI channel tests has values from 350 to 1370, thus based on this criterion the flow should be laminar. Fig. 8.17 shows the Sn number evaluated using Eq. (21) for the named tests, shows that condensing steam-water flow has higher Sn values for higher steam velocity (greater condensation intensity as well), which indicates higher turbulence in the water. It illustrates that when condensation is present, the turbulence intensity of flows which have the same inertial energy can differ by appreciable magnitudes.

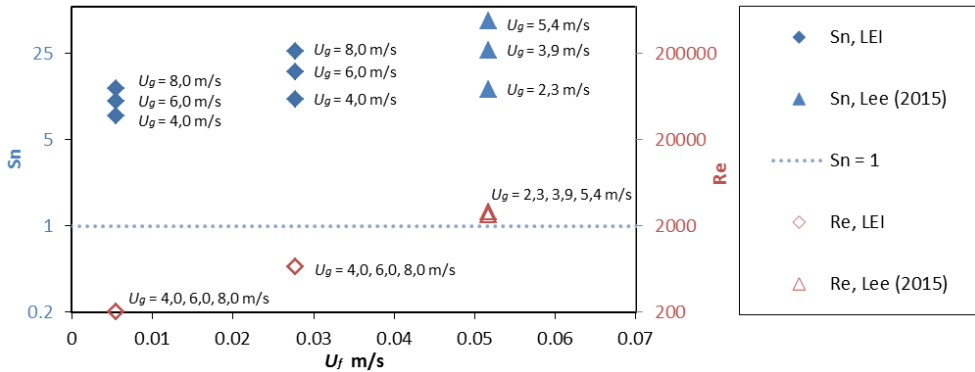


Fig. 8.17. Sn and Re in stratified steam-water flow

Assessing the comparison of turbulence indicators summed up in Figs. 8.16 and 8.17, it can be concluded that for separated flows and for two-phase flows during which condensation occurs the Sn number offers both qualitative and quantitative advantages. The qualitative advantage is based on the characteristic that it employs a direct cause of turbulence the shear force at boundaries, not the indirect

inertial force, second, it provides flexibility to take into account the effect of shear at individual interfaces, and can consider various forms of shear, that is, shear due to solid boundaries, shear due to velocity differences of adjoining fluids and shear generated by mass transfer during phase change. The quantitative advantage is that it uses additional information to evaluate the shear forces (friction factors, momentum transfer across interfaces, and phase change rates), as the variation of the Sn magnitude shows this results in quantitatively different Sn numbers.

Fig. 8.18 shows proportions of decomposed Sn number, evaluated for LEI experiments: $U_f = 0.028$ m/s; $U_g = 4, 6, 8$ m/s. Sn number enables to take into account shear forces at different flow boundaries, for example shear at the wall (Sn_w), shear generated by velocity difference of two fluids (Sn_i), shear due to mass and energy transfer (Sn_c). It is obvious that Sn_c is few times higher than Sn_i and dozens of times higher than Sn_w . This confirms that direct contact condensation has greatest influence on interfacial shear and consequently the formation of turbulent eddies in the water.

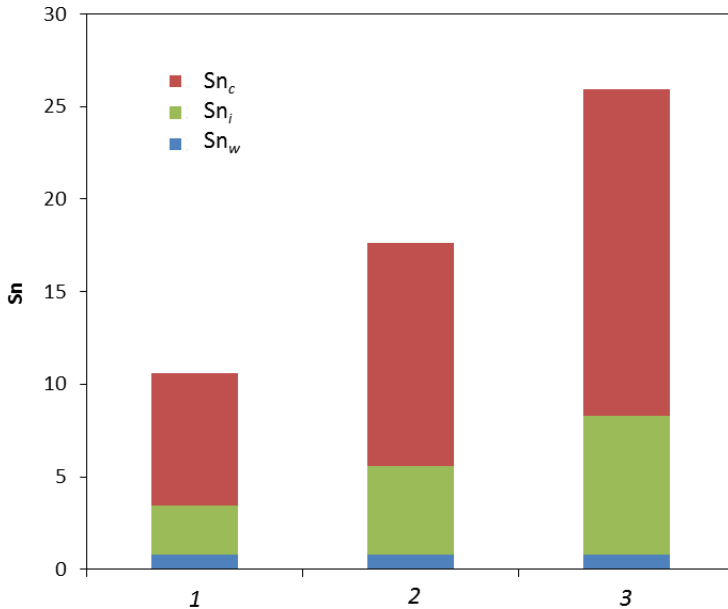


Fig. 8.18. Sn number for LEI experiments. Water velocity $U_f = 0.028$ m/s, steam velocity U_g : 1 – 4 m/s; 2 – 6 m/s; 3 – 8 m/s

8.7. CONCLUSIONS

Experimental and numerical investigation of interfacial shear carried out in the steam (4–8 m/s) and water (0–0.028 m/s) co-current flow in the horizontal rectangular channel with a length of 1.2 m, a height of 0.1 m and a width of 0.02 m. The established principles are universal and can be applied to condensing steam-water stratified flow in a closed horizontal channel.

1. It was found experimentally that condensation increases steam velocity at the interface and makes the boundary layer thinner. Consequently, condensing 21–24% of supplied steam on the interface, the condensation displaces the maximum region of steam velocity profile closer to the interface by 21 %.

2. The shear stress on the interface in the steam-water flow increases due to condensation. When interfacial surface condenses 20% of steam supply, the average interfacial shear stress increases by 41–75%, while in the most intensive condensation area the local shear stress increases by 112–166%.

3. During the condensation process on the cold water surface, the water does not warm up at first, but at the $x/D_{eq,f} = 22–31$, depending on the water and steam inflow velocities, occurs intensive heat transfer into the depth of the water. Water temperature curve along the channel is nonlinear and jumpy, as well as the heat transfer coefficient, what is typical for turbulent flow. Although the average heat transfer coefficient value is comparable to data of other authors. In case of water inlet velocity of 0.028 m/s and twice increased the steam velocity (from 4 m/s to 8 m/s), the average interfacial shear increases 4.6 times (from 0.088 to 0.404 Pa) and the average heat transfer coefficient increases 4.4 times (from 1.63 to 7.20 kW/m²K).

4. The results of experimental measurements in stratified steam-water flow in a channel, show the signs of turbulence in the water at a distance of $x/D_{eq,f} = 22–31$, when the Reynolds number according to initial flow conditions is $Re_f < 2000$. The proposed Sheer number Sn identifies the turbulence in the water region and shows that turbulence intensity is dependent on the interfacial shear, because it estimates the increase of shear force due to rough wall, difference in velocity between two fluids and interfacial phase change. $Sn = 1$ is the critical value of the laminar flow, but further research is required to estimate the boundary of the fully turbulent flow regime.

9. LITERATŪRA

1. AGRAWAL, S. S., GREGORY, G. A., GOVIER, G. W. An analysis of horizontal stratified two phase flow in pipes. *Canadian J. of Chemical Engineering*. 1973, 51, 280–286.
2. AHN, J., LEE, J. H., JANG, S. J., HYUNG, J. S. Direct numerical simulations of fully developed turbulent pipe flows for $Re_{\tau} = 180, 544$ and 934. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. 2013, 44, 222–228.
3. ALMENAS, K., PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M. Controlled initiation of condensation implosion events. In *The 39th European Two-Phase Flow Group Meeting, 17–20 June 2001. Aveiro, Portugal*. 2001. pp. 1–12.
4. ALMENAS, K., PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M. Development of a pulser for the controlled initiation of condensation implosion events. In *Heat Transfer 2002: Proceed. of Twelfth Intern. Heat Transfer Conf. Grenoble, France, 18–23 August 2002*. Paris: Elsevier, 2002. Vol. 3. pp. 815–821.
5. ALMENAS, K., PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M. Design and tests of a device for the generation of controlled condensation implosion events. *Heat Transfer Engineering*. 2006, 27(3), 32–41.
6. ALVES, G. E. Cocurrent Liquid-Gas Flow in Pipe-Line Contactor. *Chemical Engineering Progress*. 1954, 50(9), 449–456.
7. ANDRITSOS, N., BONTOZOGLU, V., HANRATTY, T. J. Transition to slug flow in horizontal pipe. *Chemical Engineering Communications*. 1992, 1, 361–385.
8. ANDRITSOS, N., HANRATTY, T. J. Interfacial Instabilities for Horizontal Gas-Liquid Flows in Pipes. *Int. J. Multiphase Flow*. 1987, 13(6), 583–603.
9. ASTM. *Manual on the Use of Thermocouples in Temperature Measurement*. 4th ed. ASTM Manual Series: MNL 12, Revision of Special Technical Publication (STP) 470B, 1993.
10. AVILA, K., MOXEY, D., DE LOZAR, A., AVILA, M., BARKLEY, D. and HOF, B. The Onset of turbulence in pipe flow. *Science*. 2011, 333, 192–196.
11. BAKER, O. Simultaneous Flow of Oil and Gas. *Oil and Gas Journal*. 1954, 53(12), 185–190.
12. BANKOFF, S. G. Some condensation studies pertinent to LWR safety. *Int. J. Multiphase Flow*. 1980, 6, 51–67.
13. BARDINA, J., FERZIGER, J. H., REYNOLDS, W. C. Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. *AIAA 13th Fluid & Plasma Dynamic Conference*. AIAA Paper, 1980. pp. 80–1357.
14. BINGHAM, Eugene, C. *Fluidity and Plasticity*. New York: McGraw-Hill, 1922.
15. BIRVALSKI, M., TUMMERS, M. J., DELFOS, R. and HENKES, R. A. W. M. PIV measurements of waves and turbulence in stratified horizontal two-phase pipe flow. *Int. J. Multiphase Flow*. 2014, 62, 161–173.
16. BLASIUS, H. Das aehnlichkeitsgesetz bei reibungsvorgangen. *Z. Ver. Dtsch. Ing.* 1912, 56(16), 639–643.
17. CELATA, G. P., CUMO, M., FARELLO, G. E. and FOCARDI, G. Direct Contact Condensation of Superheated Steam on Water. *J. Heat and Mass Transfer*. 1987, 30(3), 449–458.
18. CELATA, G. P., CUMO, M., D'ANNIBALE, F., FARELLO, G. E., FOCARDI, G. A Theoretical and Experimental Study of Direct Contact Condensation on Water in Turbulent Flow. *Experimental Heat Transfer*. 1989, 2(2), 153–172.

19. CHEREMISINOFF, N. P., JAMES DAVIS, E. Stratified turbulent–turbulent gas–liquid flow. *A. I. Ch. E. J.* 1979, 25, 48–56.
20. CHOI, K. Y., CHUNG, H. J., NO, H. C. Direct-contact condensation heat transfer model in RELAP5/MOD3.2 with/without noncondensable gases for horizontally stratified flow. *Nuclear Engineering and Design.* 2002, 211, 139–151.
21. CHU, I. C.; YU, S. O., CHUN, M. H. Interfacial condensation heat transfer for countercurrent steam–water stratified flow in a circular pipe. *J. Korean Nucl. Soc.* 2000, 32(2), 142–156.
22. CHUN, M. H., YU, S. O. Effect of steam condensation on countercurrent flow limiting in nearly horizontal two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design.* 2000, 196, 201–217.
23. COLLIER, J. G., THOME, J. R. *Convective Boiling and Condensation.* 3rd ed. Oxford Science Publications, 1999.
24. CROWLEY, C. J., WALLIS, G. B., BARRY, J. J. Validation of a one dimensional wave model for the stratified-to-slug flow regime transition, with consequences for wave growth and slug frequency. *Int. J. Multiphase Flow.* 1992, 18, 249–271.
25. DUGGLEBY, A., BALL, K. S., SCHWAENEN, M. Structure and dynamics of low Reynolds number turbulent pipe flow. *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2009, 367, 473–488.
26. ECKHARDT, B., SCHNEIDER, T. M. Edge states intermediate between laminar and turbulent dynamics in pipe flow. *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2009, 367, 577–587.
27. EKMAN, V. W. On the change from steady to turbulent motion of liquids. *Ark. Mat. Astron. Fys.* 1911, 6(12), 1–16.
28. FAISST, H., ECKHARDT, B. Sensitive dependence on initial conditions in transition to turbulence in pipe flow. *J. Fluid Mech.* 2004, 504, 343–352.
29. *FLUENT 6.0 Code Manual*, Fluent Inc., 2001.
30. GARGALLO, M., SCHULENBERG, T., MEYER, L., LAURIEN, E. Theoretical and experimental investigation of flow reversal in horizontal channels under countercurrent flow conditions. *41st European Two-Phase Flow Group Meeting (ETPFG). May 12–13 2003. Trondheim. Norway*, 2003.
31. GOODWILL, I. M., SLEIGH, P. A. *Open Channel Hydraulics. Institute of Engineering Thermofluids, Surfaces and Interfaces.* 2006. Prieiga per internetą: <http://www.efm.leeds.ac.uk/CIVE/CIVE2400/OpenChannelHydraulics2.pdf>
32. GOVIER, G. W., OMER, M. M. Horizontal Pipeline Flow of Air-Water Mixtures. *Canadian Journal of Chemical Engineering.* 1962, 40(3), 93–104.
33. HÖHNE, T., EGOROV, Y. Contact condensation in stratified steam-water flow. *ECORA report (Evaluation of Computational Fluid Dynamic Methods for Reactor Safety Analysis)*, 2003.
34. HOOGENDOORN, C. J. Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes. *Chemical Engineering Science.* 1959, 9(4), 205–217.
35. *IAPWS, Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use.* The International Association for the Properties of Water and Steam, 2014. Prieiga per internetą www.iapws.org.
36. JENKINS, R. *Two-Phase Two-Component Flow of Water and Air.* M.S. Thesis. University of Delaware, 1947.
37. KANDLIKAR, S. G., SCHMITT, D., CARRANO, A. L., TAYLOR, J. B. Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels. *Physics of Fluids.* 2005, 17(10), 100606–100606-11.

38. KERSWELL, R. R. Recent progress in understanding the transition to turbulence in a pipe. *Nonlinearity*. 2005, 18, R17–R44.
39. KIM, H. J., BANKOFF, S. G. Local heat transfer coefficients for condensation in stratified counter-current steam-water flows. *J. of Heat Transfer*. 1983, 105, 23–30.
40. KIM, H. J., LEE, S. C., BANKOFF, S. G. Heat transfer and interfacial drag in countercurrent steam-water stratified flow. *Int. J. Multiphase Flow*. 1985, 11(5), 593–606.
41. KORDYBAN, E. Interfacial shear in two-phase wavy flow in closed horizontal channels. *J. Fluids Eng.* 1974, 96(2), 97–102.
42. KORDYBAN, E., OKLEH A. H. The effect of surfactants on the wave growth and transition to slug flow. *J. Fluids Eng.* 1995, 117(3), 389–393.
43. KOWALSKI, J. E. Wall and interfacial shear stress in stratified flow in a horizontal pipe. *A. I. Ch. E. J.* 1987, 33, 274–281.
44. KUNDU, P. K., COHEN, I. M., DOWLING, D. R. *Fluid Mechanics*. 5th ed. MA USA: Elsevier, 2012.
45. KUNEŠ, J. *Dimensionless physical quantities in science and engineering*. MA USA: Elsevier, 2012.
46. LAURINAVIČIUS, D., ŠEPORAITIS, M., GASIŪNAS, S., VALINČIUS, M. Dependence of water temperature gradient on condensation in stratified two-phase flow. *Heat Transfer Research*. 2016, 47(12), 1157–1168.
47. LEE, K. W., CHU, I. C., YU, S. O., NO, H. C. Interfacial condensation for countercurrent steam–water stratified wavy flow in a horizontal circular pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2006, 49, 3121–3129.
48. LEE, L., JENSEN, R., BANKOFF, S. G., YUEN, M. C., TANKIN, R. S. Local condensation rates in cocurrent steam-water flow. In *Nonequilibrium Interfacial Transport Processes*. New York: Asme. 1979.
49. LEE, S., EUH, D. J., KIM, S., SONG, C. H. Quantitative observation of cocurrent stratified two-phase flow in a horizontal rectangular channel. *Nuclear Engineering and Technology*. 2015, 47(3), 267–283.
50. LIM, I. S., TANKIN, R. S., YUEN, M. C. Condensation measurement of horizontal concurrent steam-water flow. *J. Heat Transfer*. 1984, 106, 425–432.
51. LIN, P. Y., HANRATTY, T. J. Detection of slug flow from pressure measurements. *Int. J. Multiphase Flow*. 1987, 13(1), 13–21.
52. LINEHAN, J. H., PETRICK, M., EL-WAKIL, M. M. The condensation of a saturated vapor on a subcooled film during stratified flow. *AIChE Preprint 3, presented at 11th National Heat Transfer Conference. Minneapolis. Minnesota. Aug. 3–6, 1969*.
53. LIUTIKAS, N., GUDZINSKAS, J. *Termohidromechanika*. Kaunas: Technologija, 2001. ISBN 9955-09-050-2.
54. LORENCEZ, C., NASR-ESFAHANY, M., KAWAJI, M., OJHA, M. Liquid turbulence structure at a sheared and wavy gas-liquid interface. *Int. J. Multiphase Flow*. 1997, 23(2), 205–226.
55. MANDHANE, J. M., GREGORY, G. A., AZIZ, K. A. Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes. *Int. J. Multiphase Flow*. 1974, 1(4), 537–553.
56. MOODY, L.F. Friction factors for pipe flow. *ASME Trans.* 1944, 66, 671–683.
57. MULLIN, T., PEIXINHO, J. Transition to Turbulence in Pipe Flow. *Journal of Low Temperature Physics*. 2006, 145, 75–88.

58. MUNSON, B. R., YOUNG, D. F., OKIISHI, T. H. *Fundamentals of fluid mechanics*. 4th ed. Iowa USA: John Wiley & Sons, 2002. ISBN 0-471-44250-X.
59. MURATA, A., HIHARA, E., SAITO, T. Prediction of heat transfer by direct contact condensation at a steam-subcooled water interface. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1992, 35(1), 101–109.
60. NG, T. S., LAWRENCE, C. J., HEWITT, G. F. Friction factors in stratified two-phase flows. *Chemical Engineering Research and Design*. 2004, 82(A3), 309–320.
61. PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M., ALMENAS, K. Kondensacijos pliūpsnio tyrimas. 1. Tyrimo objektas ir eksperimentinis stendas. *Energetika*. 2003a, 1, 86–90.
62. PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M., ALMENAS, K. Kondensacijos pliūpsnio tyrimas. 2. Tiekimo vandens srauto įtaka. *Energetika*. 2003b, 2, 3–7.
63. PABARČIUS, R., ŠEPORAITIS, M., ALMENAS, K. Kondensacijos pliūpsnio tyrimas. 3. Nesikondensuojančių dujų įtaka. *Energetika*. 2003c, 4, 3–7.
64. PARK, H. S., CHOI, S. W., NO, H. C. Direct-contact condensation of pure steam on co-current and counter-current stratified liquid flow in a circular pipe. *I. J. Heat and Mass Transfer*. 2009, 52, 1112–1122.
65. PFENNIGER, W., LACHMAN, G. V. *Boundary Layer and Flow Control*. 1st ed. Pergamon: Elsevier, 1961.
66. PETALAS, N., AZIZ, K. H. A mechanistic model for multiphase flow in pipes. *49th Annual Technical Meeting of the Petroleum Society of the Canadian Institute of Mining, Metallurgy and Petroleum. June 8–10, 1998, Alberta, Canada*. 1998.
67. PRASSER, H. M., EZSOL, G., BARANYAI, G. KFKI water hammer experiment at PMK-2 test facility; condensation induced instability in horizontally stratified flow. *NURESIM Nuclear Reactor Simulations SUB-PROJECT 2: Thermal Hydraulics*. 2005. pp. 46–50.
68. RANSOM, V., TRAPP, J., WAGNER, R. *RELAP5/MOD3 code manual Volume IV: Models and correlations*. NUREG/CR-5535, INEL-95/0174. 1995.
69. RUILE, H. Heat transfer by direct contact condensation in stratified two phase flow at high system pressure. *1st Int. Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Rome, Italy, 1995*. pp. 269–276.
70. SEGEV, A., FLANIGAN, L. J., KURTH, R. E., COLLIER, R. P. Experimental study of countercurrent steam condensation. *ASME J. Heat Transfer*, 1981, 103, 307–311.
71. SHOHAM, O., TAITEL, Y. Stratified turbulent–turbulent gas–liquid flow in horizontal and inclined pipes. *A. I. Ch. E. J.* 1984, 30, 377–385.
72. ŠEPORAITIS, M., PABARČIUS, R., ALMENAS, K. Study of controlled condensation implosion events. *Proceed. of ICONE10: 10th Intern. Conf. on Nuclear Engineering, 14–18 April 2002. Arlington, Virginia (Washington, DC), USA, 2002*. pp. 1–7.
73. ŠEPORAITIS, M., PABARČIUS, R., ALMENAS, K. Investigation of condensation implosion by changing configurations of water and steam inlets. *11th International conference on nuclear engineering: ICONE 11, Tokyo, Japan, 2003 April 20–23*. 2003. pp. 1–5.
74. ŠEPORAITIS, M., PABARČIUS, R., ALMENAS, K. Kondensacijos pliūpsnio tyrimai: konstrukcinis pulserio kriterijus. *Energetika*, 2006, 3, 77–85.
75. ŠTRUBELJ, L., TISELJ, I. Condensation of the steam in the horizontal steam line during cold water flooding. International Conference. *Proceedings of the Nuclear*

- Energy for New Europe 2006. September 18–21, 2006.* Portorož, Slovenia, 2006. pp. 619.1–619.8.
76. TAITEL, Y., DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas–liquid flow. *A. I. Ch. E. J.* 1976a, 22, 47–55.
 77. TAITEL, Y., DUKLER, A. E. A theoretical approach to the Lockhart–Martinelli correlation for stratified flow. *Int. J. Multiphase Flow.* 1976b, 2, 591–595.
 78. TSUKAHARA, T., SEKI, Y., KAWAMURA, H., TOCHIO, D. DNS of turbulent channel flow at very low Reynolds numbers. *4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Williamsburg, VA, USA, 27–29 Jun, 2005.* pp. 935–940.
 79. TZOTZI, C., ANDRITSOS, N. Interfacial shear stress in wavy stratified gas–liquid flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiphase Flow.* 2013, 54, 43–54.
 80. VALINČIUS, M., ŠEPORAITIS, M., KALIATKA, A., PABARČIUS, R., GASIŪNAS, S., LAURINAVIČIUS, D. The concept and RELAP5 model of thermal-hydraulic system, employing a rapid condensation for coolant circulation. *Heat Transfer Engineering.* 2014, 35(4), 327–335.
 81. VALLÉE, C., LUCAS, D., TOMIYAMA, A., MURASE, M. Experimental investigation of stratified two-phase flows in the hot leg of a PWR for CFD validation. *ATW International Journal for Nuclear Power.* 2012, 57, 742–749.
 82. WALLIS, G. B., DOBSON, J. E. The onset of slugging in horizontal stratified air-water flow. *Int. J. Multiphase Flow.* 1973, 1, 173–193.
 83. WALLIS, G. B. *One-dimensional two-phase flow.* New York, USA: Mc Graw-Hill Book Company, 1969.
 84. WATANABE, K. *Uncertainties in Enthalpy for the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use (IAPWS-95) and the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam (IAPWS-IF97).* The International Association for the Properties of Water and Steam Vejle. Denmark August 2003 Advisory Note No. 1. Prieiga per internetą <http://www.iapws.org/relguide/Advise1.pdf>
 85. WEISMAN, J., DUNCAN, D., GIBSON, J., CRAWFORD, T. Effect of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. *Int. J. Multiphase Flow.* 1979, 5(6), 437–462.
 86. WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD.* La Canada, California: DCW Industries Inc., 1998.
 87. WINTTERLE, T., LAURIEN, E., STÄBLER, T., MEYER, L., SCHULENBERG, T. Experimental and numerical investigation of counter-current stratified flows in horizontal channels. *Nuclear Engineering and Design.* 2007, 238, 627–636.
 88. WONGWISES, S., KALINITCHENKO, V. Mean velocity distributions in a horizontal air-water flow. *Int. J. Multiphase Flow.* 2002, 28, 167–174.
 89. WU, X., MOIN, P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mechanics.* 2009, 630, 5–4.

10. CURRICULUM VITAE

1. Pavardė: GASIŪNAS
2. Vardas: STASYS
3. Gimimo data ir vieta: 1979-05-22, Kaunas
4. Tautybė: lietuvis
5. Išsilavinimas:

<i>Institucija:</i>	Kauno technologijos universitetas Kaunas, Lietuva
<i>Data:</i> <i>Nuo (metai)</i> <i>Iki (metai)</i>	1997 2001
<i>Laipsnis:</i>	Terminžinerijos bakalauras

<i>Institucija:</i>	Kauno technologijos universitetas Kaunas, Lietuva
<i>Data:</i> <i>Nuo (metai)</i> <i>Iki (metai)</i>	2001 2003
<i>Laipsnis:</i>	Energetikos magistras

6. Kiti įgūdžiai (pavyzdžiui, kompiuterinis raštingumas ir kita):
savarankiškas darbas su programų paketais Ansys FLUENT, Ansys CFX, AutoCAD, MathCAD.
7. Pagrindinis darbas:
dvifazės horizontalios tėkmės tyrimai,
dvifazės besikondensuojančios tėkmės trimatis skaitinis modeliavimas,
branduolinių jėgainių (objektų) saugos vertinimas.

8. Darbo patirtis:

Data	Vieta	Darbovietė	Pareigos	Aprašymas
2011 – iki dabar	Kaunas, Lietuva	Lietuvos energetikos institutas, Branduolinių įrenginių saugos laboratorija	jaunesnysis mokslo darbuotojas	Besikondensuojamos garo ir vandens tėkmės skaitinis modeliavimas tiriant šilumos ir masės mainus
2007–2011			jaunesnysis mokslo darbuotojas	Dvifazių horizontalių tėkmių skaitinis modeliavimas ir eksperimentinis tyrimas, vertinant tarpfazinę šlytį. Branduolinių jėgainių ir kitų branduolinių objektų/įrenginių demontavimo projektavimas, saugos vertinimas
2003–2007			inžinierius, doktorantas	Dvifazių horizontalių tėkmių skaitinis modeliavimas ir eksperimentinis tyrimas
2001–2003			vyriausiasis laborantas	Hidraulinių charakteristikų skaitinis modeliavimas skysčio ir dujų tėkmėse

9. Kita:

Dalyvauta 4 kvalifikacijos tobulinimo seminaruose.

Paskelbtos 22 publikacijos (5 iš jų žurnaluose, įtrauktuose į „Clarivate Analytics“ duomenų bazę), perskaityti 9 pranešimai mokslinėse konferencijose.

11. MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS

Straipsniai „Thomson Reuters“ duomenų bazėje „Web of Science Core Collection“ referuojamame leidinyje

1. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS, B. ČESNA, M. VALINČIUS, R. PABARČIUS, D. LAURINAVIČIUS. Interfacial shear of co-current steam-water flow estimation – I. Single-phase FLUENT model in conjunction with measured total increment of water temperature and steam velocity profile data. *Heat Transfer Research*. 2011, 42(7), 629–643. ISSN 1064-2285. Prieiga per doi: 10.1615/HeatTransRes.v42.i7.30
2. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS, B. ČESNA, M. VALINČIUS, R. PABARČIUS, D. LAURINAVIČIUS. Interfacial shear of co-current steam-water flow estimation – II. Enhanced single-phase fluent model in conjunction with measured profiles of steam velocity and longitudinal water temperature. *Heat Transfer Research*. 2012, 43(5), 425–442. ISSN 1064-2285. Prieiga per doi: 10.1615/HeatTransRes.v43.i5.30

Straipsniai mokslo leidinyje, registruotame tarptautinėje mokslinės informacijos duomenų bazėje SCOPUS

1. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS, R. PABARČIUS. Tarpfazinio paviršiaus trinties dvifazėje tėkmėje nustatymas. 1. Vienfazio Fluent modelio panaudojimas. *Energetika*. 2008, 54(3), 1–4. ISSN 0235-7208.
2. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS. Tarpfazinio paviršiaus trinties dvifazėje tėkmėje nustatymas. 2. Greičio profilio kitimas garui tekant kanale virš laisvo vandens paviršiaus. *Energetika*. 2009, 55(3), 154–157. ISSN 0235-7208.
3. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS, E. BABILAS. Tarpfazinio paviršiaus trinties dvifazėje tėkmėje nustatymas. 3. Tarpfazinės trinties, esant kondensacijai, skaičiavimas vienfaziu FLUENT 3D modeliu. *Energetika*. 2010, 56(3–4), 219–224. ISSN 0235-7208.
4. ŠEPORAITIS, M., M. VALINČIUS, S. GASIŪNAS, D. LAURINAVIČIUS, R. PABARČIUS, A. KALIATKA, K. ALMENAS. Tarpfazinės sąveikos ir kondensacijos tyrimai. *Energetika*. 2016, 62(3), 206–218. ISSN 0235-7208. Prieiga per doi: 10.6001/energetika.v62i3.3355).

Konferencijų pranešimų medžiagoje paskelbti straipsniai

1. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS. Investigation of condensing two-phase co-current flow in a short rectangular channel by alternation of steam and water velocities. In *11th international conference on multiphase flow in industrial plants (MFIP 2008), September 7–10, 2008, Palermo, Italy*. ANIMP, 2008. pp. 807–814. ISBN 88-88198-13-X.
2. GASIŪNAS, S., M. ŠEPORAITIS. Investigation of steam-water flow in horizontal channel by alternation of condensation rate through interfacial surface. In *5th conference of young scientists on energy issues CYSENI 2008, Kaunas, Lithuania, 29 May, 2008*. Kaunas: LEI, 2008. pp. 56–62. ISSN 1822-7554.

**Interfacial Shear of Co-Current Steam–Water Flow
Estimation – I. Single-Phase FLUENT Model
in Conjunction with Measured Total
Increment of Water Temperature
and Steam Velocity Profile Data**

STASYŠ GASIUNAS,* MARIJUS SEPORAITIS,
BENEDIKTAS CESNA, MINDAUGAS VALINCIUS,
RAIMONDAS PABARCIUS, and DARIUS LAURINAVICIUS

Lithuanian Energy Institute, Kaunas, Lithuania

The results of condensation implosion tests (Almenas et al., 2006) and slug flow occurrence (Chun and Yu, 2000) lead to the conclusion that condensation may have some serious impact on steam–liquid interface stability. To explore this in detail a special test facility was constructed and the FLUENT 3D model (single phase with condensation simulation) is developed at the Lithuanian Energy Institute. The following investigation seeks to determine the condensation influence on the stability of a horizontal two-phase flow interface, and the overall purpose of the program is to employ transitional behaviors with positive feedback between momentum and energy transfer in real systems. This paper presents the LEI experimental test facility and methodology of the experiments whose results were employed to adopt and verify the FLUENT 3D model. Preliminary simulation results show that the boundary layer thickness and also interfacial shear strongly depend on condensation.

* * *

Key words: shear at steam–water interface, co-current steam–water flow, horizontal channel, steam velocity profile

*Address all correspondence to S. Gasiunas E-mail: stasys@mail.lei.lt

1. INTRODUCTION

Analyzing the two-phase flow it is necessary to take into account the interface morphology, the absence of equilibrium, and other effects regarding the phase change. The intensity of the heat and mass transfer depends on the temperature gradient via interface and its area. The complications arise due to the impact of surface tension and the fact that inertia, viscosity, and buoyancy effects can be attributed both to the liquid and vapor phases. Experimental and numerical studies of processes that take place near the interface are widely overviewed by Wongwises and Kalinitchenko (2002) and Fulgosi et al. (2003). The present state of knowledge about the heat and mass transfer across the gas–liquid interface makes it clear that the controlling fundamental mechanisms play a key role. When the condensation-induced suction is involved, the exchange process is generally dominated by interfacial shear and/or turbulence. From a practical point of view, the subject is very important for nuclear and chemical engineering.

Irrespective of significant progress, a number of different correlations suitable only for a separate process or well-known equipment are still used in two-phase flow modeling. The lack of universal, involving the entire condensation-related processes, model and transparency can be ascribed to the fact that, unlike the single-phase stability problem where the Reynolds number is the only parameter, the formulation of the two-phase stability problem requires at least six dimensionless parameters (Boomkamp and Miesen, 1996).

The analysis of the results of condensation implosion tests (Almenas et al., 2006) and slug flow occurrence (Chun and Yu, 2000) lead to the conclusion that condensation may have some serious impact on steam–liquid interface stability. A special test facility to verify this presumption was constructed and the FLUENT 3D model (single phase with condensation simulation) was developed at the Lithuanian Energy Institute. The following investigation seeks to determine the condensation influence on the stability of a horizontal two-phase flow interface, and the overall purpose of the program is to employ transitional behaviors with positive feedback between momentum and energy transfer in real systems. The general questions of this work are as follows:

- 1) How condensation affects the boundary layer of the steam velocity profile?
- 2) What is the interfacial shear stress dependency on condensation?

2. EXPERIMENTAL FACILITY

The experiments were performed in a horizontal rectangular stainless steel channel. On both sides of the channel BoSi windows are mounted. The inside dimensions of the channel are: 1200 mm long, 100 mm high, and 20 mm wide. To reduce heat losses the channel is insulated. Figure 1 shows the principal scheme of the experimental facility.

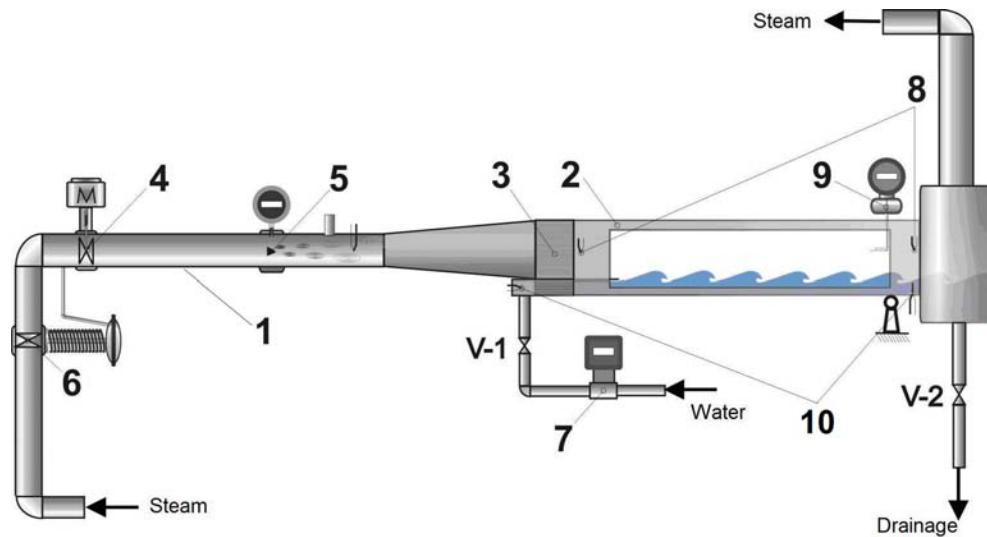


Fig. 1. Experimental facility: 1) intake pipe; 2) rectangular test section; 3) comb; 4) electric linear actuator for steam flow adjustment; 5) vortex type steam flow meter; 6) direct working smother of steam flow fluctuations; 7) electromagnetic water flow meter; 8) thermocouples in steam; 9) Pitot-static tube, connected to differential pressure transmitter; 10) thermocouples in water; V-1 – water supply valve; V-2 – water drainage valve.

The steam flows through the pipe (1) ($\varnothing 27$ mm) to the test section (2) and finally freely discharges to the atmosphere. For elimination of large eddies the comb (3) was mounted in the intake of the test section. The comb is a piece of ceramics, which consists of about 850 rectangular mini channels 1-mm wide/high and 95-mm long. The steam flow rate was adjusted using the electric linear actuator (4) in accordance with the indication of a vortex-type flow measuring system "Endress + Hauser" (5). The water is also supplied at the beginning of the test section and the water level of 25 mm was maintained in the experiments. The water flow rate was controlled by a valve (V-1) in accordance with the indication of an electromagnetic water flow meter "ISOIL" (7). The temperatures were measured using K-type (Ni–Cr/Ni–Al) thermocouples (8, 10). The steam velocity was measured at the end of the channel, i.e., at a distance of 1000 mm ($x/d_{eq} = 31$) from the beginning of the test section. The measurements were taken using a Pitot-static tube that was connected to a differential pressure transmitter "Fuji Electric FCX-AII" (9). The accuracy of the differential pressure transmitter is $\pm 0.07\%$ and limits 0–150 Pa. The velocity measurement points were located on the vertical line in the centre of this cross section. The velocity measurements were taken from the top of the test section to the water surface. The distance between the measuring points varies from 0.5 mm near the surface to 4 mm in the central part. Temperatures were measured using the K-type thermocouples, mounted stationary in the channel. Steam and water temperatures were measured at the beginning and at the end of the channel. The temperature of steam was main-

tained at 1°C accuracy during the experiments. The steam temperatures were 100–108°C. In order to obtain an average water temperature at the end of the channel, 5 thermocouples were placed vertically in the water layer.

The steam velocity varies from 4 to 8 m/s during the experiments. The water flow rate in the channel is 10–100 L/h. The calculated average water flow velocities fall in the interval from 0.005 to 0.055 m/s.

3. FLUENT MODEL

In this work, the FLUENT-6.3 CFD code was used. It is known that when the velocity of a steam flow in the channel exceeds 4 m/s, the water surface becomes wavy. That is why the bottom interface is no longer smooth and its area and shape change. By this reason the creation of the surface shape using the FLUENT model is complicated. Therefore, in order to determine the interfacial friction, we created a simple three-dimensional single-phase gas flow model.

3.1 Model Mesh and Boundary Conditions

The mesh of the horizontal rectangular channel using FLUENT is shown in Fig. 2.

Here the contours of the inside space of the channel and the computational domain of the single-phase 3D model marked with black cells are shown. The computational domain is divided into 2×10^6 elements. In order to optimize the technical resources of the calculation time, the elements were created smaller near the wall and larger in the center (Fig. 2). Along the y axis 84 elements whose size varies from 0.2 mm (near the wall) to 2.5 mm (in the center) were created. Over the z axis 20 elements

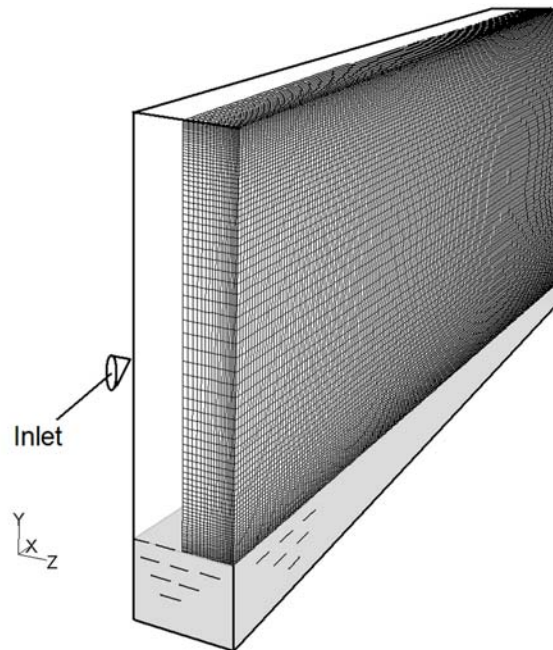


Fig. 2. Mesh of the experimental channel.

whose size also varies from 0.2 mm to 1 mm were created. Only on the x axis the size of elements is constant, i.e., 1 mm. Because the channel is symmetrical by the central x - y plane, only half of the channel is modeled. Therefore the mesh is 10 mm in width (the channel width is 20 mm), 1200 mm in length, and 75 mm in height. The comparison with a mesh which has more fine cells shows that the difference in the results is small, so the fineness of our model was taken to be sufficient.

Model walls were assumed to be hydrodynamically smooth. Heat transfer with the environment was not taken into account and the energy equation does not deal with it.

To model a turbulent steam flow ($Re = 6000, 9000, \text{ and } 12,000$), the standard k - ω model was chosen. This model of turbulence is based on the Wilcox (1998) model. It is better than the k - ϵ model in the cases where a border area of the flow is important. But the k - ω model requires a very fine mesh in the near-wall region, so it is suggested to create cells of size about $y^+ \leq 4-5$.

The model is based on the single precision, time-stationary, pressure-gradient computing method.

3.2 Modification of the Turbulence Model

The standard k - ω model is an empirical model based on turbulence kinetic energy k and dissipation of eddies ω transfer (FLUENT Users Guide 2006). These two equations in the extended form look like

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial k}{\partial x_j} \mu + \frac{\rho \frac{k}{\omega} \alpha_\infty^* \left(\frac{\beta_i + Re_t}{3 + R_k} \right)}{1 + \frac{Re_t}{R_k}} \right] + \alpha_\infty^* \left(\frac{\beta_i + Re_t}{3 + R_k} \right) \\
 &\quad + \rho \frac{k}{\omega} S^2 - \rho \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + \left(\frac{Re_t}{R_\beta} \right)^4}{1 + \left(\frac{Re_t}{R_\beta} \right)^4} \right) \left(1 + \zeta^* F(M_t) \right) F_\beta k \omega + S_k, \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \mu + \frac{\rho \frac{k}{\omega} \alpha_\infty^* \left(\frac{\beta_i + Re_t}{3 + R_k} \right)}{1 + \frac{Re_t}{R_k}} \right]$$

$$\left. + \frac{\alpha_\infty}{k} \omega - \rho \beta_i \right| 1 - \frac{\beta_\infty^* \left(\frac{4}{15} + \left(\frac{Re_t}{R_\beta} \right)^4 \right)}{\beta_i \left(1 + \left(\frac{Re_t}{R_\beta} \right)^4 \right)} \zeta^* F(M_t) \left. F_\beta \omega^2 + S_\omega \right. . \quad (2)$$

The coefficients of the standard k - ω turbulence model, used by FLUENT 6, are

$$\alpha_\infty^* = 1, \quad \alpha_\infty = 0.52, \quad \beta_\infty^* = 0.09, \quad \beta_i = 0.072, \quad R_\beta = 8, \\
\zeta^* = 1.5, \quad M_{to} = 0.25, \quad Pr_{TKE} = 2, \quad Pr_{SDR} = 2.$$

The resulting steam velocity profiles after preliminary calculations using a standard k - ω turbulence model significantly differ from those measured. In order to get better modeling results, these coefficients of the k - ω model have been altered separately. However, the best results were obtained by modification of the β_∞^* coefficient. This coefficient was reduced twice ($\beta_\infty^* = 0.045$).

3.3 Initial Conditions

The experiments were performed at a velocity of a steam flow in the channel inlet of 4, 6, and 8 m/s with a rectangular velocity profile (Re is 6000, 9000, and 12,000, respectively). The pressure was atmospheric. Those steam density and viscosity were taken which correspond to experimental temperature (Table 1) and pressure. The density and viscosity of steam in different cases were $\rho = 0.58$ – 0.59 kg/m³ and $\mu = 1.256$ – 1.232×10^{-5} kg/(m·s).

The turbulent kinetic energy at the inflow was set $k = 0$ m²/s² as the effect of the comb. The comb removes large eddies (laminar flow regime inside each mini channel) and forms a velocity profile that is close to a rectangle. The specific dissipation rate ω was calculated using the empirical expressions (FLUENT manual):

$$\omega = \frac{k^{0.5}}{C_\mu^{0.25} l}, \quad (3)$$

where turbulent kinetic energy is

$$k = \frac{3}{2} (\bar{u} I)^2, \quad I = 0.16 (Re)^{-1/8}, \quad C_\mu = 0.09, \quad l = 0.07L, \quad L = D_H.$$

Table 1.
Steam condensation rate-defined during calculations

U_{aver} , m/s	V'_w , L/h	V'_{steam} , m ³ /h	t_{steam} , C ^o	t_{w1} , C ^o	t_{w2} , C ^o	Δt , C ^o	G'_{cond} , g/s	G''_{cond} , %
4	10	21.6	101.5	25	90.5	65.5	0.34	9.5
4	50	21.6	105	11.65	27	15.35	0.40	11.2
4	100	21.6	101.6	9	23.5	14.5	0.76	21.2
6	10	32.4	105.4	23.2	97	73.8	0.38	7.2
6	50	32.4	105.6	12.5	51.06	38.56	1.00	18.7
6	100	32.4	100	9.7	27.6	17.9	0.93	17.4
8	10	43.2	107	31	99.8	68.8	0.36	5.0
8	50	43.2	107	20.5	82.7	62.2	1.62	22.6
8	100	43.2	107	17	49.4	32.4	1.67	23.3

3.4 Simulation of Condensation in the FLUENT Model

In the case of steam flows over cold water inside the channel, steam condensation takes place at the interface. Correct modeling of this process using three-dimensional CFD software packages is a very difficult task. In addition to the transport and continuity equations for each fluid, the heat, mass, and momentum transfer equations must also be solved. So, using FLUENT 6.3, we created only a single-phase 3D channel model and the energy equation was not used at all. The model allows steam output through a semi-permeable bottom wall. The semi-permeability simulates condensation or, in other words, the loss of "condensed" steam. This bottom wall was created as the lateral sequence of 1-mm wide and 1200-mm long solid walls and outflows (Fig. 3.).

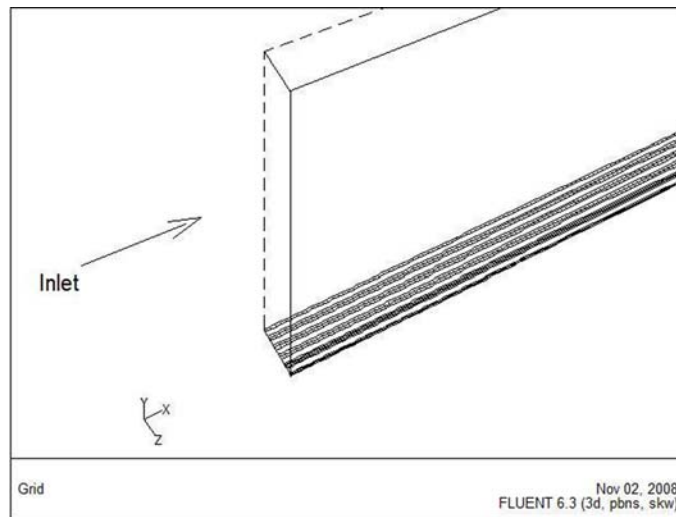


Fig. 3. Semi-permeable bottom wall of the model.

This "condensed" part of steam, flowing through a semi-permeable bottom wall, must be known and set in the model as the initial condition. We defined this condensed part of steam using experimental data (see below). The remaining part of steam discharges at the end of the channel through the outflow plane (parallel to the inlet plane).

4. COMPARISON OF MEASUREMENT AND MODELING RESULTS

Figure 4 shows steam velocity profiles measured at 4, 6, and 8 m/s steam inlet velocities and different fluxes of cold water, i.e., 0, 10, 50, and 100 L/h. When cold water was not supplied (water input 0 L/h), the level of water in the channel remained unchanged (25 mm). But the water temperature was almost equal to that of steam and condensation can be equal to zero.

An increase of the cold water input (10–100 L/h) decreases an average temperature of water in the channel (see t_{w2} in Table 1) and steam condensation takes place on the water surface. The larger the cold water supply, the colder becomes the water in the channel and the heavier is the steam condensation on the water surface.

The figure 0 on the y axis indicates the top of the test section, the figure 0.75 indicates the water surface. The increase of colder water supply gives a significant decrease in the boundary layer thickness at the steam–water interface.

The experiments were performed in a steam–water flow with and without condensation. In the case of steam condensation on the water surface the condensation rate depends on the temperature difference and turbulence in water. This is directly inter-related with our variables — cold water input flux and steam inlet velocity. Below, the calculation of steam condensation rate corresponding to the measured water and steam temperatures is presented. The steam condensation rate was calculated from the measured gain of water temperature and water flow rate through the channel. The heat transfer to the channel structure (metal and glass) was neglected and the heat flux from steam to water was calculated by the following equation:

$$q = (h_{w2} - h_{w1}) \frac{V'_w}{1000 \cdot 3600} \rho_w \left(\frac{kJ}{s} \right). \quad (4)$$

Then the condensation rate of steam is

$$G'_{\text{cond}} = \frac{q}{h''} 1000 \left(\frac{g}{s} \right), \quad (5)$$

and the relative steam condensation rate has the form

$$G''_{\text{cond}} = \frac{V'_{\text{cond}}}{V'_{\text{steam}}} (\%). \quad (6)$$

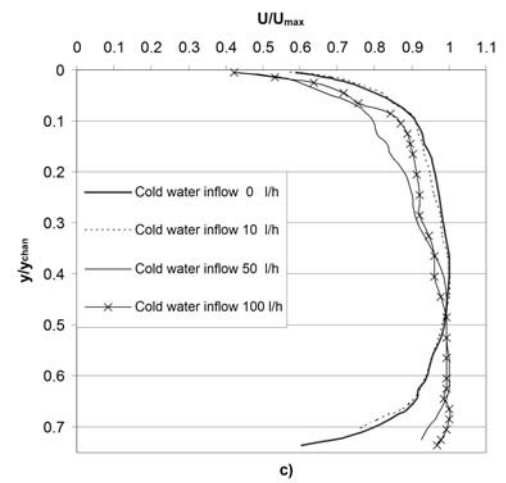
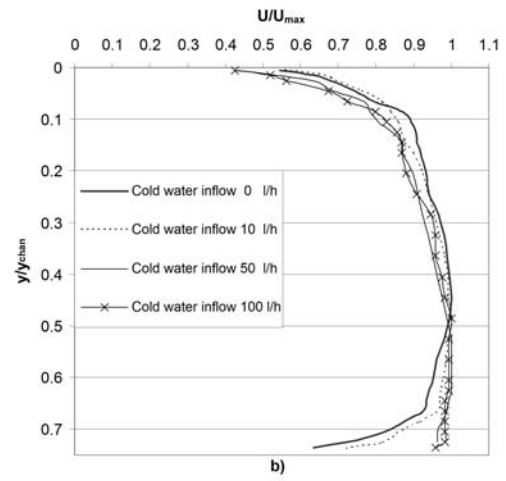
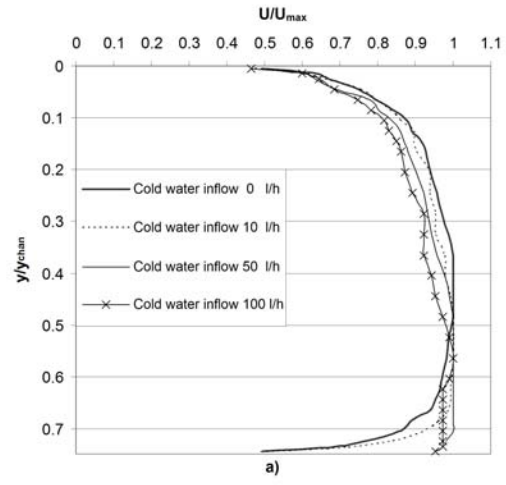


Fig. 4. Measured steam velocity profiles at steam inlet velocity: a) 4 m/s, b) 6 m/s, c) 8 m/s.

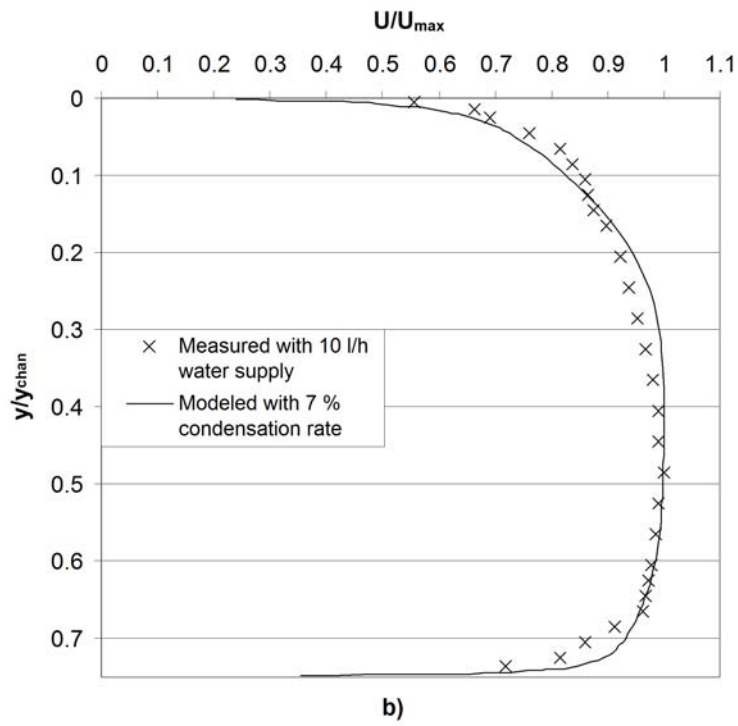
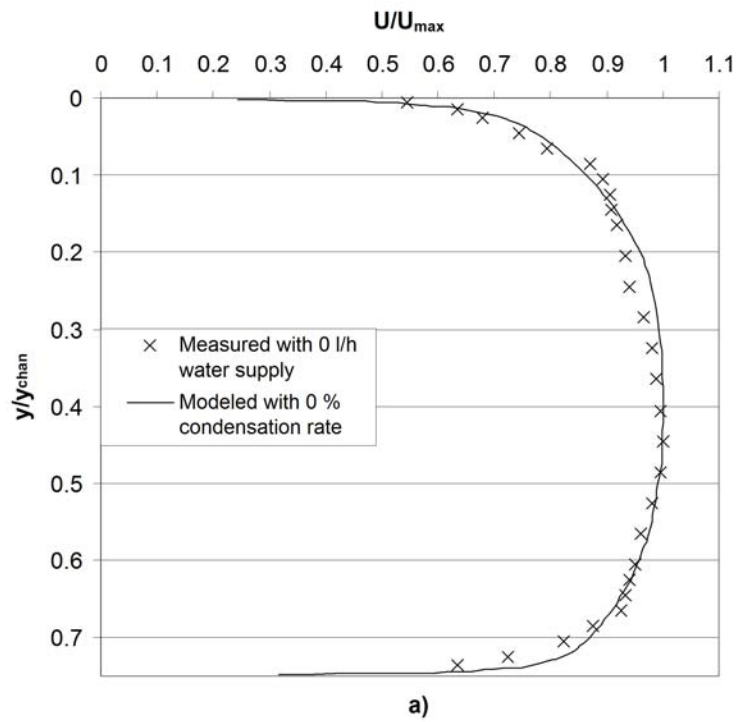


Fig. 5.

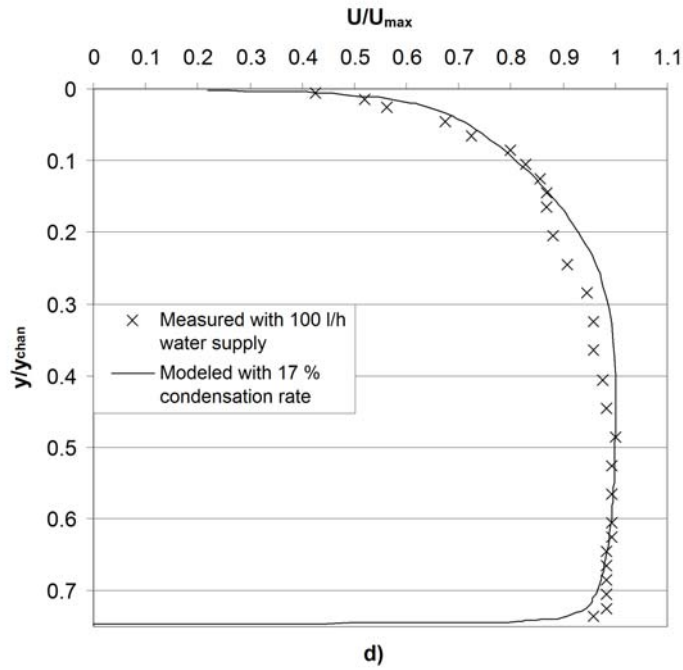
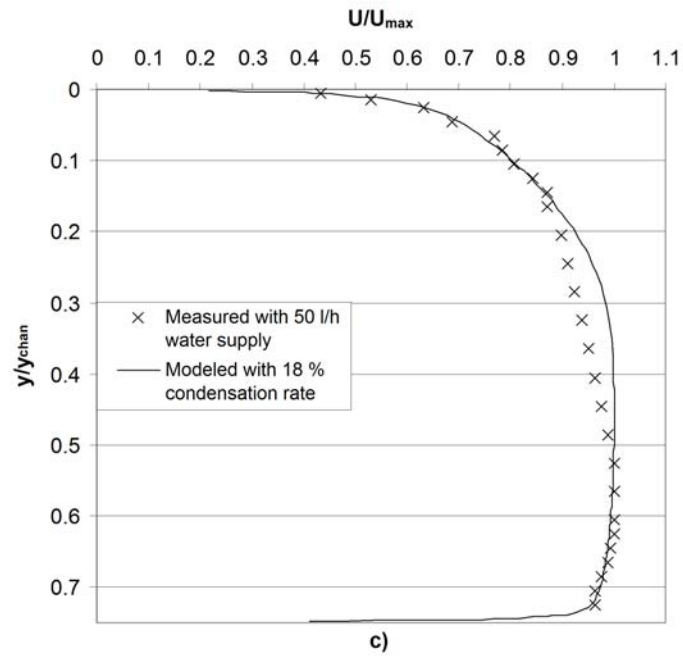


Fig. 5. Measured and modeled velocity profiles at $U_{aver} = 6$ m/s steam inlet velocity: a) 0 L/h cold water supply and $G''_{cond} = 0\%$ relative steam condensation rate; b) 10 L/h cold water supply and $G''_{cond} = 7\%$ relative steam condensation rate; c) 50 L/h cold water supply and $G''_{cond} = 18\%$ relative steam condensation rate; d) 100 L/h cold water supply and $G''_{cond} = 17\%$ relative steam condensation rate.

Table 1 shows the calculated steam condensation rates and water temperatures corresponding to the steam inlet velocity U_{aver} and cold water input flux V_w' .

The calculated relative condensation rate was used in the FLUENT model as an input parameter. This parameter defines the steam outflow rate through the bottom semi-permeable wall.

The comparison of measurement data and modeling results is shown in Fig. 5. In the figure $y = 0$ indicates the top of the test section, $y = 0.75$ indicates the water surface.

The steam inlet velocity was 6 m/s and cold water input was 0, 10, 50, and 100 L/h. The comparison of the results (Figs. 5a–5d) shows that the results of modeling are quite good in the boundary layer.

5. RESULTS AND DISCUSSION

The created model of condensation simulation determines wall shear stresses on the bottom semi-permeable wall. In investigations the assumption was made that the wall shear stress is equal to the interphase shear. Figure 6 shows the bottom wall

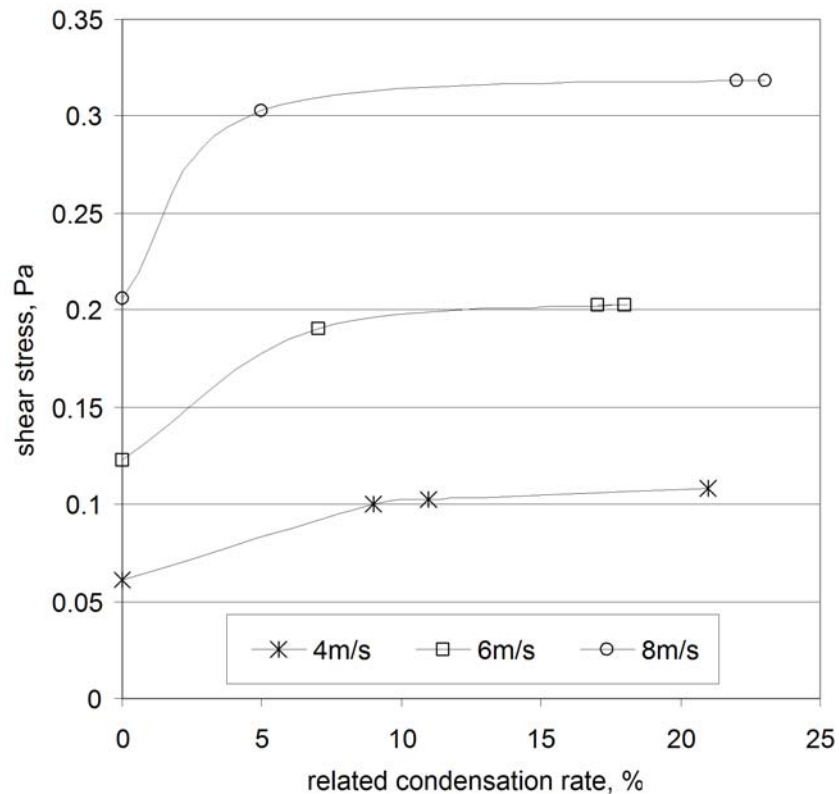


Fig. 6. Wall shear stress dependency on the relative condensation rate (FLUENT model).

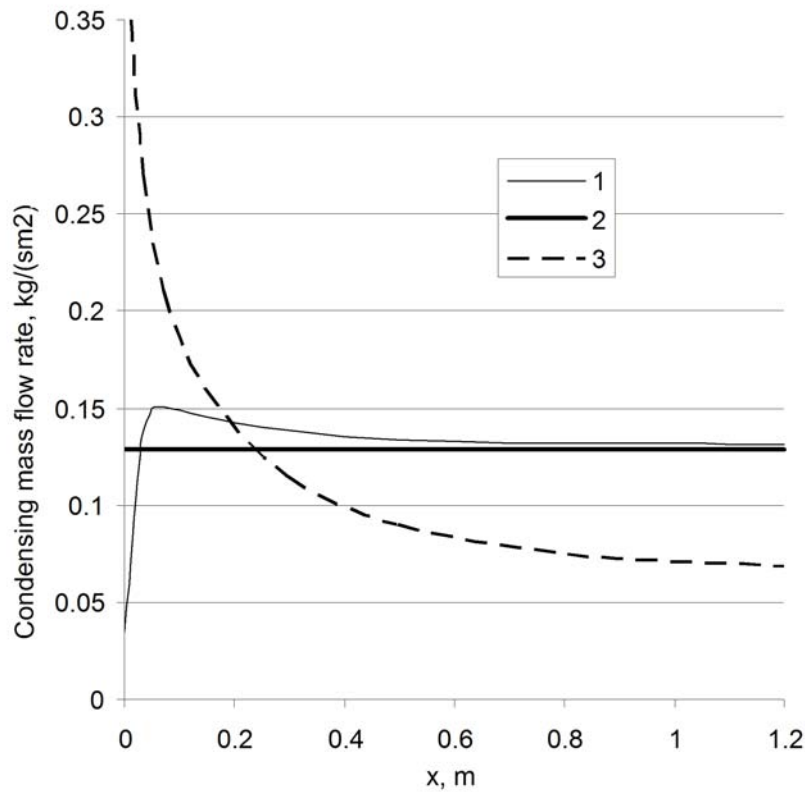


Fig. 7. Condensing mass flow rate along the channel: 1) modeled by FLUENT; 2) integral value from the experiment; 3) hypothetical.

shear stress calculated by the FLUENT model. These results are taken at a 1 m distance from the inlet of the model.

The results of modeling show a significant increase of the shear stress due to the condensation-induced thinning of the boundary layer (simulated by the model). An increase of the interphase shear stress up to 80%, 65%, and 55% was found at steam inlet velocities of 4, 6, and 8 m/s, respectively.

The employed FLUENT model still has several inadequacies. Some of them could be important and should be taken into account in interpreting these modeling results. In the FLUENT model, the bottom outflow of steam depends only on the local pressure, but in reality condensation is limited by water turbulence and subcooling. The water temperature distribution along the channel will be measured at the next stage of this work, which is to demonstrate that the condensing mass flow rate follows the sloping hyperbola from the channel beginning (Fig. 7).

Another problem is related to the comb-like design of the semi-permeable bottom wall. Too wide bottom walls and outflows may have influence on the calculated shear results by generation of secondary flows. The distribution of perpendicular velocity vectors calculated by the FLUENT model is shown in Fig. 8.

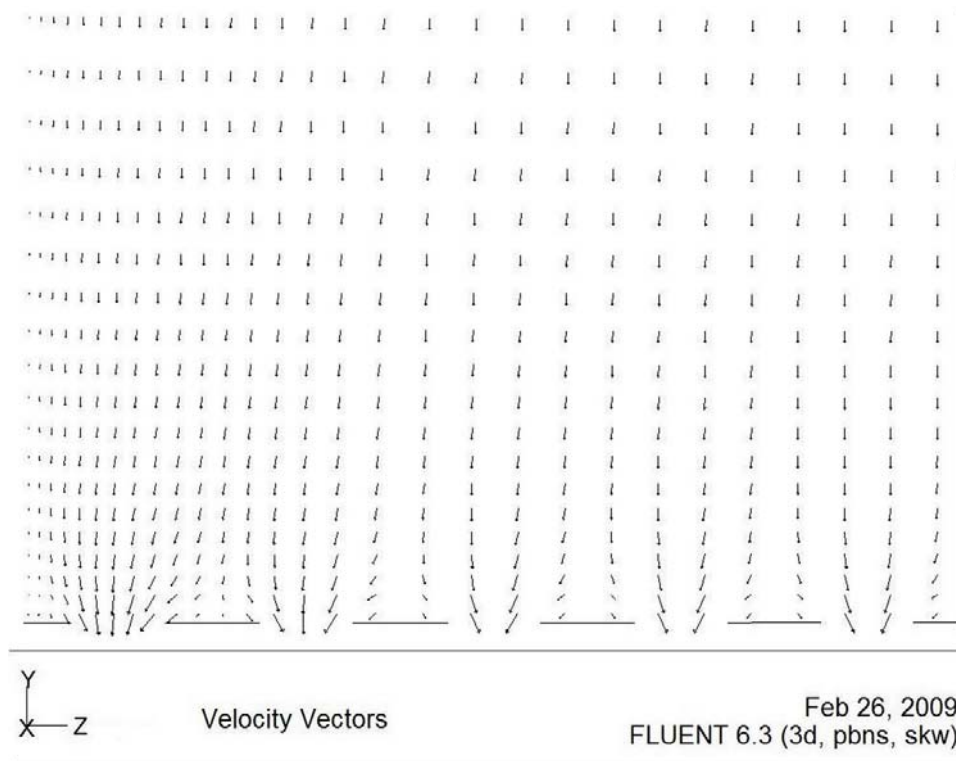


Fig. 8. Perpendicular velocity vectors.

NOMENCLATURE

C_{μ}	empirical viscosity coefficient, used in the turbulence model
D_H	hydraulic diameter, m
G'_{cond}	condensation rate of steam, g/s
G''_{cond}	relative steam condensation rate, %
h''	enthalpy of steam in the channel, kJ/kg
h_{w1}	enthalpy of water at the beginning of the channel, kJ/kg
h_{w2}	enthalpy of water at the end of the channel, kJ/kg
I	turbulence intensity, %
k	turbulent kinetic energy, m^2/s^2
l	turbulence length scale, mm
q	heat flux, kJ/s
Re	Reynolds number
t_{steam}	average temperature of steam, C°
t_{w1}	water temperature at the beginning of the channel, C°
t_{w2}	water temperature at the end of the channel, C°
U	local flow velocity, m/s
U_{aver}	average steam velocity at the inlet, m/s
U_{max}	maximum velocity at the current cross section, m/s

V'_{cond}	volumetric flux of condensate, m ³ /h
V'_{steam}	measured steam inlet flux, m ³ /h
V''_{steam}	steam input flux, m ³ /h
V'_w	cold water input flux, L/h
V''_w	measured water input flux, L/h
x	axial coordinate, m
y	vertical coordinate, m
y_{max}	height of the steam flow in the channel, m

Greek symbols

ω	dynamic viscosity, kg/(m·s)
ρ_w	water density, kg/m ³
ω^0	specific dissipation rate, s ⁻¹ .

REFERENCES

- Almenas, K., Pabarcus, R., and Seporaitis, M., Design and tests of a device for the generation of controlled condensation implosion events, *Heat Transfer Eng.*, vol. 27, no. 3, pp. 32–41, 2006.
- Boomkamp, P. A. M. and Miesen, R. H. M., Classification of instabilities in parallel two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, pp. 67–88, 1996.
- Chun, M. H. and Yu, S. O., Effect of steam condensation on countercurrent flow limiting in nearly horizontal two-phase flow, *Nucl. Eng. Design*, vol. 196, pp. 201–217, 2000.
- FLUENT 6.3Users Guide, (2006) Fluent Inc., [http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/Fluent.Inc/fluent6.3/help/html/ug/node486.htm].
- Fulgosi, M., Lakehal, D., Banerjee, S., and De Angelis, V., Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air-water flow with a deformable interface, *J. Fluid Mech.*, vol. 482, pp. 319–345, 2003.
- Wilcox, D. C., *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., 1998.
- Wongwises, S. and Kalinitchenko, V., Mean velocity distributions in a horizontal air–water flow, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 28, pp. 167–174, 2002.



INTERFACIAL SHEAR OF CO-CURRENT STEAM–WATER FLOW ESTIMATION — II. ENHANCED SINGLE-PHASE FLUENT MODEL IN CONJUNCTION WITH MEASURED PROFILES OF STEAM VELOCITY AND LONGITUDINAL WATER TEMPERATURE

Stasys Gasiunas, Marijus Seporaitis, Benediktas Cesna,
Mindaugas Valincius, Raimondas Pabarcius,
& Darius Laurinavicius*

Lithuanian Energy Institute, Kaunas, Lithuania

* Address all correspondence to S. Gasiunas E-mail: stasys@mail.lei.lt

The results of condensation implosion tests (Almenas et al., 2006) and slug flow occurrence (Chun and Yu, 2000) lead to the conclusion that condensation may have some serious impact on steam–liquid interface stability. To explore this in detail a special test facility was constructed and the FLUENT 3D model (single phase with condensation simulation) is developed at the Lithuanian Energy Institute. The following investigation seeks to determine the condensation influence on the stability of a horizontal two-phase flow interface and the overall purpose of the program is to employ transitional behaviors with positive feedback between momentum and energy transfer in real systems.

This paper presents the experimental test facility developed at LEI and the methodology of the experiments whose results were employed to adapt and verify the FLUENT 3D model. Preliminary results of modeling show that both the boundary-layer thickness and interfacial shear strongly depend on condensation.

KEY WORDS: *interfacial shear, shear at steam–water interface, co-current steam–water flow, horizontal channel, steam velocity profile*

1. INTRODUCTION

At the Lithuanian Energy Institute (LEI) an experimental program is in progress, which seeks the wide control over direct contact condensation behavior. The most important regime is condensation implosion that can occur in stratified vapor and subcooled liquid two-phase flow condition. The analysis of condensation implosion

NOMENCLATURE

C_μ	empirical viscosity coefficient used in turbulence model	U	local flow velocity, m/s
D_{eq}	equivalent diameter, m	U_{max}	maximum velocity at the current cross section, m/s
h_{w1}	enthalpy of water at the beginning of the channel, kJ/kg	V_{water}	measured water input flux, L/h
h_{w2}	enthalpy of water at the end of the channel, kJ/kg	x	axial coordinate, m
h_{ev}	specific enthalpy of evaporation, kJ/kg	y	vertical coordinate, m
I	turbulence intensity, %	y_{max}	height of the steam flow in the channel, m
k	turbulent kinetic energy, m^2/s^2	Greek symbols	
l	turbulence length scale, mm	δu	normal velocity gradient at the wall, m/s
M_w	mass flow rate of water, kg/s	δy	distance to the wall, m/s
Re	Reynolds number	μ	dynamic viscosity, kg/(m·s)
t_{steam}	average temperature of steam, °C	ρ_{water}	density of water, kg/m^3
		ω	specific dissipation rate, s^{-1}

tests results (Almenas et al., 2006) and slug flow occurrence (Chun and Yu, 2000) leads to the conclusion that condensation may have some serious impact on steam–liquid interface stability. A special test facility to verify this presumption was constructed and the specific FLUENT 3D model (single phase with condensation simulation) was developed. The present investigation aims to determine the condensation influence on the stability of the horizontal two-phase flow interface. Experimental and numerical studies of processes, that take place near the interface, are widely overviewed by Wongwises and Kalinitchenko (2002) and Fulgosi et al. (2003).

This is the second article in the series of interfacial shear stress studies and it presents two main topics: condensation effect on steam velocity profile and interfacial shear stress dependence on condensation. The first article (Gasiunas, 2011) left a question on the variation of condensation intensity along the channel that was meant to have a hyperbolic slope. In order to clarify this question, a longitudinal profile of the water temperature was measured. According to these temperatures, coupled with the data on steam and water inlet rates, the local flux of condensing steam was calculated along the channel. The values of this local condensation rate were used in the improved FLUENT model as the boundary condition. Also the additional velocity profiles were measured in another cross section of the channel to improve the reliability of the simulated results.

2. EXPERIMENTAL FACILITY

The experiments were performed in a horizontal rectangular stainless steel channel with the 1200-mm long, 100-mm high, and 20-mm wide inner test section. BoSi windows mounted on both sides of the channel allowed visual observation of the flow. In order to reduce heat losses the entire channel (stabilization, measurement, inflow, and test sections) was properly insulated. Figure 1 shows a principal scheme of the experimental facility.

A bit superheated ($102\text{--}107^{\circ}\text{C}$) steam flows through the pipe (1) ($\varnothing 27\text{ mm}$) to the test section (2) and finally freely discharges to the atmosphere. The steam temperatures were measured using K-type (Ni–Cr/Ni–Al) thermocouples (3). The ceramic comb (4), mounted in the intake of the test section, consists of about 850 rectangular 1-mm wide/high and 95-mm long minichannels. The comb eliminates not only large steam eddies arising due to the change in the channel shape (from $\varnothing 27\text{ mm}$ to rectangular $20 \times 75\text{ mm}$), but additionally forms a nearly rectangular initial velocity profile. The steam velocity at the test section intake was maintained constant (4, 6, and 8 m/s) by the electric linear actuator (5) in accordance with readings of the vortex-type flow measuring system "Endress+Hauser" (6). The steam velocity profiles within the test section were measured using the Pitot static tube, connected to the differential pressure transmitter "Fuji Electric FCX-AII" (7), whose accuracy and range were 0.07% and 0–150 Pa, respectively. The velocity measurement points were located on the vertical lines in the center of two cross sections 550 mm ($x/d_{\text{eq}} = 17$) and 1000 mm ($x/d_{\text{eq}} = 31$) downstream from the intake. Each steam velocity profile was obtained by sequentially taking readings

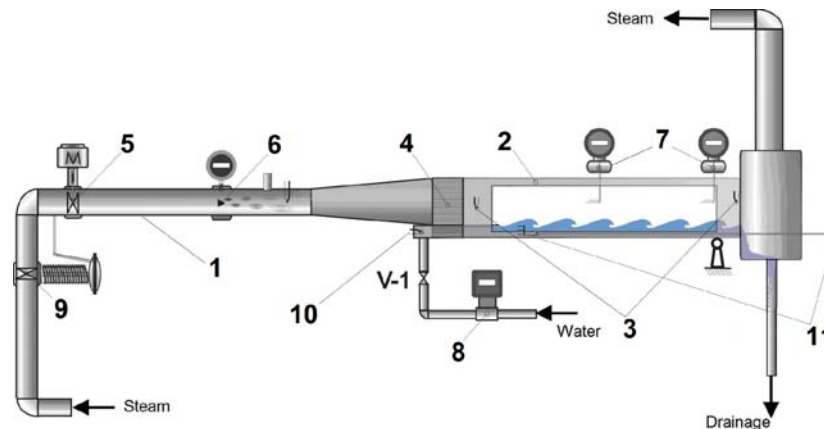


FIG. 1: Experimental facility: 1) intake pipe; 2) rectangular test section; 3) thermocouples in steam; 4) comb; 5) electric linear actuator for steam flow adjustment; 6) vortex type steam flow meter; 7) Pitot static tube, connected to differential pressure transmitter; 8) electromagnetic water flow meter; 9) direct working smother of steam flow fluctuations; 10) thermocouple in water entrance; 11) assembly of thermocouples sliding in water; V-1 — water supply adjustment valve

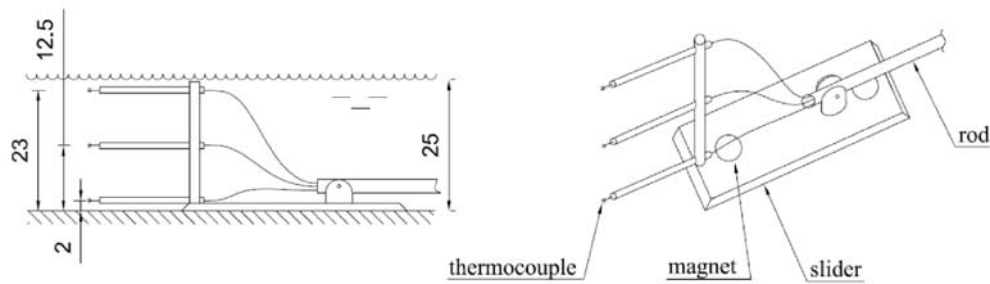


FIG. 2: Principal scheme of sliding thermocouples assembly

downward from the top. The distance between the two adjacent measuring points varies from 0.5 mm near the interface and upper wall to 4 mm in the central part.

The cold water is also supplied at the beginning of the test section with 10 L/h and 50 L/h inflow rate. The constant water level of 25 mm was maintained during all experiments and calculated average velocities were 0.005 m/s and 0.055 m/s, respectively. The water flow rate was controlled by a valve (V-1) in accordance with readings of an electromagnetic water flow meter "ISOIL" (8). The water temperature was measured by one thermocouple stationary mounted at the beginning of the channel and sliding assembly. This assembly of three K-type thermocouples placed at different heights (Fig. 2) allows one to measure an average water temperature at any distance within the $x = 160\text{--}1120\text{-mm}$ region. The 20-mm interval was selected for water temperature longitudinal profile measurement.

Figure 3 shows water longitudinal temperature profiles measured along the channel at steam inlet velocities 4, 6, and 8 m/s and water supply of 10 and 50 L/h.

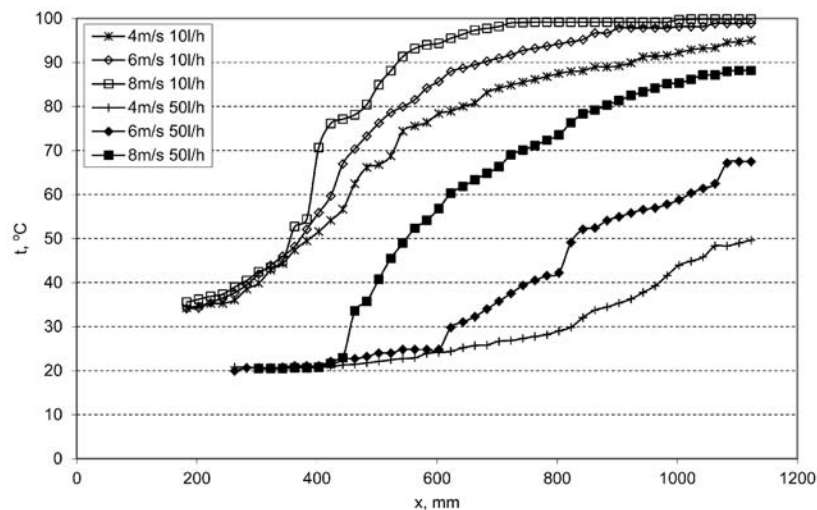


FIG. 3: Average water temperature along channel

These temperature profiles can be interpreted as water warm up process indicator. The steam flowing inside the channel condenses on the cold water surface. The condensation (by phase change heat and resulting hot condensate) warms up the water surface and underneath (by diffusion and advection). In the case of a vertically stratified horizontal interface, the Archimedes force builds up density and therefore temperature gradients. So, in the absence of additional disturbing forces there is no advection (bulk fluid motion). That is why near the interface the water layer quickly reaches an almost saturated temperature and condensation flux becomes very poor. In fact, the condensation becomes limited by water self-diffusion (molecular diffusivity of heat in water), regardless of bulk temperature difference.

In the experiments conducted this additional disturbance was provided by different velocities of phases. The momentum of a faster steam flow accelerates the water surface and underneath motion (by friction and viscosity). The measured water temperature profiles along the channel (Fig. 3) show interesting regions of hyperbolic and exponential water downstream warming. In these regions (where temperature grows rapidly in the whole water layer) the corresponding extensive refraction effects were observed visually. May be here occurs intensive bulk mixing of different density (temperature) waters and this deserves a further separate study. However, such a quick temperature growth, as within the $x = 350\text{--}550\text{-mm}$ region at 8 m/s steam flow and 10-L/h water supply, indicates that the steam condensation process becomes very intensive. It should increase steam velocity at the condensation surface with thinning of the hydrodynamic boundary layer and distorting the steam velocity profile.

3. FLUENT MODEL

In this work, the FLUENT 6.3 CFD code was used. A numerical single-phase model of the rectangular channel was created to get interfacial shear by using the experimental data as an input.

3.1 Model Mesh

Gambit 2.4 was used to create a mesh of horizontal rectangular channel (see Fig. 4).

Here the contours of the channel inner space and a mesh of a single-phase 3D model are shown. A computational domain is divided into 3.2×10^6 hexahedral elements. In order to optimize technical resources and calculation time, the elements were created smaller near the walls and larger in the center. Also the symmetry boundary condition was helpful as the channel is symmetrically dividable by the central x – y plane and only one half was modeled. Along the y axis 100 elements whose size varies from 0.1 mm (near the wall) to 2.5 mm (in the center) were created. Along the z axis 20 elements with the size ranging from 0.1 mm to 1 mm were created. Only on the x axis the size of the elements was constant, i.e., 1 mm. The whole mesh was 10 mm in width (the channel width is 20 mm), 1200 mm in length, and 75 mm in height (the channel overall height is 100 mm). The

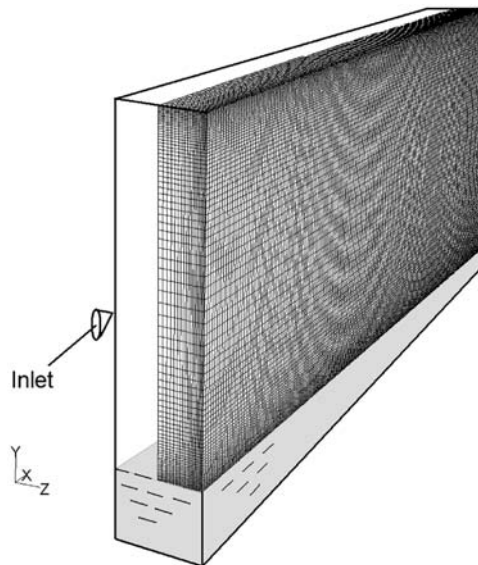


FIG. 4: Mesh of the experimental channel

comparison with a mesh which had more fine cells showed tiny differences in the results, so the fineness of our model was taken to be sufficient. Model walls were assumed to be hydrodynamically smooth. Heat exchange with the environment was not taken into account and the energy equation does not deal with it.

3.2 Boundary Conditions

The standard $k-\omega$ model was chosen for turbulent steam flow ($Re = 6000-12,000$) modeling. This model of turbulence is based on the Wilcox two-equation model (Wilcox, 1998). It is more suitable than the $k-\epsilon$ model in the cases where a border area of the flow is important. But the $k-\omega$ model requires a very fine mesh in the near-wall region, so it is suggested to create cells of size of about $y^+ \leq 4-5$.

The model is based on the single precision, time-stationary, pressure-gradient computing method.

3.3 Initial Conditions

The modeling was performed with the same average velocity of a steam flow in the channel inlet as in the experiments. So the steam inflow had 4, 6, and 8 m/s (Re is 6000, 9000, and 12,000, respectively) velocity with a flat profile and high gradients near the walls after the inlet. The pressure was atmospheric. The density and viscosity of steam were taken in accordance with experimental temperature (Table 1) and pressure, so in individual tests $\rho = 0.586-0.594 \text{ kg/m}^3$ and $\mu = 1.253-1.234 \times 10^{-5} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$.

TABLE 1: Total condensing steam flux along the channel

$U_{\text{steam in, m/s}}$	$t_{\text{steam, }^\circ\text{C}}$	$V_{\text{water, L/h}}$	$\Sigma M_{\text{cond, g/s}}$	$\Sigma G_{\text{cond, \%}}$
4	102.0	10	0.32	9.2
4	103.6	50	0.74	20.6
6	104.8	10	0.32	6.2
6	103.5	50	1.21	22.5
8	107.1	10	0.32	4.5
8	106.1	50	1.71	24.3

The turbulent kinetic energy k and specific dissipation rate ω were calculated using empirical expressions (FLUENT user's guide, 2006):

$$k = \frac{3}{2} (\bar{u} I)^2, \quad \omega = \frac{k^{0.5}}{C_\mu^{0.25} l}, \quad (1)$$

$$I = 0.16 (\text{Re})^{-1/8}, \quad C_\mu = 0.09, \quad l = 0.07L, \quad L = D_{\text{eq}}. \quad (2)$$

The challenge was to simulate the steam condensation on the water surface by using a simple single-phase model. The model bottom had to be designed with allowed steam outflow and herewith having capability to extract "interfacial" shear. The semi-permeable approach was chosen. It simulates the condensation-like loss from bulk flow and has friction (on rake-type wall faces). The geometry of the simulated steam/water interface created as lateral sequence of arrays, consisting of 1-mm wide and 80-mm long solid walls and outflows (Fig. 5). Thus, the bottom of the channel model was divided into 15 equal parts by the x axis and each part has five outflows. In total there were 75 outflows at the bottom through which a part of steam could be drained locally (calculated on the basis of experimental measurements). Nevertheless, calculation with such design of the bottom generated reversed flows and it was not able to achieve solver convergence. This is because outflow boundary condition is obeyed only in fully developed flows (the diffusion flux for all flow variables in the exit direction is zero). Unfortunately the situation at the bottom of the channel is not like that. In order to simply avoid this limitation, 75 additional volumes with a length of 80 mm, a width of 1 mm, and a height of 1 mm were connected to the bottom of the channel model. So the outflows at the bottom moved 1 mm down. The added volumes are assigned as a fixed-velocity and laminar flow zones. The values of fixed velocity are calculated individually for each volume in accordance with the flow rate. Such geometry allowed the simulation of the steam flow in the channel with some (0 to 24%) drainage through 75 bottom outflows.

In the experiments, the condensed steam flow rate depends on the inlet steam flow rate and the cooling water flow rate. It is assumed that in the channel water

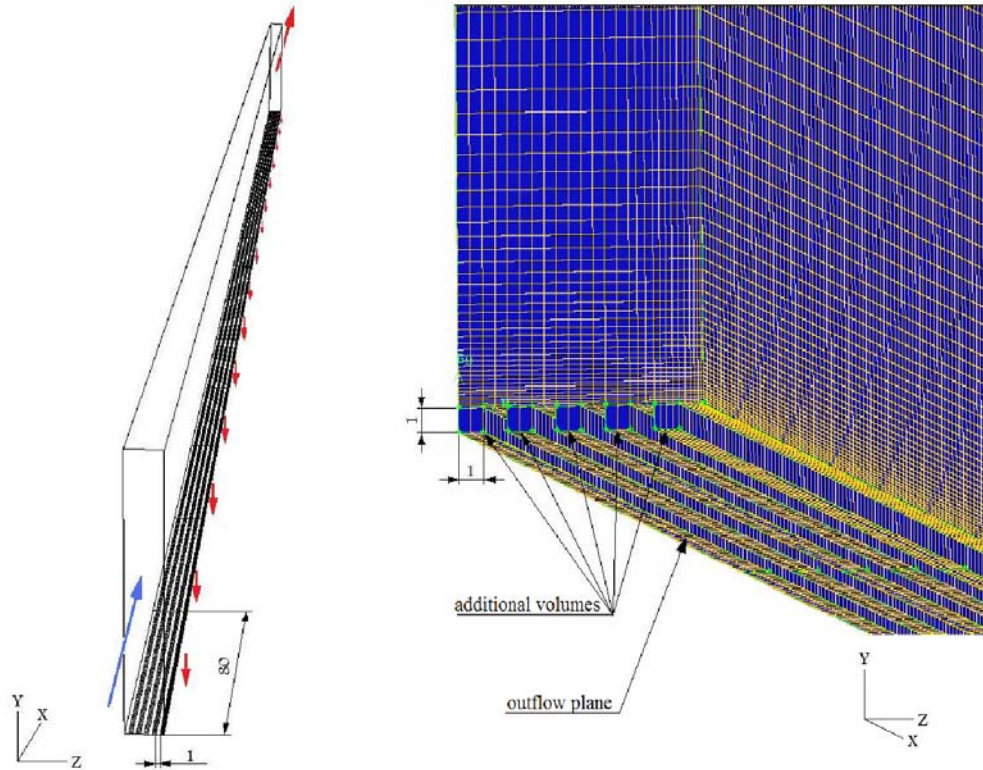


FIG. 5: Principal scheme of semi-permeable bottom

is heated only due to direct contact with condensing steam. The average water temperature was measured every 20 mm along the channel in the range of $x = 160\text{--}1120$ mm. So the condensed steam flow rate for each 20-mm long section was calculated according to the measured temperature differences. Then the heat and mass fluxes from steam to water were calculated by the equations:

$$Q_{\text{cond}} = (h_{w2} - h_{w1}) M_w \left(\frac{\text{kJ}}{\text{s}} \right), \quad (3)$$

$$M_{\text{cond}} = \frac{Q_{\text{cond}}}{h_{\text{ev}}} \left(\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right). \quad (4)$$

The total flux of the condensed steam is given in Table 1. It depends on the steam inlet velocity and the cooling water flow rate.

Although the temperature measurements were carried out at 20 mm intervals along the channel, the bottom wall segmentation in the FLUENT model was optimized to intervals of 80 mm. The experimentally obtained longitudinal condensa-

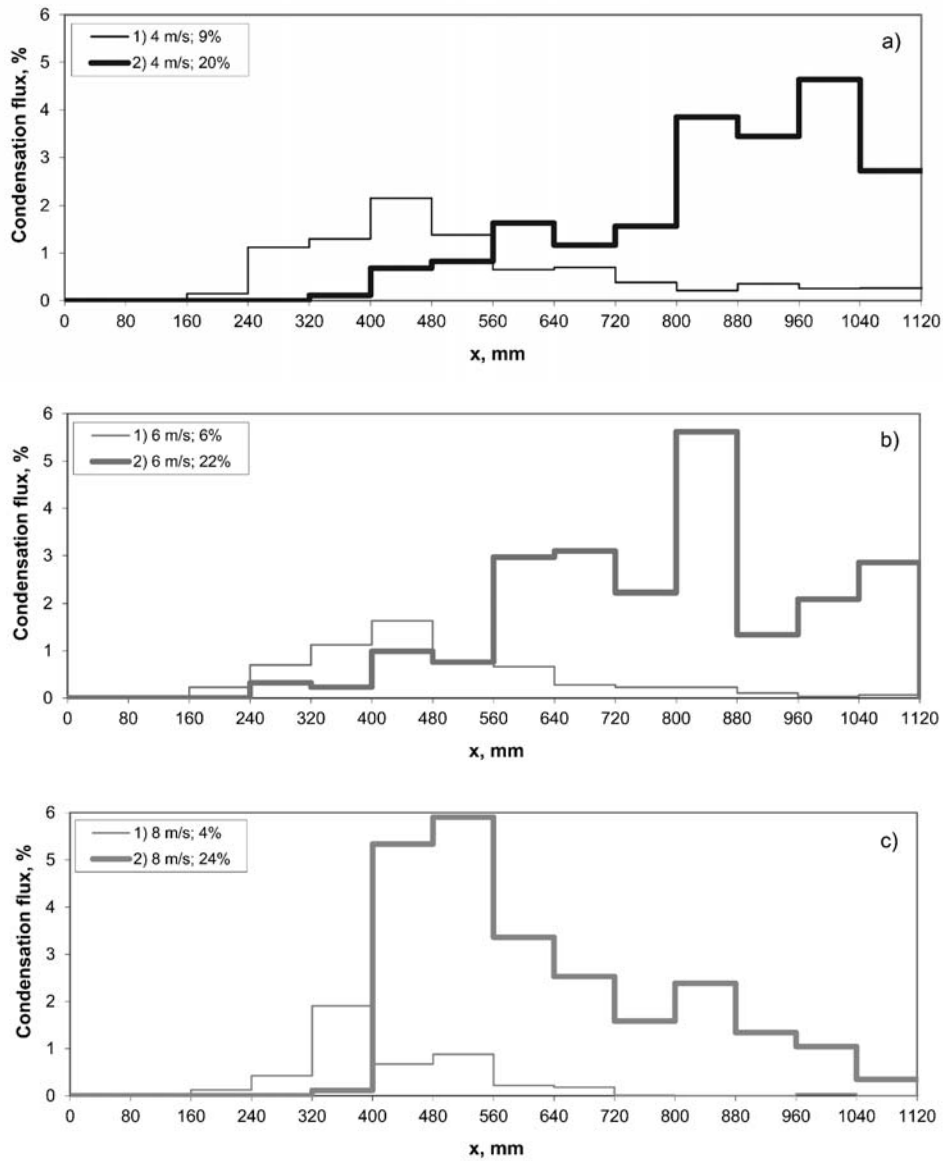


FIG. 6: Longitudinal steam drainage distribution in the FLUENT model: a) steam inlet velocity 4 m/s, total condensing steam flux 9% and 20%, b) steam inlet velocity 6 m/s, total condensing steam flux 6% and 22%, c) steam inlet velocity 8 m/s, total condensing steam flux 4% and 24%

tion profile was discretized as distribution of the steam outflows through semi-permeable wall segments. Figure 6 shows a percentage distribution along the channel used for an input data into the FLUENT model.

4. RESULTS

4.1 Measured and Simulated Velocity Profiles

Using FLUENT, a single-phase model with specific geometry was developed to obtain shear stress on the semi-permeable bottom wall, which simulates the steam-water interface. The direct steam condensation on the free water surface in the numerical model is simulated by use of local condensation fluxes, obtained from the experiments. The thus-simulated result should be similar to a real steam flow behavior under the conditions of downstream condensation. The simulated steam velocity profiles have to match the measured ones to get trusted modeling results. However, as the aim is shear stress on the semi-permeable wall evaluation — some variance is acceptable at far distances from the interface region. The comparison of measurement data and modeling results is shown in Figs. 7–15. In these figures, $y = 0$ indicates the top of the test section and $y = 1$ indicates the water surface.

The comparison shows the mismatch of experimental and simulated profiles in the channel upper part. It can be explained by the channel design. The channel glass is only 92 mm in height, so at the top of the side wall a 4-mm metal stripe is left. Metal is more conductive to heat so the droplets condense on it and this

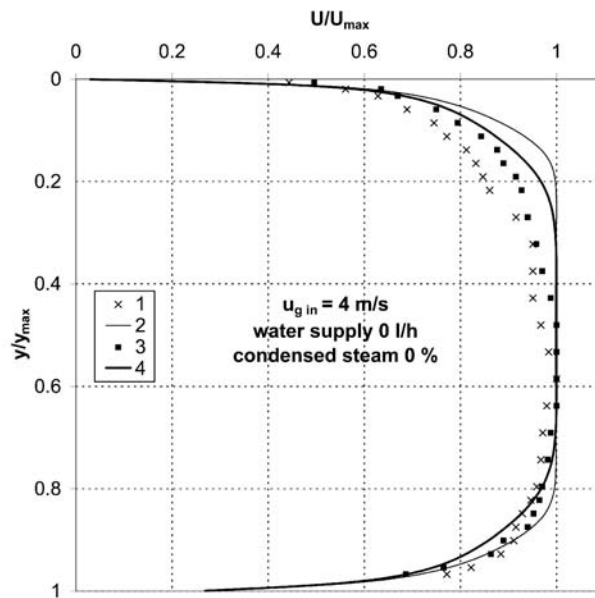


FIG. 7: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 4 m/s, water supply 0 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

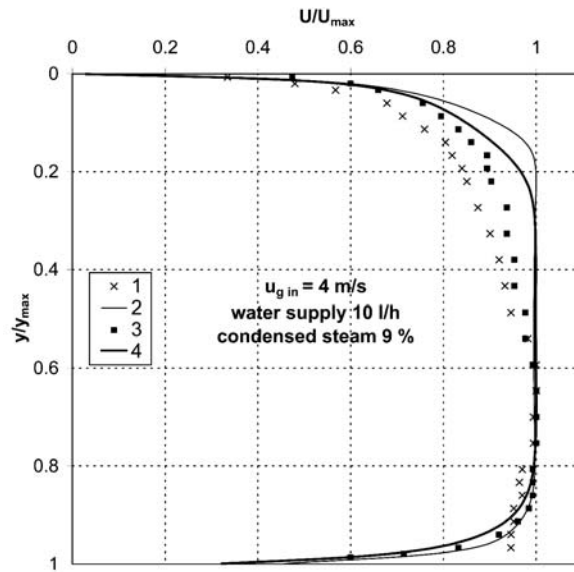


FIG. 8: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 4 m/s, water supply 10 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

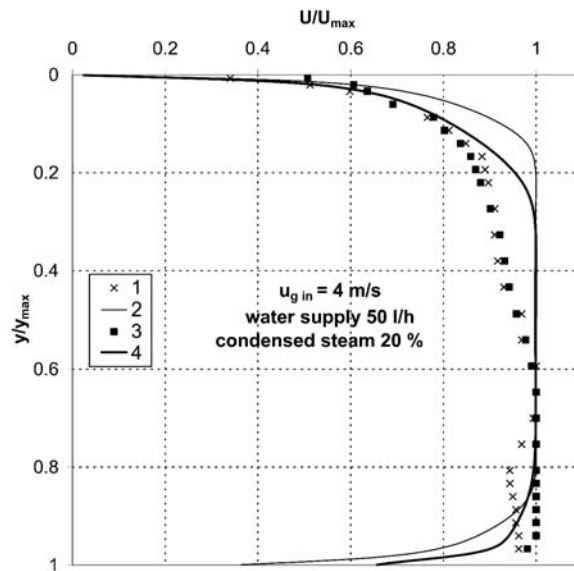


FIG. 9: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 4 m/s, water supply 50 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

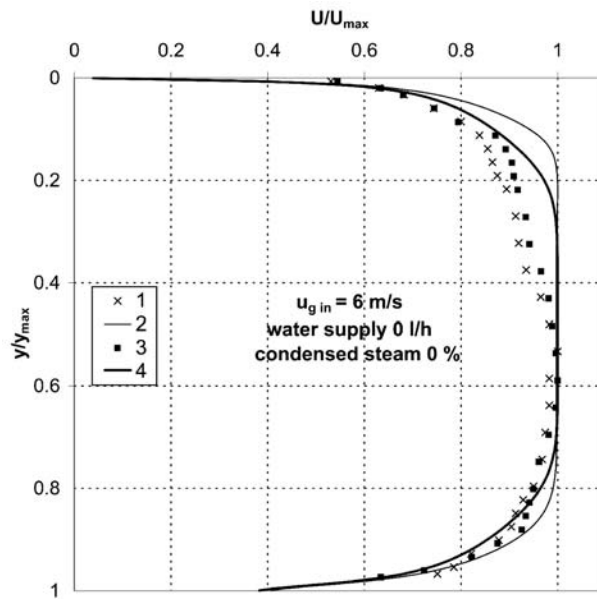


FIG. 10: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 6 m/s, water supply 0 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

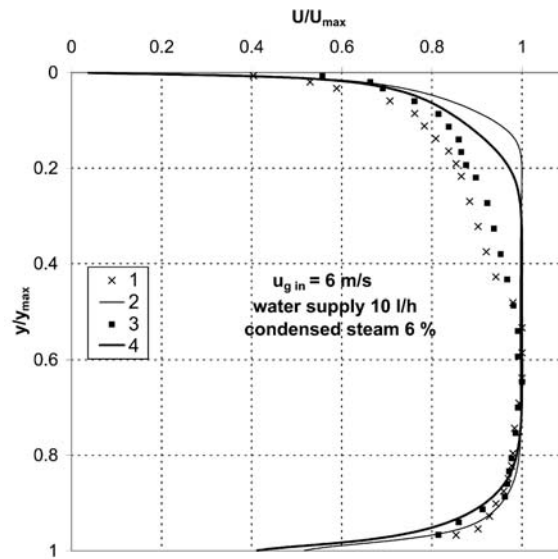


FIG. 11: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 6 m/s, water supply 10 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

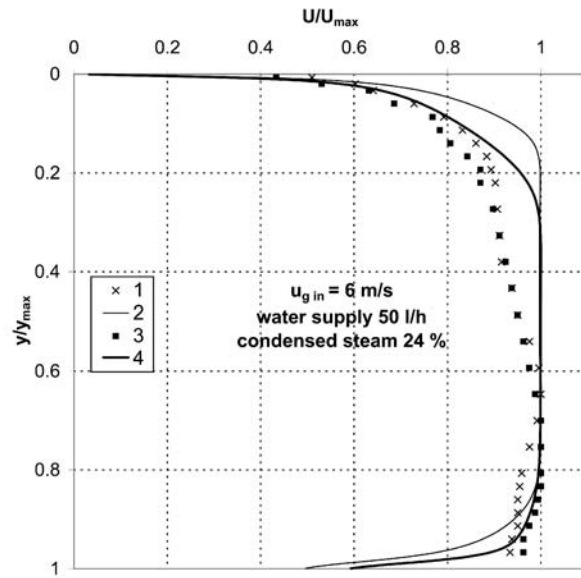


FIG. 12: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 6 m/s, water supply 50 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

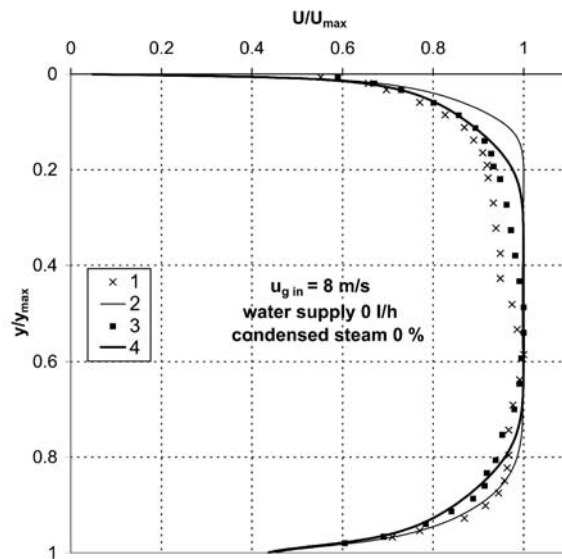


FIG. 13: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 8 m/s, water supply 0 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

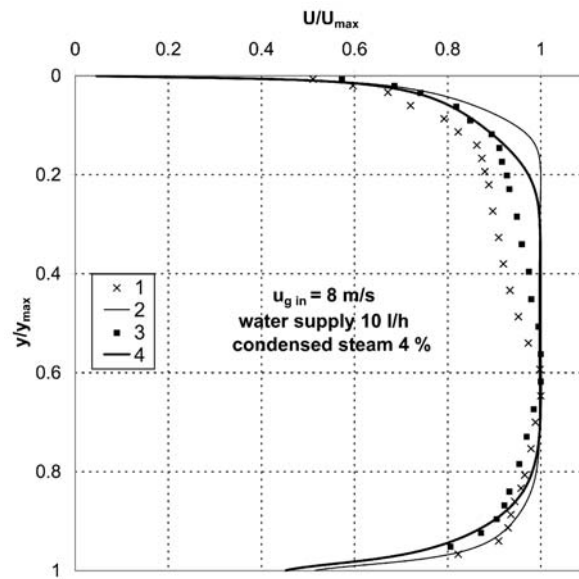


FIG. 14: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 8 m/s, water supply 10 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

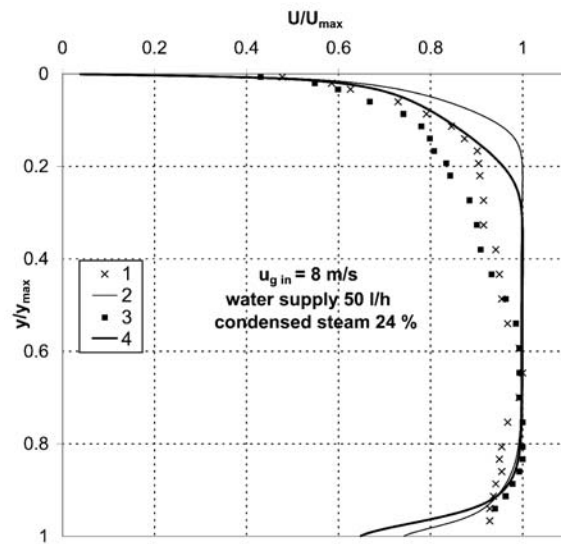


FIG. 15: Measured and simulated steam velocity profiles (steam inlet velocity 8 m/s, water supply 50 L/h) at different distances from the inlet: 1) measurement at 0.55 m; 2) FLUENT at 0.55 m; 3) measurement at 1 m; 4) FLUENT at 1 m

surface turns to rough. This peculiarity of the upper channel corners was not modeled. However, the deviation at far distances from the bottom wall should not have a significant influence on interfacial shear results. The figures show that steam condensation affects both: the boundary layer thickness at the bottom (which becomes much thinner), and the position of velocity profile maximum region (pulls down).

The more intense condensation, the stronger is its effect on the velocity profile. This means that steam condensation on the water surface can strongly affect the interfacial shear. Comparison of the velocity profiles at distances of 0.55 m and 1 m shows that slowly flowing water warms up in the first half of the channel. That is why the intensity of condensation decreases in another half.

4.2 Interfacial Shear Stress Simulation Using FLUENT

Wall shear stress in FLUENT is defined by (CFD-online, 2012):

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} . \quad (5)$$

We assume that shear stress on the semi-permeable wall corresponds to the interfacial shear. Figure 16 shows the FLUENT-simulated longitudinal profiles of the wall shear stress on the centerline of the semi-permeable bottom wall. At the beginning a huge shear stress on the bottom wall is not realistic due to an ideally flat initial velocity profile in the FLUENT model. In reality, the gradient near the wall was high, but not so that the velocity at the wall would be the same as at the center. At some distance a turbulent boundary layer is developed and velocity near the wall drops down together with shear stress. In the experimental facility the steam and water contact also occurs not from the beginning, but at a distance of 160-mm from the inlet. In order to separate the phases at the inlet and allow them to stabilize before the contact, the metal blade (160-mm long, 20-mm wide, and 5 to 0-mm thick) is placed. Due to this the estimation of an average and maximum shear stress does not take into account the $x = 0$ –160 mm region. Figure 16 also shows maximum shear values and the location of maximum shear, which nearly corresponds to the location of the highest local condensation (Fig. 6). Figure 17 shows average (in the $x = 160$ –1120 mm region) shear stress dependence on the condensation intensity.

The conjunction of an experiment and simulation results shows that condensation leads to a significant increase of the interfacial shear stress. For example, an increase of the average shear stress up to 50%, 45%, and 88% was found at steam inlet velocities of 4 m/s, 6 m/s, and 8 m/s, respectively, while an increase of shear stress maximum values is much greater, 119%, 97%, and 184% at steam inlet velocities of 4 m/s, 6 m/s, and 8 m/s, respectively.

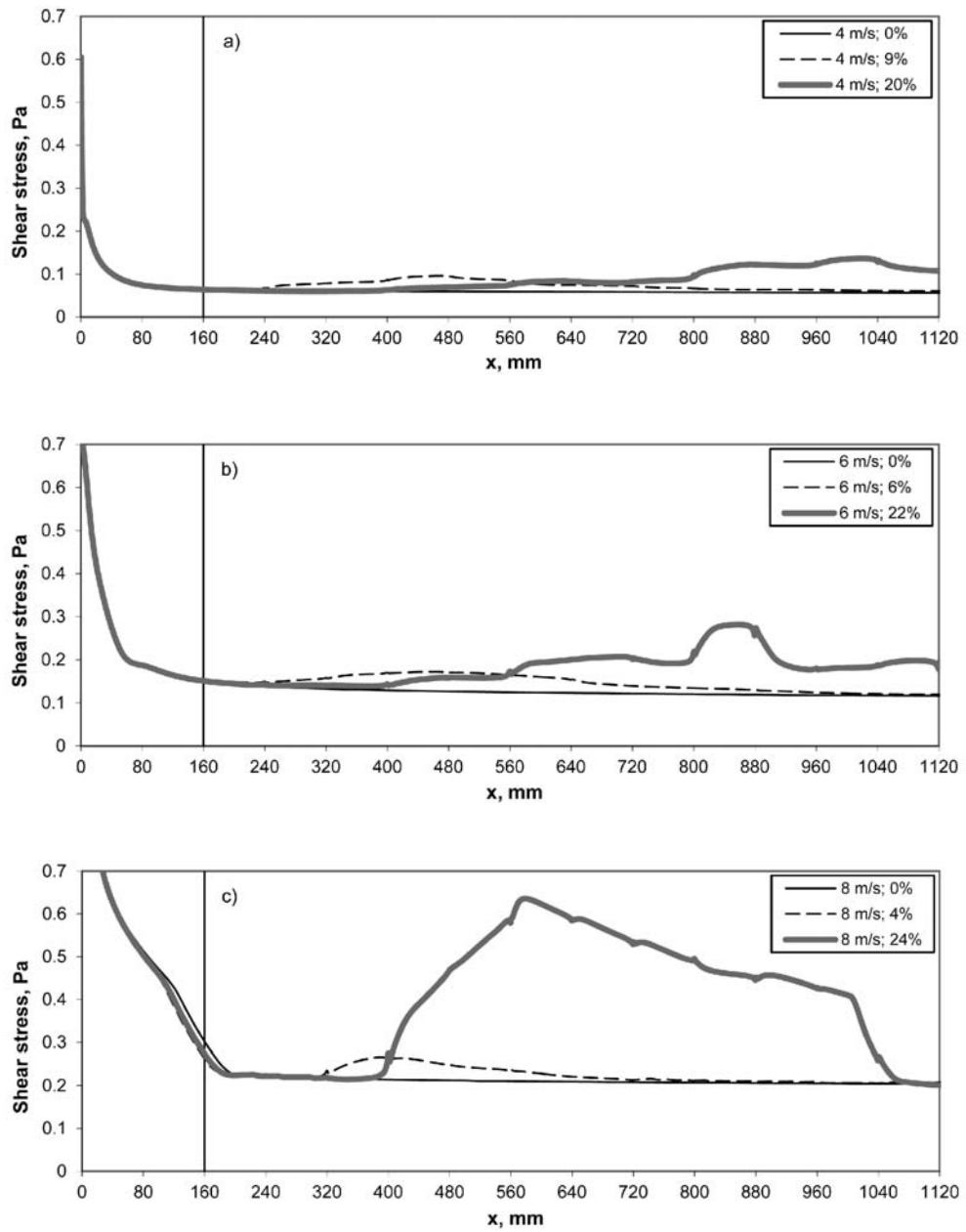


FIG. 16: Shear stress along the channel simulated by FLUENT: a) average steam velocity 4 m/s and condensation 0%, 9%, and 20%; b) average steam velocity 6 m/s and condensation 0%, 6%, and 22%; c) average steam velocity 8 m/s and condensation 0%, 4%, and 24%

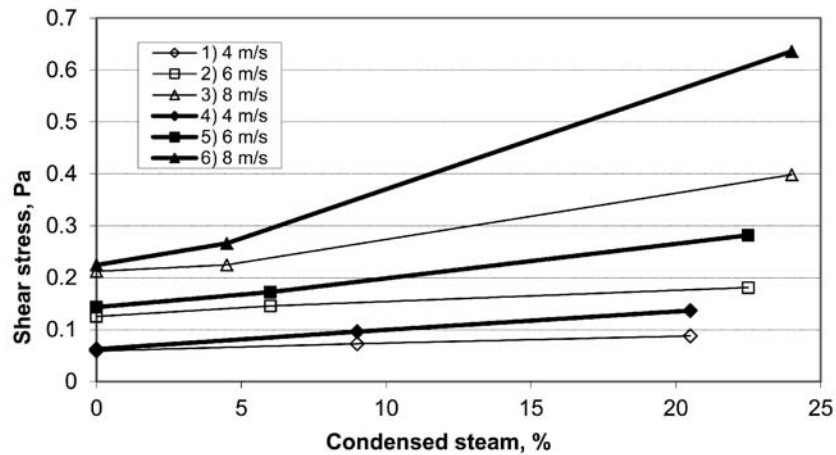


FIG. 17: Shear stress dependence on the condensed steam percentage: 1, 2, 3) average shear stress; 4, 5, 6) maximum shear stress

5. CONCLUSIONS

The experimental study and numerical simulation were performed to evaluate condensation influence on the stability of the steam–water interface. The complex FLUENT model was developed by using the experimentally measured steam velocity and water temperature. Numerical simulation gave the shear stress at the interface, which in some cases appeared three times greater compared with the noncondensable flow case. Condensation on a cold water surface affects the steam velocity profile. The measured and simulated steam velocity profiles show a thinning of the hydrodynamic boundary layer and velocity of steam gets higher near the water surface. This is why shear stress increases on the steam–water interface. The obtained simulated shear stress was similar in shape to condensation flux along the channel.

In general, the study showed that steam condensation may strongly decrease the stability of the steam–water interface. In future it is necessary to investigate the behaviour of water turbulence at near-interface region in more detail.

REFERENCES

- Almenas, K., Pabarcus, R., and Seporaitis, M., Design and tests of a device for the generation of controlled condensation implosion events, *Heat Transfer Eng.*, vol. 27, Issue 3, pp. 32–41, 2006.
- Boomkamp, P. A. M. and Miesen, R. H. M., Classification of instabilities in parallel two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, pp. 67–88, 1996.
- Chun, M. H. and Yu, S. O., Effect of steam condensation on countercurrent flow limiting in nearly horizontal two-phase flow, *Nucl. Eng. Design*, vol. 196, pp. 201–217, 2000.
- CFD-online [http://www.cfd-online.com/Wiki/Wall_shear_stress], 2012.

- FLUENT 6.3 User's Guide, Fluent Inc, 2006 [http://hpce.iitm.ac.in/website/Manuals/Fluent_6.3/Fluent.Inc/fluent6.3/help/html/ug/node486.htm].
- Fulgosi, M., Lakehal, D., Banerjee, S., and De Angelis, V., Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air–water flow with a deformable interface, *J. Fluid Mech.*, vol. 482, pp. 319–345, 2003.
- Gasiunas, S., Seporaitis, M., Cesna, B., Valincius, M., Pabarcius, R., and Laurinavicius, D., Interfacial Shear of Co-Current Steam–Water Flow Estimation — I. Single-Phase FLUENT Model in Conjunction with Measured Total Increment of Water Temperature and Steam Velocity Profile Data, *Heat Transfer Research*, vol. 42, pp. 629–643, 2011.
- Wilcox, D. C., *Turbulence Modelling for CFD*, La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998.
- Wongwises, S. and Kalinitchenko, V., Mean velocity distributions in a horizontal air–water flow, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 28, pp. 167–174, 2002.

PRIEDAS

Greičio matavimo sistemos kalibravimo liudijimas

0587 + 13



LIETUVOS ENERGETIKOS INSTITUTAS
ŠILUMINIŲ ĮRENGIMŲ TYRIMO
IR BANDYMŲ LABORATORIJA



KALIBRAVIMAS
ISO/IEC 17025

Nr. LA. 02. 004

KALIBRAVIMO LIUDIJIMAS Nr. 92/08-A

Data	- 2008-06-27	Psł. Nr./psł. sk.
Kalibravimo data	- 2008-06-27	1/2
Užsakymo Nr.	- 92/08-A	
Kalibruojamasis objektas	- Oro greičio matuoklis	
Sudėtis		
1. Statini Pito vamzdelis	- L tipo, LEI gamybos	
Numeris	- Nr.16	
Matavimo ribos	- (0,5 ÷ 13) m/s	
Koeficiento kitimo ribos	- 0,99 ± 0,01	
2. Skirtuminio slėgio keitiklis	-	
Tipas	- FKCV22V4PKCYAA	
Numeris	- A4A4164F	
Matavimo ribos	- (0 ÷ 0,15) kPa	
Leidžiamoji paklaida	- ±0,07 %	
Savininkas	- Lietuvos Energetikos Institutas, 17 laboratorija	

Kalibravimo metodas. Kalibravimas atliktas pagal metodiką KM-1E-MP01:2005.

Sietis. Statinis Pito vamzdelis kalibruotas, naudojant oro (dujų) greičio matuoklių kalibravimo/patikros įrenginį Nr. 1E, kurio geriausia oro greičio matavimo galimybė $\pm (50 \div 1,0) \%$, kai $v = (0,05 \div 60)$ m/s, kalibravimo liudijimas Nr. 53/07-L, išduotas 2007-05-21 LEI.

Aplinkos sąlygos. Atmosferos slėgis 100,4 kPa, oro temperatūra 19,8 °C, santykinė oro drėgmė 46,4 %.

Kalibravimo rezultatai. Kalibravimo rezultatai pateikti 2 puslapyje

Kalibravimo neapibrėžtis. Išplėstinė neapibrėžtis apskaičiuota sumine standartinė neapibrėžtį padauginus iš aprėpties daugiklio $k=2$, kuris, esant normaliajam skirstiniui, atitinka 95 % pasiklivimo lygmenį. Standartinė neapibrėžtis apskaičiuota remiantis dokumentu EA-4/02.



Metrologas

Laboratorijos vadovas

(parašas)

Vytautas Janušas
(vardas, pavardė)

(parašas)

Antanas Pedišius
(vardas, pavardė)

Šis dokumentas gali būti kopijuojamas tik pilnai.

Breslaujos g. 3, LT-44403 Kaunas-35

Tel. (8-37) 40 18 63, faksas (8-37) 35 12 71, el. paštas: testlab@mail.lei.lt, www.lei.lt

SL344. 2018-09-12, 19,5 leidyb. apsk. 1. Tiražas 12 egz. Užsakymas 265.
Išleido Kauno technologijos universitetas, K. Donelaičio g. 73, 44249 Kaunas
Spausdino leidyklos „Technologija“ spaustuvė, Studentų g. 54, 51424 Kaunas