

LIETUVOS ENERGETIKOS INSTITUTAS

PAULIUS VILKINIS

SKYSČIO SRAUTO DINAMIKOS IR  
STRUKTŪROS TYRIMAS KANALUOSE SU  
STRUKTŪRIZUOTAIS PAVIRŠIAIS

Daktaro disertacija  
Technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija (T 006)

2019, Kaunas

Disertacija rengta 2015–2019 m. Lietuvos energetikos institute, Šiluminių įrengimų tyrimo ir bandymų laboratorijoje.

**Mokslinis vadovas:**

dr. Nerijus Pedišius (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija – T 006).

Interneto svetainės, kurioje skelbiama disertacija, adresas:

<http://ktu.edu>

Redagavo:

Irma Urbonavičienė (Lietuvos energetikos institutas)

© P. Vilkinis, 2019

ISBN 978-609-02-1669-9

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

## TURINYS

SANTRUMPOS.....	5
ŽYMĖJIMAI.....	5
ĮVADAS.....	7
1. LITERATŪROS APŽVALGA .....	10
1.1. Atgalinio laipto aptekėjimas .....	10
1.2. Kavernų aptekėjimas .....	19
1.2.1. Kavernų tipai ir klasifikavimas.....	19
1.2.2. Uždarą ir pereinamojo tipo kavernų aptekėjimo apžvalga ....	21
1.2.3. Atvirojo tipo kavernų aptekėjimo apžvalga.....	23
1.3. Literatūros apžvalgos apibendrinimas ir darbo uždavinių formulavimas .....	25
2. TYRIMŲ METODIKA IR ĮRANGA.....	28
2.1.1. Fizinis objektas .....	28
2.1.2. Mikrosrautų vizualizacijos sistema.....	29
2.1.3. Pagrindiniai dydžiai ir sąvokos.....	31
2.1.4. Matavimo rezultatų apdorojimas .....	32
2.2. Debito ir greičio matavimo tikslumo įvertinimas .....	33
2.3. Recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo tikslumo įvertinimas .....	35
2.4. Skaitiniai metodai .....	36
2.5. Tyrimo metodų validacija.....	41
2.5.1. Tekėjimas tiesiame kanale.....	41
2.5.2. Greičio profilių priklausomumas nuo $Re_{Dh}$ .....	42
2.5.3. Srauto stabilizacija kanale .....	43
2.6. Laipto formos įtakos palyginimas .....	43
3. TYRIMŲ REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS .....	45
3.1. Tekėjimas pereinamojo ir uždarą tipo kavernose.....	45
3.1.1. Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo $Re_{Dh}$ .....	45
3.1.2. Vidinė recirkuliacinės zonos struktūra .....	48
3.1.3. Eksperimentinių ir skaitinių rezultatų palyginimas .....	51

3.2. Parametrinė analizė.....	54
3.2.1. Kavernos santykinio ilgio ir gylio įtaka recirkuliacinės zonos ilgiui.....	55
3.2.2. Slėgio gradiento įtaka prisijungimo taško padėčiai .....	59
3.2.3. Turbulentinės kinetinės energijos ir sukūringumo pasiskirstymas kavernoje.....	61
3.2.4. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo $Re_{hl}$ .....	64
3.2.5. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo geometrinių kavernos parametrų nustatymas .....	67
3.2.6. Recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos apibendrinimas.....	69
3.3. Tekėjimas atvirojo tipo kavernoje .....	69
3.3.1. Greičio pasiskirstymas atvirojo tipo kavernoje .....	70
3.3.2. Erdvinis greičio pasiskirstymas atvirojo tipo kavernoje.....	73
3.3.3. Pirminio sūkurio struktūra atvirojo tipo kavernoje.....	83
3.3.4. Tekėjimo struktūros atvirojo tipo kavernoje apibendrinimas ...	85
3.3.5. Pulsuojantis tekėjimas atvirojo tipo kavernoje .....	87
3.3.6. Erdviniai greičio profiliai esant pulsuojančiam tekėjimui .....	89
4. PRAKTINIS TYRIMŲ KAVERNOSE REZULTATŲ IR ĮRANGOS PANAUDOJIMAS .....	93
5. DISERTACIJOS REZULTATŲ TRŪKUMAI IR ATEITIES DARBŲ PLANAS.....	95
IŠVADOS.....	96
LITERATŪROS SĄRAŠAS.....	98
MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS .....	108
PADĖKA.....	110

## SANTRUMPOS

CFD	Skaičiuojamoji fluidų dinamika
DNS	Tiesioginis skaitinis modeliavimas
LES	Stambių sukurių modeliavimas
PIV	Srautų vizualizacijos sistema
$\mu$ PIV	Mikrosrautų vizualizacijos sistema
RSM-BSL	Reynoldso įtempių – <i>baseline</i> modelis
RANS	Reynoldso suvidurkintų Navier-Stokes lygčių modeliavimas

## ŽYMĖJIMAI

b	Kanalo plotis, m
C	Courant skaičius
$c_p$	Slėgio koeficientas: $c_p = \frac{p-p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2}$
$D_h$	Hidraulinis skersmuo, m
$D_{T,i,j}$	Turbulentinė difuzija
$D_{L,i,j}$	Molekulinė difuzija
$d_p$	Indikacinių dalelių skersmuo, m
d	Maišymosi sluoksnio išsiplėtimas, m
$\Delta$	Tinklelio akutės dydis, m
$\delta$	Fokusavimo gylis, m
$\varepsilon_{ij}$	Turbulentinės energijos disipacija
g	Laisvojo kritimo pagreitis, $m/s^2$
$\Pi_{ij}$	Slėgio ir greičio sukeliama deformacijos
H	Kanalo aukštis kavernoje ( $H = h+h_1$ )
H/h	Kanalo išplatėjimo santykis
h	Kanalo aukštis, m
$h_1$	Kavernos gylis arba kliūtis, laipto aukštis, m
$\lambda$	Bangos ilgis, m
L	Kavernos ilgis, m

$\Omega_{i,j}$	Įtempiai, atsirandantys dėl sukamojo judėjimo
$P_{i,j}$	Kinetinės energijos disipacija
$\mu$	Dinaminė klampa, $\text{kg/m}\cdot\text{s}$
$\mu_t$	Sūkurio turbulentinė klampa
$M$	Objektyvo didinimas
$n$	Lūžio rodiklis
$NA$	Objektyvo skaitinė diafragma
$p$	Slėgis, Pa
$p_0$	Stabdymo slėgis, Pa
$p_\infty$	Slėgis laisvame sraute, Pa
$Q$	Debitas, $\text{m}^3/\text{s}$
$\rho$	Tankis, $\text{kg/m}^3$
$Re$	Reynoldso skaičius
$Re_{h1}$	Reynoldso skaičius, įvertintas ilgio parametru laikant kavernos gylį $h_1$ : $Re_{h1} = \frac{\rho v h_1}{\mu}$
$Re_{Dh}$	Reynoldso skaičius, įvertintas ilgio parametru laikant kanalo hidraulinį skersmenį $D_h$ : $Re_{Dh} = \frac{\rho v D_h}{\mu}$
$s$	Atstumas nuo įtekėjimo į kaverną, m
$\overline{\mathbf{S}}_{ij}$	Deformacijų tensorius
$x, y, z$	Koordinatės
$x_r$	Recirkuliacinės zonos ilgis, m
$x_r/h_1$	Santykinis recirkuliacinės zonos ilgis
$v$	Greitis, m/s
$v_0$	Vidutinis greitis kanale, m/s
$v_x, v_y, v_z$	Greičio komponentės, m/s
$Wo_{Dh}$	Womerslio skaičius, įvertintas ilgio parametru laikant kanalo hidraulinį skersmenį $D_h$ : $Wo_{Dh} = \frac{\rho \omega D_h}{\mu}$
$\Delta t$	Laikas, s
$\omega$	Kampinis dažnis, $\text{s}^{-1}$
$Z_{\text{corr}}$	Matavimo plokštumos storis, m

## IVADAS

Tarp srautų dinamikos tyrimų svarbią vietą užima srauto atitrūkimo reiškinių, kurie sutinkami daugelyje tekėjimų ir vis dar kelia nemažai praktinių ir mokslinių problemų, tyrimai. Srauto atitrūkimas, sukeliamas teigiamo slėgio gradiento, kurį, savo ruožtu, lemia staigūs kanalo skerspjūvio pokyčiai. Srauto atitrūkimas turi didžiulę įtaką masės, impulso ir šilumos mainų pernašos bei srauto maišymosi procesams. Šie procesai ir jų svarba įvairiuose inžineriniuose uždaviniuose lemia didėjančią susidomėjimą fundamentiniais srauto atitrūkimo reiškinių tyrimais (Chen, Asai, Nonomura, Xi, & Liu, 2018). Šie tyrimai taip pat leidžia giliau suprasti vidinį sūkurių formavimosi, tarpusavio sąveikos ir jų subyrėjimo mechanizmus. Be viso to, šios žinios suteikia galimybę kurti naujus ir tobulinti bei tikslinti jau esamus skaitinio modeliavimo metodus.

Naujų eksperimentinių tyrimo metodų taikymas išplečia galimybes giliau pažvelgti į tekėjimo struktūrą. Dėl spartaus srautų vizualizacijos metodų tobulėjimo per pastaruosius 20 metų tapo galima sudėtingų tekėjimo struktūrų analizė, atskleidžiant sūkurių formas, jų parametrus ir formavimosi eigą. Tai rodo ir didėjantis mikrosrautų vizualizacijos ( $\mu$ PIV) naudojimas srauto struktūros tyrimuose (Basu, Zahoor, & Khan, 2019; Xia et al., 2017; Zhai, Xia, Chen, & Li, 2016). Srautų vizualizacijos sistema leidžia atlikti tikslius, netrikdančius srauto, tekėjimo parametrų matavimus. Šio eksperimentinio metodo derinimas kartu su skaitiniais tekėjimo analizės metodais papildoma vienas kitą tiek kokybiniais, tiek kiekybiniais duomenimis. Mikrosrautų vizualizacijos sistemos taikymas supaprastina tyrimus suteikdamas galimybę stambiu planu stebėti sraute vykstančius procesus.

Apskritai, procesai, vykstantys nedidelio skersmens kanaluose, kelia vis didesnę susidomėjimą dėl didėjančio pritaikymo įvairiose srityse praktikoje. Struktūrizuoti, nedidelio skersmens kanalai dėl didelio paviršiaus ploto ir tūrio santykio susilaukia dėmesio projektuojant aušinimo įrenginius elektronikoje (Basu et al., 2019; Rai et al., 2018; Xia et al., 2017). *Lab-on-chip* ir mikroelektromechaninių sistemų tobulėjimas ir plėtėjantis taikymas lemia maišymosi procesų analizės plėtrą mažo skersmens kanaluose (X. Chen, Li, Zeng, Hu, & Fu, 2016; Su, Chen, & Kenig, 2015; Ward & Fan, 2015). Dėl nedidelio naudojamo fluido tūrio nedidelio skersmens kanaluose jie tapo labai paklausūs biomedicinos inžinerijoje. Dėl šlyties sluoksnio ir recirkuliacinio tekėjimo susiformavimo struktūrizuotos formos kanalai naudojami ląstelių nusodinimo (Jang et al., 2011; Khabiry et al., 2009) uždaviniuose. Kavernoje susiformavę sūkurių yra efektyvūs dalelių gaudymo (Karimi, Yazdi, & Ardekani, 2013; Nilsson, Evander, Hammarström, & Laurell, 2009; Zhou, Kasper, & Papautsky, 2013) ir atskyrimo (Guan et al., 2013) uždaviniuose. Nedidelis kanalo skersmuo ir įvairios formos kavernos yra patogios naudoti kraujo tekėjimo (Anastasiou, Spyrogiani, & Paras, 2010; Kim, Antaki, & Massoudi, 2016; Lima, Wada, Takeda, Tsubota, & Yamaguchi, 2007; Lima et al., 2008; Omori, Imai, Kikuchi, Ishikawa, & Yamaguchi, 2015) bei krešulių susidarymo ir aneurizmų tyrimams (Carlsohn, Kemmling, Petersen, & Wietzke, 2016; Lieber, Livescu, Hopkins, & Wakhloo, 2002) kraujotakos sistemoje.

## **Tyrimo objektas**

Hidrodinaminiai masės pernašos procesai kavernose.

## **Darbo tikslas**

Darbo tikslas – eksperimentiniais ir skaitiniais metodais ištirti skysčio srauto dinamiką ir struktūrą kanaluose su staigiais jo skerspjūvio pokyčiais ir nustatyti recirkuliacinių tekėjimų savybių priklausomumus nuo tekėjimo režimų ir geometrinių parametrų.

## **Darbo uždaviniai**

Darbo tikslui pasiekti iškelti šie uždaviniai:

1. Nustatyti recirkuliacinės zonos ilgio kitimo dėsningumus pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose esant laminariniam tekėjimo režimui.
2. Nustatyti recirkuliacinės zonos ilgio kitimo ir struktūros ypatumus pereinamojo tipo kavernoje priklausomai nuo tekėjimo režimo.
3. Nustatyti recirkuliacinės zonos ilgio kitimo dėsningumus pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose esant turbulentiniam tekėjimo režimui.
4. Ištirti kanalo išplatėjimo santykio įtaką recirkuliacinės zonos ilgio dinamikai pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose.
5. Ištirti recirkuliacinės zonos tekėjimo struktūrą gilioje atvirojo tipo kavernoje priklausomai nuo tekėjimo režimo.

## **Ginamieji teiginiai**

1. Laminariniame tekėjimo režime pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose recirkuliacinės zonos struktūra yra stabili ir jos ilgis  $x_r/h_1$  yra funkcija, priklausanti nuo  $Re_{h1}$  ir  $H/h$ .
2. Turbulentiniame tekėjimo režime pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje, recirkuliacinėje zonoje, formuojasi periodiškai atitrūkstančių ir iš naujo susidarančių sūkurių sistema, todėl santykinis recirkuliacinės zonos ilgis, didėjant  $Re_{h1}$ , nebetriklauso nuo kavernos geometrinių parametrų.
3. Kanalo išplatėjimo santykiui  $H/h$  pasiekus kritines vertes, recirkuliacinės zonos ilgis, didėjant  $Re_{h1}$ , laipsniškai didėja, artėdamas prie pastovios asimptotinės reikšmės, būdingos turbulentiniam tekėjimo režimui.
4. Gilioje atvirojo tipo kavernoje formuojasi sudėtinga trimatė tekėjimo struktūra, pasižyminti skersiniais pertekėjimais, sukeliančiais sūkurių pasidalinimą turbulentiniame tekėjimo režime.
5. Didelio dažnio pulsuojantis tekėjimas stabilizuoja greičio pasiskirstymą gilioje atvirojo tipo kavernoje.

## **Mokslinis naujumas**

Šiuo darbu papildytos žinios apie recirkuliacinės zonos struktūrą ir ilgio dinamiką skirtingo tipo kavernose priklausomai nuo kavernos geometrinių parametrų ( $H/h$ ,  $L/h_1$ ). Esant stabiliems laminariniam ir turbulentiniam tekėjimo



režimams nustatyti priklausomumai ir fizikinių parametrų kitimo dėsningumai, susiejant juos su laisvų srovių plitimo dėsningumais. Disertacijoje atskleistos  $H/h$  ir  $Re$  poveikio recirkuliacinio tekėjimo zonos dinamikai priežastys leidžia paaiškinti įvairių autorių rezultatų sklaidą ir apibendrinti juos universaliomis išraiškomis, būdingomis laminariniam ir turbulentiniam tekėjimo režimams.

Parodyta, kad gilioje atvirojo tipo kavernoje turbulentinio tekėjimo režimo metu įvyksta sukuriu pasidalinimas į dvi simetriškas trimates struktūras, nulemtas vidinių pertekėjimų.

### **Praktinė vertė**

Taikomąją reikšmę lemia didelis kiekis praktinių uždavinių, kuriuose atitrūkstamus tekėjimus sukelia staigūs kanalo skerspjuvio pokyčiai, kurie gali būti analizuojami kaip įvairaus tipo kavernų kanalo sienelėse aptekėjimai. Šios žinios naudingos projektuojant srauto matuoklius, šilumos mainų ir maišymosi įrenginius, taip pat tobulinant CFD modelius.

Nustatyti priklausomumai leidžia įvertinti atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimo prie kavernos dugno padėtį atsižvelgiant į tekėjimo režimą ir kavernos geometrinius parametrus. Prisijungimo zona pasižymi suaktyvėjusiais šilumos mainais ir slėgio pokyčiais toje zonoje. Dėl šių priežasčių fundamentinės žinios apie tekėjimo dinamiką kavernoje yra naudingos daugelyje praktinių uždavinių.

### **Mokslinė sklaida**

Disertacijoje pateikti tyrimų rezultatai paskelbti dvejuose moksliniuose straipsniuose, esančiuose „Clarivate Analytics“ duomenų bazėje „Web of Science Core Collection“ referuojamuose žurnaluose, turinčiuose citavimo indeksą, ir dvejuose moksliniuose straipsniuose, registruotuose tarptautinėse mokslinės informacijos duomenų bazėse. Taip pat tyrimų rezultatai pristatyti šešiose tarptautinėse konferencijose.

### **Darbo struktūra**

Disertaciją sudaro įvadas, po jo eina literatūros apžvalga, kurioje apžvelgiami kitų autorių atlikti darbai, susiję su disertacijoje nagrinėjamais uždaviniais. Tyrimų metodikos skyriuje pateikiamas fizinis tyrimo objektas, darbe naudoti eksperimentiniai ir skaitiniai metodai bei matavimo tikslumo ir neapibrėžčių analizė. Tyrimų rezultatų skyriuje pateikiami ir aptariami gauti rezultatai bei jų analizė. Ketvirtame skyriuje pateikiami praktiniai uždaviniai, kuriuose pritaikomi kavernų tyrimų rezultatai ir naudojama eksperimentinė matavimo technika. Penktame skyriuje aptariami disertacijos trūkumai ir pateikiamas su disertacijos tematika susijęs ateities darbų planas. Paskutiniuose disertacijos skyriuose pateikiamos darbo išvados, naudotos literatūros sąrašas ir publikacijų bei konferencijų sąrašas.

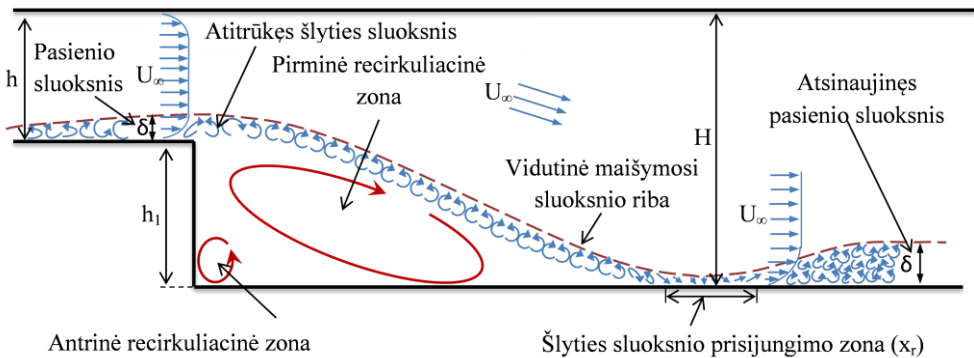
# 1. LITERATŪROS APŽVALGA

Kadangi kavernų aptekėjimą lydi srauto, įtekančio į kavernos zoną, atitrūkimo reiškiniai, kurie nemaža dalimi būdingi tekėjimams, esant staigiems kanalo skerspjūvio pokyčiams, tikslinga susieti kavernų nedidelio skersmens kanaluose tyrimų rezultatus su jau žinomais srauto atitrūkimo tyrimais įprastinio dydžio kanaluose, esant staigiems jų išplatėjimams ar kliūtims ant sienelių. Todėl toliau pateikiama trumpa šios srities tyrimų rezultatų, susijusių su darbe keliamais uždaviniais, apžvalga.

## 1.1. Atgalinio laipto aptekėjimas

Vienas paprasčiausių ir dažniausiai naudojamų modelių srauto atitrūkimo dinamikai nagrinėti yra atgalinio laipto aptekėjimas. Šis modelis naudojamas analizuoti tiek fundamentalius teorinius, tiek inžinerinius uždavinius. Be to, su atgalinio laipto aptekėjimo reiškiniu galima susidurti kasdieninėse situacijose, stebint judančio objekto, pastato ar pastatų komplekso aptekėjimą. Inžineriniuose įrenginiuose tekėjimo struktūra, būdinga atgalinio laipto aptekėjimui, sutinkama degimo kamerose, varikliuose, maišymosi įrenginiuose, kuriuose srautas paveikiamas staigiu kanalo skerspjūvio išplatėjimu.

Atgalinio laipto aptekėjimas turi svarbiausius atitrūkusio tekėjimo elementus, kurie gali būti nagrinėjami paprasčiausioje įmanomoje formoje. Atgalinį laiptą aptekantis srautas gali būti suskirstytas į keturias pagrindines sritis: atitrūkusį šlyties sluoksnį, po šlyties sluoksniu esantį recirkuliacinį tekėjimą, šlyties sluoksniu prisijungimo zoną ir naujai besiformuojančio pasienio sluoksniu zoną (1.1 pav.). Priklausomai nuo tekėjimo režimo ir kanalo bei laipto formos, gali susiformuoti papildomos recirkuliacinės zonos kanalo kampuose ir ties viršutine kanalo sienele (Armaly, Durst, Pereira, & Schönung, 1983).

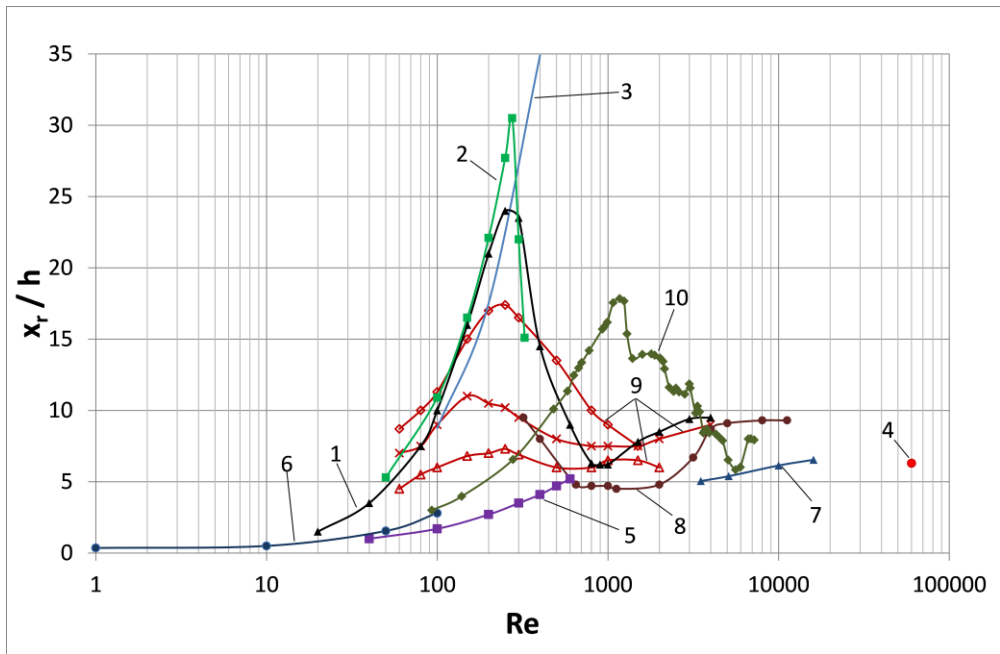


1.1 pav. Srauto struktūros aptekant atgalinį laiptą schema

Recirkuliacinės zonos ilgis yra vienas iš pagrindinių parametru, naudojamu analizuojant tekėjimą už atgalinio laipto. Dėl to nenuostabu, kad iki šios dienos yra atlikta daugybė eksperimentinių ir skaitinių tyrimu analizuojant recirkuliacinės zonos dinamiką ir struktūrą plačiame Re skaičiaus intervale, aptekant statų atgalinį laiptą (Armaly et al., 1983; Back & Roschke, 1972; Barkley, Gomes, & Henderson,

2002; Barri, El Khoury, Andersson, & Pettersen, 2009; Beaudoin, Cadot, Aider, & Eduardo Wesfreid, 2004; El Khoury, Andersson, Barri, & Pettersen, 2010; Goharzadeh & Rodgers, 2009; Jayaraj, Saleel, & Shaija, 2013; Kostas, Soria, & Chong, 2002; Nadge & Govardhan, 2014; Schafer, Breuer, & Durst, 2009; Spazzini, Iuso, Onorato, Zurlo, & Di Cicca, 2001; Tihon, Legrand, & Legentilhomme, 2001) ir esant skirtingoms laipto ar kliūtis konfigūracijoms (Choi, Nguyen, & Nguyen, 2016; Driver & Seegmiller, 1985; Louda, Příhoda, Kozel, & Sváček, 2013; Mushyam, Bergada, & Navid Nayeri, 2016; Singh, Paul, & Ranjan, 2011; Song & Eaton, 2002; Westphal & Johnston, 1984). Kanalo išplatėjimo santykis taip pat turi įtakos recirkuliacinės zonos dinamikai ir tyrinėtas kelių autorių darbuose (Gong, Liu, Chou, & Chiang, 1996; Kherbeet, Mohammed, Munisamy, & Salman, 2014; Nadge & Govardhan, 2014; Ötügen, 1991; Tihon, Pěnkavová, Havlica, & Šimčík, 2012).

Be to, atliekant literatūros analizę pastebėta, kad recirkuliacinės zonos tyrimai atliekami įvairios formos kanaluose (stačiakampiuose, apvaliuose) ir esant tiek simetriniam (Back & Roschke, 1972; Goharzadeh & Rodgers, 2009; Hawa & Rusak, 2001) tiek nesimetriniam (Armaly et al., 1983; Nadge & Govardhan, 2014) kanalo išplatėjimams. 1.2 pav. pateiktos recirkuliacinės zonos ilgio vertės, išmatuotos įvairios formos kanaluose ir aptekant skirtingas kliūtis. Nors iš pirmo žvilgsnio gali pasirodyti, kad išmatuotų taškų vertės yra pasiskirsčiusios chaotiškai, tačiau visais atvejais galioja tie patys recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos dėsniumai. Tai bus parodoma toliau pateiktoje literatūros apžvalgoje, aptariant recirkuliacinės zonos ilgio priklausomumą nuo tekėjimo režimo ir aptekamų kliūčių bei laiptų geometrinių parametrų.



**1.2 pav.** Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomumas nuo  $Re$  skaičiaus skirtingos formos kanaluose: simetrinis išsiplėtimas (1–3 kreivės), atgalinio laipto aptekėjimas (4–7 ir 10 kreivės), kliūtis kanale (8–9 kreivės) 1 – (Back & Roschke, 1972), 2 – (Gong et al., 1996), 3 – (Cantwell, Barkley, & Blackburn, 2010), 4 – (Fernando, Kriegseis, & Rival, 2012), 5 – (Goharzadeh & Rodgers, 2009), 6 – (Jayaraj et al., 2013), 7 – (Spazzini et al., 2001), 8 – (Pedišius & Šlančiauskas, 1995), 9 – (Carvalho, Durst, & Pereira, 1987) 10 – (Armalý et al., 1983)

Vienus pirmųjų eksperimentinių recirkuliacinės zonos tyrimų už atgalinio laipto plokščiam kanale ir plačiame  $Re$  skaičiaus intervale (70–8000) atliko Armaly et al. (1983). Autoriai pagal recirkuliacinės zonos ilgio kitimo dėsnį, priklausomai nuo  $Re$  skaičiaus, išskyrė tris tekėjimo režimus. Analogiškai, apvalaus skerspūvio kanale tris būdingus tekėjimo režimus už atbulinio laipto, priklausomai nuo  $Re$  skaičiaus, nustatė Back ir Roschke (1972)  $Re = 20$ –4200 intervale. Esant mažiems  $Re$  skaičiams, recirkuliacinės zonos ilgėjimą lemia laminarinio šlyties sluoksnio augimas, nulemtas pagrindinio srauto ir recirkuliacinio srauto sąveikos. Pasiekus vidutinės  $Re$  vertes, šlyties sluoksnyje susiformuoja sukurių pavidalo nestabilumai ir recirkuliacinė zona trumpėja, didėjant  $Re$  skaičiui. Pasiekus turbulentinį tekėjimo režimą, atsitiktinės fluktuacijos šlyties sluoksnyje paspartina jų augimą ir recirkuliacinė zona nusistovi santykinai nedideliu atstumu nuo įtekėjimo. Analogiškai recirkuliacinės zonos dinamikos rezultatai gauti aptekant pavienes kliūtis stačiakampiam kanale. Carvalho et al. (1987)(Carvalho et al., 1987) skaitiniais metodais nustatė, kad, esant laminariniam tekėjimo režimui, recirkuliacinės zonos ilgis didėja iki  $Re \approx 250$ , pereinamasis tekėjimo režimas pasižymi staigiu recirkuliacinės zonos ilgio sutrumpėjimu, kai  $250 < Re < 1500$ , o perėjimas į turbulentinį tekėjimo režimą identifikuojamas pagal nusistovėjusias recirkuliacinės

zonos ilgio vertes toliau didėjant  $Re$  skaičiui. Vis dėlto, esant skirtingoms kavėnų formoms, ribos, kai prasideda vienas ar kitas tekėjimo režimas, yra labai skirtingos. Back ir Roschke (1972) gauti rezultatai sutampa su Carvalho et al. (1987) matavimais, kai laminarinis tekėjimo režimas stebimas iki  $Re = 250$ . Goharzadeh ir Rodgers (2009) atliktuose matavimuose žiediniame kanale laminarinis tekėjimo režimas išsilaiko mažiausiai iki  $Re = 600$ , o iš Armaly et al. (1983) atliktų matavimų galima matyti, kad perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą prasideda kai  $Re \approx 1200$ .

Pereinamasis tekėjimo režimas išsilaiko, kol tęsiasi recirkuliacinės zonos ilgio mažėjimas didėjant  $Re$  vertei. Pasiekus turbulentinį tekėjimo režimą, stebimas nedidelis recirkuliacinės zonos ilgio padidėjimas (Armaly et al., 1983; Back & Roschke, 1972) ir po to einantis zonos ilgio verčių nusistovėjimas. Remiantis Nadge ir Govardhan (2014) atliktais eksperimentiniais matavimais,  $Re$  vertei esant didesnei nei 20000, recirkuliacinės zonos ilgis neapriklauso nuo  $Re$  skaičiaus. Kaip galima matyti iš 1.2 pav. pateiktų rezultatų, išmatuotos recirkuliacinės zonos ilgis turbulentiame tekėjimo režime pasiekia asimptotinę vertę ir nusistovi intervale nuo 5 iki 8 laipto arba kliūtis aukščių. Pasinaudojus Chen et al. (2018) pateiktais apžvalgos duomenimis, galima matyti, kad esant nusistovėjusiam turbulentiame tekėjimui ( $Re > 10000$ ), santykinis recirkuliacinės zonos ilgis nusistovi 6–8 laipto aukščių intervale.

Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio verčių sklaida laminariniame ir pereinamajame tekėjimo režimuose yra nulemta tokių parametrų, kaip kanalo plotis ( $b$ ), atgalinio laipto kraštinių santykis ( $h_1/b$ ) ir kanalo išplatėjimo santykis ( $H/h$ ). Kanalo plotis turi didelę įtaką tekėjimo trimatiškumui dėl šoninių sienelių poveikio srautui. Armaly et al. (1983) plačiame  $h_1/b = 18$  kraštinių santykio kanale nustatė, kad tekėjimo trimatiškumo reiškiniai atsiranda, kai  $Re < 400$ . Trimatiškumas pasireiškia nepastoviu recirkuliacinės zonos ilgiu per kanalo plotį ir greičio profilių formos pokyčiais. Williams & Baker (1997) darbe nustatyta trimačio tekėjimo pradžia, aptekant atgalinį laiptą, taip pat prasideda ties  $Re \approx 400$ , o Barkley et al. (2002) trimačius nestabilumus, aptekant atgalinį laiptą plokščiam kanale, esant kraštinių santykiui  $h_1/b = 2$ , pastebėjo esant  $Re = 748$ . Remiantis Lim, Park ir Shim (1990) gautais rezultatais, aptekant atgalinį laiptą, kurio kraštinių santykis  $h_1/b = 3,3$ , išmatuotos recirkuliacinės zonos ilgio vertės yra mažesnės palyginus su dvimačiu laipto aptekėjimu. Taip pat recirkuliacinio sūkurio ilgis ir stiprumas kinta pagal kanalo plotį. Ötügen (1991) stačiakampiame  $h/b = 5$  kanale nustatė pastovų recirkuliacinės zonos ilgį vidurinėje kanalo dalyje ir zonos ilgio sumažėjimą ties šoninėmis kanalo sienelėmis. Pasak Brederode (1974), kanalo kraštinių santykis turi būti nemažesnis nei 10, kad būtų minimalizuotas šoninių sienelių poveikis srauto struktūrai ir tekėjimas būtų laikomas dvimačiu.

Kanalo išplatėjimo santykis ( $H/h$ ) arba kanalo užgriozdinimo lygis, esant kliūtims kanale, turi didelę įtaką recirkuliacinės zonos už laipto ar kliūtis dinamikai. Būtent kanalo išplatėjimo santykis nulemia teigiamo slėgio gradiento dydį, nuo kurio priklauso susidariusio sūkurio intensyvumas. Dėl to nenuostabu, kad yra atlikta daugybė recirkuliacinės zonos dinamikos tyrimų plačiame kanalo

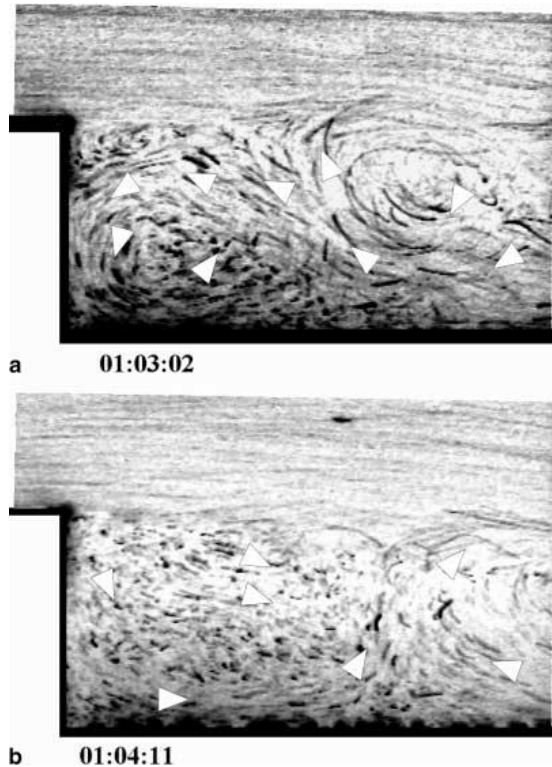
išplatėjimo santykio intervale  $1,01 < H/h < 9$  (C.-H. Cheng & Chen, 2005). Vis dėlto didžioji dalis atliktų matavimų yra kanalo dvigubo išplatėjimo zonoje, kai  $1,1 < H/h < 3$ . Goharzadeh ir Rodgers (2009) nustatė, kad sukuriu intensyvumas, aptekant atgalinį laiptą, didėja, didėjant kanalo išplatėjimo santykiui. Stogiannis et al. (2014) nustatė, kad, esant turbulentiniam tekėjimo režimui, kanalo išplatėjimo santykis turi tokią pačią įtaką recirkuliacinės zonos ilgiui, kaip  $Re$  skaičius laminariniame tekėjimo režime. Autoriai išmatavo, kad kanalo užgriozdinimo santykiui padidėjus du kartus, recirkuliacinės zonos ilgis padidėja 60 %, kai  $Re = 1440$ . Gong et al. (1996) eksperimentiniais ir skaitiniais metodais nustatė, kad laminariniame tekėjimo režime priklausomybė tarp recirkuliacinės zonos ilgio ir  $Re$  skaičiaus yra beveik tiesinė, kai  $H/h > 4$  esant simetriniam kanalo išplatėjimui. Taip pat recirkuliacinės zonos ilgis didėja kartu su kanalo išplatėjimo santykiu. Šis didėjimas yra stipresnis esant nedidelėms  $H/h$  vertėms. Hawa ir Rusak (2001) nagrinėjo laminarinį tekėjimą, esant staigiam simetriniam kanalo išplatėjimui iki  $H/h = 3$  ir  $Re \leq 100$ . Taikydami teorinius ir skaitinio modeliavimo metodus, autoriai nustatė, kad nuo tam tikros kritinės  $Re_{Dh}$  reikšmės tekėjimas pereina nuo stabilios simetrinės formos į stabilią nesimetrinę formą, t. y., recirkuliacinės zonos prie kanalo apatinės ir viršutinės sienelės tampa nevienodos ir pasroviui gali formuotis kitos recirkuliacinio tekėjimo zonos. Nadge ir Dovardhan (2014) iš atliktų eksperimentinių matavimo dvimačiame kanale, esant nusistovėjusiam turbulentiniam tekėjimo režimui, rezultatų nustatė, kad recirkuliacinės zonos ilgis tiesiškai didėja, kol kanalo išplatėjimo santykis pasiekia vertę  $H/h = 1,8$ , o toliau, didėjant išplatėjimo santykiui, recirkuliacinės zonos ilgis išlaiko pastovią vertę. Autorių darbai taip pat sutampa su Durst ir Tropea (1983) atliktais matavimais.

Vis dėlto kai kurie tyrimai pateikia priešingus recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo kanalo išplatėjimo santykio rezultatus. Ötügen (1991) atliko eksperimentinius matavimus, esant  $1,5 < H/h < 3,13$  kanalo išplatėjimo santykiams ir esant pastoviam  $Re$  skaičiui, ir nustatė, kad, didėjant išplatėjimo santykiui, recirkuliacinės zonos ilgis mažėja. Esant nusistovėjusiam turbulentiniam tekėjimo režimui, duotame išplatėjimo santykių intervale nustatytas maždaug 4,5 % recirkuliacinės zonos ilgio sumažėjimas. Panašūs rezultatai gauti ir Carvalho et al. (1987), esant laminariniam tekėjimo režimui. Atlikus skaičiavimus tiesiame kanale, esant skirtingo aukščio kliūtims, autoriai nustatė, kad, didėjant kanalo užgriozdinimo santykiui, recirkuliacinės zonos ilgis už kliūtis mažėja. Autorių teigimu, recirkuliacinės zonos trumpėjimas yra nulemtas atsiradusių antrinių recirkuliacinių zonų ant viršutinės kanalo sienelės.

Analizuojant recirkuliacinės zonos dinamiką, dažniausiai pasirenkamas staus atgalinio laipto aptekėjimo uždavinys. Tačiau tekėjimo dinamika taip pat priklauso nuo kanalo sienelių šiurkštumo ir paties laipto geometrinių duomenų. Vis dėlto klasikinis staus laipto aptekėjimas yra ištyrinėtas daug plačiau ir tai atsispindi atliktų tyrimų kiekyje. Wu, Ren ir Tang (2013) nustatė, kad, aptekant šiurkštų atgalinį laiptą, recirkuliacinės zonos ilgio pokytis priklauso nuo šiurkštumo profilio ir gali kisti tiek į mažesnę, tiek į didesnę pusę. Taip pat, esant šiurkštaus laipto aptekėjimui, susiformuoja trimatės tekėjimo struktūros. Song ir Keaton (2002) darbe

parodyta, kad, aptekant šiurkštaus paviršiaus rampos formos laiptą, recirkuliacinės zonos ilgis padidėja, taip pat stebimas ankstesnis šlyties sluoksniu atitrūkimas nuo atgalinės sienelės briaunos ir vėlesnis prisijungimas prie kanalo apatinės sienelės nei lygaus rampos profilio atveju. Bravo ir Zheng (2000) išmatavo, kad, aptekant užapvalintą laiptą, recirkuliacinės zonos ilgis sutrumpėja daugiau nei 30 %, palyginus su stataus kampo aptekėjimu. Atgalinio laipto su skirtingais pasvirimo kampais aptekėjimo skaitinis modeliavimas, atliktas Louda et al. (2013), parodė, kad, mažėjant laipto kampui (didėjant nuolydžiui), recirkuliacinės zonos ilgis taip pat mažėja ir kitimas yra greitesnis, esant mažiems nuolydžio kampams. Driver ir Seegmiller (1985) atliko eksperimentinius matavimus, esant teigiamam viršutinės sienelės nuolydžio kampui (kai kanalas plėtėja), ir nustatė, kad recirkuliacinės zonos ilgis tiesiškai didėja, didėjant nuolydžio kampui dėl padidėjusio teigiamo slėgio gradiento vertės už laipto. Singh et al. (2011) bei Choi et al. (2016) darbuose parodyta, kad recirkuliacinės zonos ilgis didėja, didėjant laipto pasvirimo kampui iki maždaug 45°, ir po to išlieka stabilus, kai Re skaičius turbulentiame tekėjimo režime yra pastovus. esant to paties Re skaičiaus turbulentinio tekėjimo režimo atveju. Priešingi rezultatai gauti Mushyam et al. (2016) darbe. Autorių teigimu, recirkuliacinės zonos ilgis išlieka pastovus aptekant 5°–75° pasvirimo laiptus esant pastoviam Re skaičiui.

Atgalinio laipto aptekėjimo tyrimai neapsiriboja vien tik recirkuliacinės zonos ilgio matavimais. Nemažiau svarbi yra ir recirkuliacinės zonos vidinė struktūra bei jos dinamika priklausomai nuo tekėjimo režimo ir kanalo geometrinių duomenų. Šie tyrimai reikalauja gilesnio žvilgsnio į sūkurių vystymąsi recirkuliacinėje zonoje. Spazzini et al. (2001) atliko recirkuliacinės zonos vizualizaciją laike ir užfiksavo antrinio sūkurių augimo ir subyrėjimo ciklą (1.3 pav.). Sūkurinės zonos formavimasis prasideda prisijungimo zonoje, kurioje ties apatine kanalo sienele susiformuoja link laipto sienelės nukreiptas atbulinis tekėjimas, kuris 0,7–0,9 laipto aukščių atstumu pasidalina į dvi sroves, kurių viena dalis nukreipta link laipto vidinio kampo, o kita – link šlyties sluoksniu. Link vidinio laipto kampo tekanti srovė, pasiekus sienelę, nukreipiama pagrindinio srauto kryptimi ir suformuoja sūkurį, kurio kryptis priešinga šlyties sluoksnyje esantiems sūkuriams. Greičių skirtumas tarp šlyties sluoksniu ir recirkuliacinės zonos padidėja, o tuo pačiu paspartėja naujų sūkurių formavimasis ir jų augimas. Antrinis sūkurys auga, kol susilygina su laipto aukščiu, pasiekus kritinį dydį, sūkurių struktūra suyra ir sūkurių formavimosi ciklas prasideda iš naujo.



**1.3 pav.** Momentiniai tekėjimo laukai dviem skirtingais laiko momentais: a) laiko momentas, kai identifikuojami pirminis ir antrinis sūkuriai; b) laiko momentas po sūkurių subyrėjimo (Spazzini et al., 2001)

Recirkuliacinės zonos ilgis nėra pastovus dydis laiko atžvilgiu ypač pereinamajame ir turbulentiame tekėjimo režimuose. Mushyam et al. (2016) vizualiai pavaizdavo recirkuliacinės zonos struktūros kitimą laike, pradedant nuo naujo sūkurio susiformavimo iki jo išsisklaidymo (*dissipation*) už prisijungimo zonos. Wee, Yi, Annaswamy ir Ghoniem (2004) parodė, kad nedideliu atstumu už atgalinio laipto formuojasi maži sūkuriai, kurie vėliau susijungia į didesnį sūkurį ir išsilaiko sraute už prisijungimo zonos. Iš Kostas et al. (2002) atliktų srauto vizualizacijų galima matyti, kad šlyties sluoksnyje formuojasi didelis kiekis sūkurinių struktūrų, išsilaikančių iki prisijungimo prie apatinės sienelės zonos. Khoury et al. (2010) parodė, kad už atgalinio laipto dėl recirkuliacinės zonos ir šlyties sluoksnio sąveikos lėto ir greito fluidų sandūroje formuojasi Kelvin'o-Helmholtz' o sūkuriai, kurie vėliau subyra į smulkius didelio intensyvumo sūkurius. Toks tekėjimo kitimas laike sukelia srauto pulsacijas. Remiantis Tihon et al. (2012) atliktais matavimais, pereinamajam tekėjimo režimui yra būdingas staigus srauto pulsacijų prie sienelių padidėjimas, lemiantis recirkuliacinės zonos sutrumpėjimą. Schafer et al. (2009) nustatė, kad recirkuliacinės zonos ilgio pulsacijos yra sukeltos sūkurių, esančių recirkuliacinėje zonoje ir šlyties sluoksnyje, sąveikos.



Vertinant pagal kanalų dydį kyla klausimas, kaip tekėjimo struktūra ir recirkuliacinės zonos ilgis priklauso nuo absoliučią kanalų matmenų. Kanalai gali būti skirstomi į kelias grupes pagal kanalo skersmenį ( $D$ ), kaip pateikta 1.1 lentelėje. Remiantis pateikta klasifikacija (1.1 lent.), pagal šiame darbe naudojamų kanalų matmenis eksperimentiniams matavimams ir skaitiniam modeliavimui naudojami minikanalai. Vis dėlto, kaip galima pastebėti mokslinėje literatūroje (Stogiannis et al., 2014), mini- ir mikrokanalai neretai vadinami bendrinio mikrokanalų pavadinimu, jų neskirstant į atskiras kategorijas.

**1.1 lentelė.** Kanalų dydžių klasifikacija pagal jų skersmenį (Kandlikar, Garimella, Li, Colin, & King, 2006)

Standartiniai kanalai	$D > 3 \text{ mm}$
Minikanalai	$3 \text{ mm} \geq D > 200 \text{ }\mu\text{m}$
Mikrokanalai	$200 \text{ }\mu\text{m} \geq D > 10 \text{ }\mu\text{m}$
Pereinamieji mikrokanalai	$10 \text{ }\mu\text{m} \geq D > 1 \text{ }\mu\text{m}$
Pereinamieji nanokanalai	$1 \text{ }\mu\text{m} \geq D > 0,1 \text{ }\mu\text{m}$
Nanokanalai	$0,1 \text{ }\mu\text{m} \geq D$

Recirkuliacinės zonos struktūra minikanale kinta pagal tuos pačius dėsningumus kaip ir standartinio dydžio kanaluose, kaip matoma iš Stogiannis et al. (2014) atliktų eksperimentinių matavimų. Tai savo darbe patvirtino ir Kherbeet et al. (2014), palygindami greičio profilius, Nusselt skaičiaus vertes ir recirkuliacinės zonos struktūrą minikanaluose ir standartinio dydžio kanaluose, ir gaudami identiškas vertes. Sahar et al. (2017) parodė, kad mažo skersmens kanaluose įtekėjimo ilgis ir trinties koeficientas išlieka pastovus  $D_h = 0,1\text{--}1 \text{ mm}$  ribose. Silverio ir Moreira (2008) teigimu, kanalo skersmuo turi būti ne didesnis nei  $200 \text{ }\mu\text{m}$ , kad būtų pastebimi nukrypimai nuo dėsningumų, būdingų įprastinio dydžio kanalams, pasižyminčių sumažėjusiu trinties koeficientu ir ankstesniu perėjimu į turbulentinį tekėjimo režimą (Mohiuddin Mala & Li, 1999). Tačiau, remiantis Hetsroni et al. (2005) atliktais darbais, tendencijos, būdingos įprastinio dydžio kanalams, išsilaiko kanalo skersmį sumažinus iki  $50 \text{ }\mu\text{m}$ , o remiantis Judy, Maynes ir Webb (2002) atliktais matavimais – tekėjimo dėsningumai įprastinio dydžio kanaluose yra tokie patys kaip ir  $15 \text{ }\mu\text{m}$  skersmens mikrokanale.

Kaip galima matyti iš atliktų darbų apžvalgos, tiek eksperimentiniai matavimai, tiek skaitinio modeliavimo metodai yra naudojami recirkuliacinės zonos ilgiui nustatyti ir struktūros tyrimams. Iš skaitinio modeliavimo rezultatų galima gana tiksliai nustatyti recirkuliacinės zonos ilgio vertes ir atlikti antrinių bei tretinių recirkuliacinių zonų ilgio dinamikos tyrimus (Biswas, Breuer, & Durst, 2004). Tačiau skaitiniai metodai ne visada tiksliai atkartoja eksperimentinius rezultatus. Fernando et al. (2012) atliko eksperimentiškai išmatuotas ir sumodeliuotas recirkuliacinės zonos struktūros už atbulinio laipto palyginamąją analizę. Autoriai pažymi, kad recirkuliacinė zona pasižymi nestabilia sūkurine struktūra ir metodu RANS sumodeliuotos recirkuliacinės zonos parametru vidutinės vertės neatskleidžia tekėjimo struktūros ypatybių. Be to, nors recirkuliacinės zonos ilgio vertės išlaiko kitimo tendencijas priklausomai nuo tekėjimo režimo, tačiau skaitinio modeliavimo

metu gautos recirkuliacinės zonos ilgio vertės ne visuomet sutampa su eksperimentiniais duomenimis (Ratha & Sarkar, 2015). Geras sutapimas gaunamas mažų  $Re$  verčių intervale, tačiau, didėjant  $Re$  vertei, eksperimentiniai ir skaitiniai rezultatai pradeda išsiskirti dėl padidėjusios šoninių sienelių įtakos ir tekėjimo trimatiškumo poveikio (Armaly et al., 1983; Stogiannis et al., 2014). Geresnis eksperimentinių ir skaitinių rezultatų sutapimas pasiekiamas naudojant LES ir DNS modelius, tačiau jie reikalauja didesnių skaičiavimo pajėgumų (A. Toms, 2015; Barri et al., 2009; Liakos et al., 2015; Meyer et al., 2007; Schafer et al., 2009).

Kaip galima matyti, recirkuliacinės zonos ilgis priklauso nuo daugelio kanalo bei aptekamų kliūčių parametrų ir tekėjimo režimo prieš srauto atitrūkimą. Kadangi yra gauta daugybė eksperimentinių matavimų ir skaitinio modeliavimo rezultatų, siekiama recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybę aprašyti empirinėmis lygtimis. Kaip bendra funkcija recirkuliacinės zonos ilgis gali būti aprašomas lygtimi (Chen et al., 2018):

$$\frac{x_r}{h} = f\left(AR, H/h, Re, \frac{\delta}{h}, TI, \frac{\partial p}{\partial x}\right), \quad (1.1)$$

čia  $AR$  – kanalo kraštinių santykis,  $H/h$  – kanalo išplatėjimo santykis,  $Re$  – Reynoldso skaičius (gali būti skaičiuojamas pagal įtekėjimo kanalo hidraulinį skersmenį  $D_h$ , laipto aukštį  $h_l$ , įtekančio srauto pasienio sluoksnio storį  $\delta$ ),  $TI$  – įtekančio srauto turbulentinis intensyvumas,  $\partial p/\partial x$  – slėgio gradientas.

Dėl uždavinio kompleksiško nėra išplėstinės šios lygties formos ir jos sprendinių, tačiau egzistuoja keli supaprastinti lygties variantai, tinkami konkrečiai formai ir mažame  $Re$  skaičiaus intervale. Gong et al. (1996) eksperimentiniais ir skaitiniais metodais nustatė recirkuliacinės zonos ilgį už stataus laipto laminarinio tekėjimo režimo ( $Re = 0-200$ ) atveju, esant dideliame kanalo išplatėjimo santykiui  $H/h = 15,3$ . Autoriai pasiūlė funkciją, leidžiančią įvertinti recirkuliacinės zonos ilgį, kai kanalo išplatėjimo santykis  $H/h = 2,6-60$ .

$$\frac{x_r}{(H/h-1)h} = 0,112Re - 0,27, \quad (1.2)$$

čia  $x_r$  – recirkuliacinės zonos ilgis,  $H/h$  – kanalo išplatėjimo santykis,  $h$  – įtekėjimo kanalo skersmuo. Pasiūlyta funkcija leidžia įvertinti recirkuliacinės zonos ilgį  $Re$  intervale 20–200 su nedidesne nei 5 % paklaida.

Tihon et al. (2012) pasiūlė recirkuliacinės zonos ilgio išraišką priklausomai nuo kanalo išplatėjimo santykio:

$$H/h \left(\frac{x_r}{h_1}\right) = 0,3Re_h^{0,375}, \quad (1.3)$$

čia  $H/h$  – kanalo išplatėjimo santykis. Autorių teigimu, ši išraiška leidžia įvertinti santykinės recirkuliacinės zonos vertę su mažesne nei 7 % paklaida, kai  $1,25 \leq ER \leq 5$  ir  $Re_h < 200$ .

Cantwell et al. (2010) pateikė recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo  $Re$  skaičiaus apvaliame dvigubo išplatėjimo kanale išraišką:

$$\frac{x_r}{h_1} = 0,0876Re. \quad (1.4)$$

Autorių teigimu, ši išraiška galioja ir tiesinis recirkuliacinės zonos ilgio didėjimas išsilaiko iki  $Re = 1400$ . Verta atkreipti dėmesį, kad, anot autorių, tekėjimas kanale išsilaiko stabilus ir laminarinis, kai  $Re \leq 1400$ .

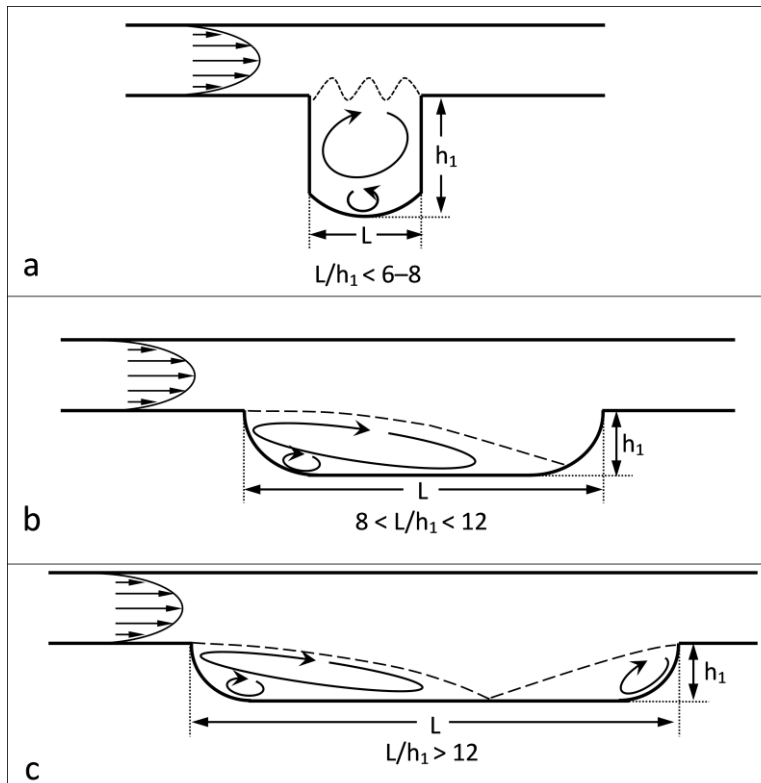
## 1.2. Kavernų aptekėjimas

### 1.2.1. Kavernų tipai ir klasifikavimas

Recirkuliacinės zonos dinamika už atgalinio laipto tampa sudėtingesnė, jei apribojamas išplatėjusio kanalo ruožo ilgis, t. y. norimu atstumu nuo atgalinio laipto srauto tekėjimo kryptimi pastatomas priekinis laiptas ar kliūtis. Toks apibrėžto ilgio kanalo išplatėjimas vadinamas kaverna.

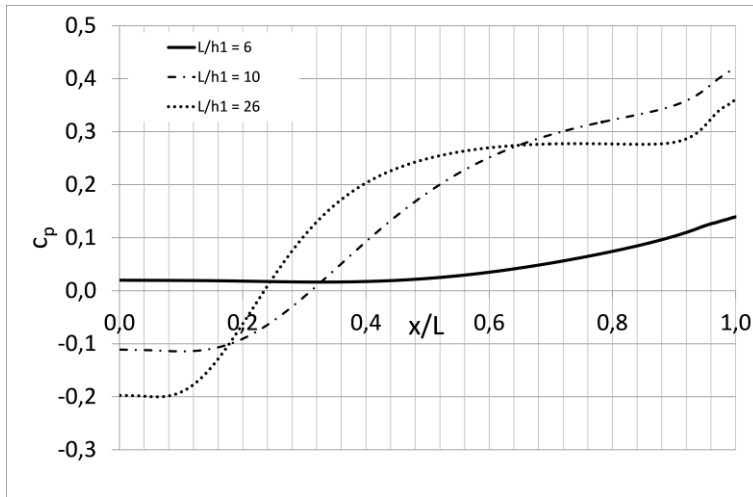
Kavernos gali būti klasifikuojamos į atvirojo, uždarojo ir pereinamojo tipą pagal atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimo prie kavernos dugno pobūdį. Nuo kavernos tipo taip pat priklauso recirkuliacinio tekėjimo struktūra kavernoje. Literatūroje galima sutikti dvejopą šių terminų vartojimą. Vienu atveju atviroju, uždaroju arba pereinamuoju tipu įvardijama pati tekėjimo struktūra kavernoje. Kitu atveju ši klasifikacija naudojama kavernos tipui apibūdinti pagal jos geometrinius parametrus. Savaiame aišku, kad tekėjimo struktūra, būdinga tam tikram kavernos tipui, apibūdinama tuo pačiu pavadinimu, pvz., atvirojo tipo kavernoje tekėjimo struktūra yra atvirojo tipo.

Bendru atveju kavernos tipas gali būti nustatomas pagal kavernos ilgio ( $L$ ) ir gylį ( $h_1$ ) santykį. Atvirojo tipo kavernos (1.4 pav. a) gali būti apibūdinamos kaip „gilios“ kavernos. Jų ilgio ir gylio santykio vertė yra mažesnė nei 6–8. Šios vertės pateiktos intervale, nes, kaip galima matyti iš Tracy ir Plentovich (1997) bei Stallings ir Wilcox (1987) atliktų tyrimų, atvirojo tipo tekėjimo susidarymas taip pat priklauso nuo kavernos pločio ( $b$ ) ir gylio santykio ( $b/h_1$ ). Didėjant šiam santykiui, atvirojo tipo tekėjimas išsilaiko iki didesnių  $L/h_1$  verčių. Esant atvirojo tipo kavernai, srautas prateka išilgai per kaverną ir virš kavernos viršaus susiformuoja šlyties sluoksnis. Atvirojo tipo kaverna pasižymi tuo, kad šlyties sluoksnis neprisijungia prie kavernos dugno. Tekėjimo tipas taip pat gali būti nustatytas pagal slėgio koeficiento ( $c_p$ ), apibrėžiamo kaip slėgio matuojamame taške  $p$  ir slėgio nesutrikdytame sraute  $p_\infty$  santykis, pasiskirstymą ant kavernos dugno (1.5 pav.). Atvirojo tipo kavernai būdingas teigiamas slėgio koeficientas per visą kavernos ilgį. Slėgio koeficiento vertės išlieka pastovios iki pasiekiamas kavernos vidurys ir tuomet pradeda didėti eksponentiškai. 1.5 pav. pateikti skaitinio modeliavimo metu gauti slėgio koeficiento profiliai. Šie profiliai sutampa su Tracy ir Plentovich (1997) ir Zhang et al. (2002) pateiktais rezultatais.



**1.4 pav.** Kavernų klasifikacija pagal kavernos ilgio ir gylio santykį ( $L/h_1$ ) ir tekėjimo struktūrą kavernose. a) atvirojo tipo, b) pereinamojo tipo ir c) uždarojo tipo kaverna

Analogiškai negilios kavernos vadinamos uždarojo tipo kavernomis (1.4 pav. c). Uždarojo tipo tekėjimas įvyksta kavernose, kurių ilgio ir gylio santykis  $L/h_1 > 12$ . Šio tipo kavernose nuo kavernos atgalinės sienelės briaunos atitrūkęs šlyties sluoksnis visuomet prisijungia tam tikroje vietoje ant kavernos dugno. Tuo atveju, jei santykis  $L/h_1$  yra pakankamai didelis, priekinė sienelė nebeturi įtakos recirkuliacinės zonos struktūrai kavernoje ir tekėjimas gali būti analizuojamas kaip aptekant atgalinį laiptą. Uždarojo tipo kavernoje slėgio koeficiento profilio vertės yra neigiamos ties atgaline sienele (1.5 pav.). Tolstant nuo laipto, slėgio koeficiento vertės didėja ir pasiekia stabilias vertes šlyties sluoksnio prisijungimo prie kavernos dugno zonoje. Už šios zonos slėgio koeficiento vertės vėl didėja ties priekine kavernos sienele.



**1.5 pav.** Slėgio koeficiento ant atvirojo, uždarojo ir pereinamojo tipo kavernų dugno pasiskirstymas

Trečiasis kavernos tipas yra tarpinis tarp atvirojo ir uždarojo tipo kavernų (1.4 pav. b). Perėjimas iš atvirojo į uždarojo tipo tekėjimo struktūrą įvyksta ne iš karto ir tarpinė tekėjimo struktūra pasižymi atvirojo ir uždarojo tekėjimo tipo savybėmis. Pereinamojo tipo kavernos yra ribose  $8 < L/h_1 < 12$ . Nuo tekėjimo režimo priklauso ar šio tipo kavernoje atitrūkęs šlyties sluoksnis prisijungs prie kavernos dugno. Taigi toje pačioje struktūroje gali vykti tiek atvirojo tipo, tiek uždarojo tipo kavernos tekėjimas. Slėgio koeficiento profilis pereinamojo tipo kavernos atveju (1.5 pav.) yra panašus į uždarojo tipo kavernos atvejį, tik pastaruoju atveju nebėra nusistovėjusios  $c_p$  reikšmės zonos. Papildomai pereinamojo tipo kaverna gali būti išskaidoma į atvirąją-pereinamąją ir uždarąją-pereinamąją (Tracy & Plentovich, 1997), tačiau šios tekėjimo kavernoje struktūros pasireiškia tik esant labai dideliems  $Re$  skaičiams (viršgarsinis tekėjimas) ir nėra stebimos šio darbo rezultatuose.

### 1.2.2. Uždarojo ir pereinamojo tipo kavernų aptekėjimo apžvalga

Nors srauto atitrūkimas, sukeltas kanalo išplatėjimo kavernoje, vyksta pagal tuos pačius dėsningumus kaip ir atgalinio laipto aptekėjimo atveju (Esteve, Reulet, & Millan, 2000), galimi recirkuliacinės zonos dinamikos skirtumai, priklausantys nuo kavernos formos savybių. Esteve et al. (2000) atliko greičio matavimus stačiakampėje pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) kavernoje, esant turbulentiniam tekėjimo režimui ( $Re = 38000$  ir  $Re = 64000$ ), kai šlyties sluoksnis neprisijungia prie kavernos dugno. Autoriai nustatė, kad tarp kavernos dugno ir recirkuliacinės zonos egzistuoja plonas priešingos sūkuriniam tekėjimui krypties fluido pasluoksnis, neleidžiantis prisijungti atitrūkusiam šlyties sluoksniui. Coleman et al. (2007) ir Leonardi et al. (2003) atliko turbulentinio tekėjimo struktūros tyrimus kavernoje, atskirtose stačiakampėmis kliūtimis. Pereinamojo tipo kavernoje stebimos dvi recirkuliacinės zonos, kurių didesnioji yra ties atgaline, o mažesnioji – ties priekine kavernos sienelėmis. Leonardi et al. (2003) išmatuotas recirkuliacinės zonos ilgis

kavernoje, kai  $Re = 4200$ , išlieka pastovus, kai  $L/h_1 \geq 7$  ir yra lygus  $x_r/h_1 = 4,8$ . Coleman et al. (2007) atliktame darbe pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoms būdingas tekėjimas susiformuoja, kai  $L/h_1 > 5$ . Autoriai išmatavo, kad greičio profilio forma virš kliūtis yra pastovi visoms  $L/h_1$  vertėms, bet žemiau kliūtis aukščio (kavernoje) priklauso nuo atstumo tarp kliūčių, kai  $L/h_1 \geq 10$  ir tampa pastovi, kai  $L/h_1 \leq 10$ . Stoesser ir Nikora (2008) gavo analogiškus greičio profilių pasiskirstymo rezultatus atlikdami LES skaičiavimus. Reynoldso įtempiai taip pat priklauso nuo atstumo tarp kliūčių (kavernos ilgio). Kol  $L/h_1 \leq 5$ , maksimali Reynoldso įtempių vertė fiksuojama ant priekinės kliūtis briaunos, o kai  $L/h_1 > 5$ , Reynoldso įtempių maksimumas stebimas  $3,3h_1$  atstumu nuo atgalinio laipto, viršutinės briaunos lygyje (Coleman et al., 2007).

Vis dėlto didžioji dalis srauto struktūros tyrimų pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje yra atliekami esant itin dideliems Reynoldso skaičiams ir neretai viršijant garso greitį. Toks greičių pasirinkimas nulemtas kavernų aptekėjimo lėktuvų važiuoklėse ir ginklų nišose ypatumų. Henderson, Badcock ir Richards (2000) atliko tekėjimo struktūros kitimo laike pereinamojo tipo kavernoje tyrimus. Srauto struktūra kavernoje primena svarmens formą (1.6 pav.), susidedančią iš dviejų sukurių sistemos. Pirminiu laiko momentu (1.6 pav. a) recirkuliacinis tekėjimas kavernoje stiprinamas dėl ties atgalinio laipto briauna generuojamo sukuringumo. Plečiantis recirkuliacinei zonai, šlyties sluoksnis atitrūksta nuo atgalinės sienelės briaunos ir dėl slėgio sumažėjimo recirkuliacinė zona padalinama į dvi dalis (1.6 pav. b), kurių viena nunešama link priekinės kavernos sienelės ir suformuojamas silpnas sukury. Paskutinėje tekėjimo fazėje, besiplečiant stiprijam sukuriui srauto kryptimi, absorbuojamas silpnasis sukury ties priekine kavernos sienele (1.6 pav. c) ir tekėjimas kavernoje vėl įgauna būdingą svarmens formą. Tuo tarpu vidutinė tekėjimo struktūra susideda iš vienintelio stipraus sukuri ties atgaline kavernos sienele ir iš šlyties sluoksnio prisijungimo zonos ant kavernos dugno.

Zhang et al. (2002) skaitiniais metodais nustatė, kad kritinė santykio  $L/h_1$  vertė, kuriai esant atvirojo tipo kaverna pasikeičia į pereinamojo tipo kaverną yra tarp 10 ir 12, o pereinamojo tipo kaverna pasikeičia į uždarojo tipo, kai  $L/h_1 = 14$ . Srauto struktūros tyrimai parodė, kad atitrūkusio šlyties sluoksnio plėtimasis ir artėjimas prie kavernos dugno didėjant  $L/h_1$  slopina atbulinį tekėjimą kavernoje ir sukuria sąlygas srauto pasikeitimui iš atvirojo į uždarojo tipo tekėjimą. Palharini, Scanlon ir White (2018) atliktas skaitinis modeliavimas laike parodė, kad, jau esant  $L/h_1 = 5$ , galimas atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno.



(a)  $T=34.02$



(b)  $T=34.72$



(c)  $T=35.22$

**1.6 pav.** Recirkuliacinės zonos kitimas laike pereinamojo tipo kavernoje  $L/h_1 = 8$ ,  $Mach = 0,9$ . a) masės išstūmimas prieš šlyties sluoksnio atitrūkimą; b) laiko momentas po recirkuliacinės zonos pasidalijimo ir c) silpno sūkurio ties priekine kavernos sienele absorbuavimas (Henderson et al., 2000)

### 1.2.3. Atvirojo tipo kavernoų aptekėjimo apžvalga

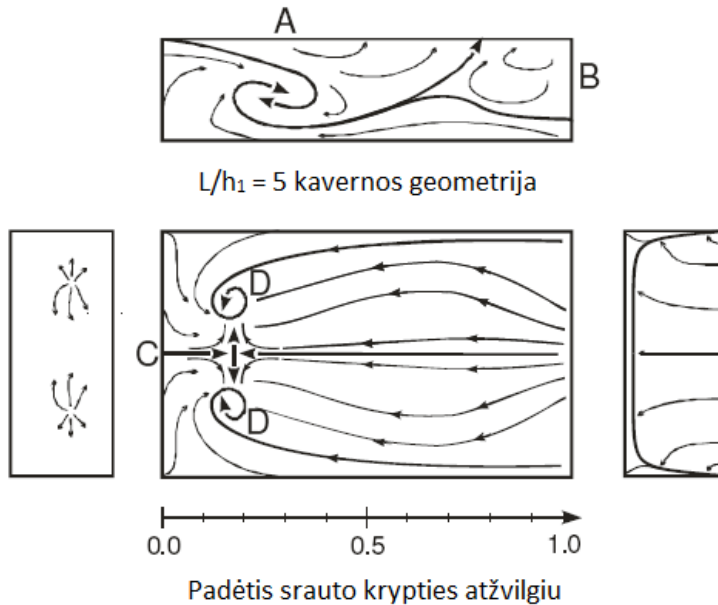
Tekėjimas atvirojo tipo kavernoje nuo kitų kavernos tipų skiriasi tuo, kad šlyties sluoksnis prateka virš kavernos viršaus, neprisijungdamas prie kavernos dugno. Tekėjimas atvirojo tipo kavernoje dar gali būti skirstomas į šlyties sluoksnio arba vienos judančios sienelės „dangčio“ generuojamą tekėjimą (*lid-driven cavity*). Kaip galima spręsti iš pavadinimo, šlyties sluoksnio varomose kavernoje sūkurinis tekėjimas yra sukuriamas virš kavernos pratekančio šlyties sluoksnio ir kavernoje esančio fluido sąveikos (Ashcroft et al., 2005; Faure, 2014; Faure et al., 2007; Larcheveque et al., 2004; M. Grace et al., 2004). Judančios sienelės varomos kavernos atveju, tekėjimas kavernoje sukuriamas virš jos traukiant plokštelę ar juostą (Cheng & Chen, 2005; Gurcan, 2003; Kuhlmann & Romanò, 2019; Mercan & Atalik, 2011).

Nors bendrai laikoma, kad atvirojo tipo tekėjimas kavernoje vyksta, kai  $L/h_1 < 6$ , tačiau galima išskirti dvi būdingas tekėjimo struktūras priklausomai nuo kavernos geometrinio duomenų. Turint seklią atvirojo tipo kavernoją ( $1 < L/h_1 < 6$ ), sūkurių poros formuojasi išilgai kavernos ilgio, pagrindinio srauto tekėjimo kryptimi, tuo atžvilgiu turint topologinį panašumą į pereinamojo ir uždarojo tipo kavernas be

atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimo. Gilioje kavernoje ( $L/h_1 < 1$ ) susiformuoja vertikaliai išsidėsčiusių sūkurių kolona (Cheng & Chen, 2005; Faure, 2014; Palharini et al., 2018). Tekėjimo struktūros pokyčiai aiškiai matomi iš Faure et al. (2007) atliktų eksperimentinių matavimų, kavernos ilgio ir gylio santykiui kintant nuo 2 iki 0,5. Gurcan (2003) ir Heaton (2008) atliko skaitinius modeliavimus keisdami kavernos kraštinių santykį ir parodė, kad egzistuoja kritinės kraštinių santykių vertės, kurioms esant pasikeičia sūkurių topologija. Faure, Defrasne, Lusseyran ir Pastur (2008) parodė, kad esant pastoviai  $L/h_1$  vertei sūkurių topologija kavernoje priklauso tik nuo kavernos kraštinių santykio, o Reynoldso skaičius daro įtaką tik sūkurių sistemos stabilumui. L. Chen, Asai, Nonomura, Xi ir Liu (2018) parodė, kad kai  $L/h_1 < 1$  sūkurių skaičius kavernoje priklauso nuo santykio  $L/h_1$  ir Reynoldso skaičiaus. Kavernoje visuomet dominuoja priešingos sukimosi krypties sūkurių poros, o prie kavernos viršaus esančio pirminio sūkurių struktūra priklauso nuo  $Re$  skaičiaus. Grace et al. (2004) teigimu, tekėjimas per atvirojo tipo kaverną turi laisvo šlyties sluoksnio tekėjimo ir maišymosi sluoksnio savybių.

Analizuojant kavernos geometrinių parametrų įtaką srauto struktūrai, keičiami ne tik kavernos matmenys, bet ir jos forma. Mercan ir Atalık (2009) atliko tekėjimo struktūros tyrimus aptekant užapvalintos formos kavernas. Skaitinio modeliavimo rezultatai parodė, kad paprasčiausia sūkurių sistema, susidedanti iš pirminio, antrinio ir tretinio sūkurių, susiformuoja pusapskritimo formos kavernoje. Mažėjant kavernos gyliui, sūkurių skaičius kavernoje mažėja, o jų topologija tampa sudėtingesnė. Ozalp, Pinarbasi ir Sahin (2010) atliko eksperimentinius matavimus stačiakampėje, trikampėje ir pusapvalėje kavernoje ir nustatė, kad pusapskritimo formos kavernoje formuojasi mažiausios Reynoldso įtempių ir turbulencijos intensyvumo vertės. Fishler, Mulligan ir Sznitman (2013) atliko sūkurių struktūros tyrimus priklausomai nuo apvalios kavernos geometrinių savybių esant mažiems  $Re$  skaičiams. Autoriai nurodė sąlygas, kurioms esant kavernoje formuojasi vieno, dviejų ar trijų sūkurių struktūra ir atsiranda srauto prisijungimas. Das ir Cohen (2016) atliko tekėjimo struktūros analizę keisdami kavernos priekinės sienelės formą. Feldman (2015) atliko tekėjimo parametrų tyrimus įstrižai aptekamoje kubo formos kavernoje ir parodė, kad vyksta simetriškas srauto pasidalinimas tekėjimo ašies atžvilgiu. Dvigubos recirkuliacinės zonos struktūra atvirojo tipo kavernoje yra matoma iš eksperimentinių ir skaitinių rezultatų pateiktų Knowles, Ritchie ir Lawson (2007) darbe. Priešingos krypties sūkurių, nukreipti link centrinės kavernos ašies, matomi iš srauto linijų ant kavernos dugno ties atgaline kavernos sienele (1.7 pav.). Dėl sūkurių tekėjimo kavernoje ties kavernos dugnu (C) tekėjimo kryptis yra priešinga pagrindinio srauto krypties. Kai kavernos dugną aptekantis srautas pasiekia atgalinę kavernos sienelę ir esant šoninių sienelių poveikiui, srautas nukreipiamas link centrinės kavernos ašies, kur susiduria iš abiejų kavernos pusių susiformavę tekėjimai. Nors abu tekėjimai turėtų būti nukreipiami pagrindinio srauto tekėjimo kryptimi, tačiau tam trukdo priešingos krypties tekėjimas ant kavernos dugno. Dėl to srautas užsukamas link šoninių kavernos sienelių ir susiformuoja dviejų sūkurių zonų tekėjimas (D) ir sūkurinis tekėjimas matomas šoninių sienelių atžvilgiu (A).





**1.7 pav.** Grafinis tekėjimo struktūros atvirojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 5$ ) pavaizdavimas (Knowles et al., 2007)

Tekėjimo atvirojo tipo kavernoje trimatiškumas taip pat pasireiškia išcentrinėmis nestabilumų formavimuisi kavernoje ant kavernos dugno ir šlyties sluoksnyje (de Vicente et al., 2014; Douay, Pastur, & Lusseyran, 2016). Faure et al. (2008) parodė, kad Görtler tipo sukurių poros atvirojo tipo kavernoje formuojasi ties priekine ir atgaline kavernos sienelėmis ir šių nestabilumų kiekis priklauso nuo kavernos geometrinių parametrų. Kitame darbe Faure (2014) nustatė, kad Görtler tipo sukurių skaičius ant kavernos dugno didėja didėjant kavernos kraštinių santykiui ir mažėjant kavernos pločiui. Šios struktūros išnyksta, kai kavernos plotis nedidelis. Yao, Cooper ir Raghunathan (2005) parodė, kad išilgai kavernos dugno besiformuojančių nestabilumų kiekis priklauso nuo Reynoldso skaičiaus ir šlyties sluoksnio storio. Migeon, Pineau ir Texier (2003) ir Coutanceau, Migeon ir Ehrmann (2000) srauto vizualizacijos metodais pavaizdavo Götler-Taylor tipo sukurių formavimosi stadijas laiko bėgyje ir jų priklausomybę nuo kavernos geometrinių duomenų. Douay, Pastur ir Lusseyran (2016) parodė, kad šie antriniai tekėjimai generuoja maždaug dviem eilėmis silpnesnę greičių lauką palyginus su įtekančiu į kaverną srautu.

### 1.3. Literatūros apžvalgos apibendrinimas ir darbo uždavinių formulavimas

Kaip galima matyti iš atliktos literatūros apžvalgos, recirkuliacinės zonos dinamika ir struktūra daugiausia tyrinėjama fluidui aptekant atgalinį laiptą, taip pat yra tik keletas tyrimų, apimančių recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos kitimą plačiame Reynoldso skaičiaus intervale. Apžvelgus atliktus kitų autorių darbus, matoma, kad daugelis atliktų tyrimų yra atlikta kavernoje esant labai dideliems Reynoldso skaičiams, kai Macho skaičius  $Ma = 0,2-2$  (Sinha & Arora, 2017; Tracy

& Plentovich, 1997; J. Zhang et al., 2002). Tačiau kavernų aptekėjimas galimas ir situacijose, kai srauto greitis nėra didelis. Nors srauto valdymo kavernoje tyrimai susilaukia nemažai dėmesio (Cattafesta, Song, Williams, Rowley, & Alvi, 2008; Lada & Kontis, 2014; Sinha & Arora, 2017), tačiau išsamių tyrimų, apibendrinančių recirkuliacinės zonos dinamikos dėsningumus ir paaiškinančių fizikines šių kitimų priežastis, priklausomai nuo kavernos geometrinių parametrų, mūsų žiniomis, atlikta nebuvo. Nepaisant to, tokios žinios gali būti panaudojamos šilumos mainų intensyvavimo (Herman & Kang, 2002), dalelių gaudymo efektyvumo (Haddadi & Di Carlo, 2017; Jang et al., 2011), ir srautų maišymosi efektyvumo didinimo (Huang, 2016; Nenmen et al., 2002; Selimefendigil et al., 2015, 2017) uždaviniuose. Būdingas kavernų aptekėjimas taip pat gali būti sutinkamas ir sprendžiant su aplinkotyros srities problemas. Gilios kavernos modelis gali būti pritaikomas tekėjimo struktūros gatvėse su aukštais pastatais analizei. Šis modelis naudojamas teršalų pasiskirstymo ir jų vėdinimo analizei atlikti (W. C. Cheng, Liu, & Leung, 2009; N. Meroney, Leitzl, Rafailidis, & Schatzmann, 1999; Xie, Liu, & Leung, 2007). Recirkuliacinio tekėjimo dėsningumai taip pat pritaikomi ir projektuojant atsinaujinančios energijos gamybos įrenginių išsidėstymą ant pastatų stogų ar kur svarbus vėjo srautas per modulius (Toja-Silva, Peralta, Lopez-Garcia, Navarro, & Cruz, 2015). Šių uždavinių sprendimui gali būti pritaikomas pasyvus srauto valdymas kavernoje. Dėl to šiame darbe pasirinkti kavernų tyrimai plačiame Reynoldso skaičiaus intervale atsižvelgiant kokios greičių vertės gali būti pasiekiamos naudojant eksperimentinę įrangą, o didesnės vertės pasiekiamos skaitinio modeliavimo metodu.

Apibendrinant apžvelgtus kitų autorių darbus, galima išskirti keletą veiksnių, nuo kurių priklauso recirkuliacinės zonos kanaluose su staigiais jų skerspjūvio pokyčiais struktūra ir dinamika. Šiuo darbu siekiama praplėsti fundamentines žinias apie atitrūkusio ir recirkuliacinio srauto dinamiką įvairaus tipo kavernoje, priklausomai nuo tekėjimo režimo ir kanalo bei kavernos geometrinių parametrų. Pagal tai, kokie trūkumai pastebėti atliekant literatūros analizę, nuspręsta atlikti šiuos tyrimus:

- Atlikti atitrūkusio srauto dinamikos analizę skaitinio modeliavimo ir eksperimentinių matavimų metodais skirtingo tipo kavernoje, plačiame Re intervale, apimant laminarinį, pereinamąjį ir turbulentinį tekėjimo režimus.
- Susieti vidutinius recirkuliacinio tekėjimo parametrus su momentinėmis tekėjimo struktūros charakteristikomis, siekiant paaiškinti fizikinį mechanizmą, lemiantį recirkuliacinės zonos dinamikos pokyčius priklausomai nuo tekėjimo režimo ir kavernos geometrinių parametrų.
- Atlikti parametrinę recirkuliacinės zonos ilgio kitimo analizę, siekiant apibendrinti recirkuliacinio tekėjimo dėsningumus, priklausomai nuo tekėjimo režimo ir kavernos geometrinių parametrų (kavernos gylio, kanalo išplatėjimo santykio ir kavernos ilgio ir gylio santykio) kitimo.

Disertaciniame darbe išanalizuoti moksliniai duomenys apie fluido tekėjimo dėsningumus įvairios formos kanaluose su kliūtimis ir kavernoje bei eksperimentinį ir skaitinį šių dėsningumų tyrimo būdus. Autorius atliko eksperimentinius,

pasinaudodamas  $\mu$ PIV sistema, ir skaitinius, pasinaudodamas programine įranga ANSYS *Fluent*, recirkuliacinės zonos ilgio ir srauto struktūros topologijos tyrimus atvirojo, pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje plačiame Re skaičiaus intervale ir keičiant kavernos geometriniams parametrų. Darbe nustatyti recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos dėsniniai skirtingo tipo kavernoje ir pateiktos priklausomybės, leidžiančios įvertinti santykinį recirkuliacinės zonos ilgį laminariniame ir turbulentiame tekėjimo režimuose. Taip pat nustatyti sukurių topologijos kitimo dėsniniai priklausomai nuo tekėjimo režimo gilioje atvirojo tipo kavernoje.

## 2. TYRIMŲ METODIKA IR ĮRANGA

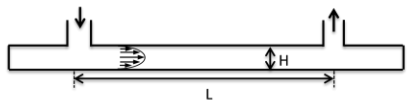
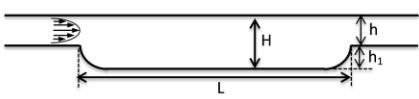
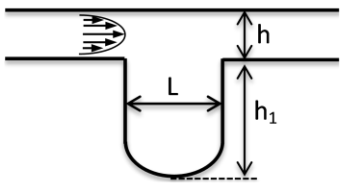
Šiame skyriuje apžvelgiamas fizinis tyrimo objektas, taip pat aprašoma naudota eksperimentinė ir skaitinė įranga ir jų taikymo metodika bei atlikta šių metodų paklaidų ir neapibrėžčių analizė.

### 2.1.1. Fizinis objektas

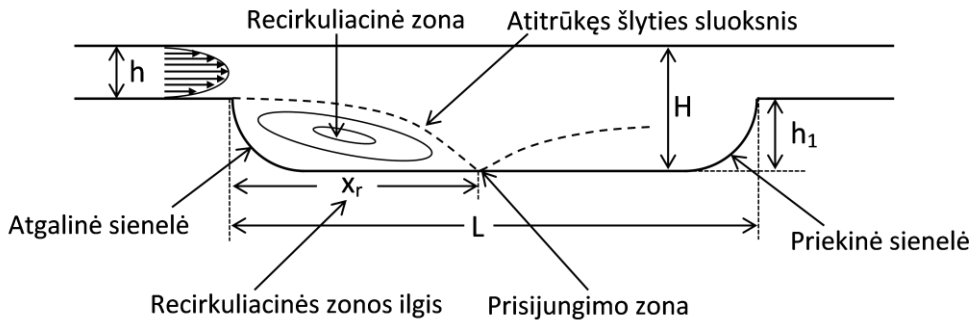
Eksperimentiniams matavimams naudoti kanalai pagal užsakymą buvo gaminami iš skaidraus organinio stiklo. Vienoje plokštelėje išfrezuojami kanalo su kavernomis kontūrai ir po to kanalas uždaromas užklijuojant kitą taip pat skaidrią plokštelę. Kanalo matmenų tikslumas, remiantis gamintojų deklaruojamomis vertėmis ir pamatavus su optiniu mikroskopu, yra 20  $\mu\text{m}$  ribose. Po kanalo išmontavimo Ambios XP-200 nanoprofilometru išmatuotas vidutinis vidinių kanalo sienelių šiurkštumas siekia 150 nm. Apatinė plokštelė, pro kurią keliauja lazerio ir surenkama sugeneruota fluorescencinio signalo šviesa, yra plonesnė už viršutinę (2–3 mm), kad keliaujanti šviesa būtų kuo mažiau iškraipoma. Taip pat viršutinėje kanalo plokštelėje įmontuotos jungtys skysčiui įtekėti ir ištekėti.

2.1 lentelėje pateiktos bendros kanalų bei kavernų formos ir jų geometriniai parametrai, naudoti eksperimentiniams matavimams ir skaitiniam modeliavimui. Taip pat pateikti tekėjimo parametrai, kuriems esant atlikti eksperimentiniai matavimai ir skaitinis modeliavimas. Kadangi skaitinio modeliavimo atveju šių parametų neriboja techninės galimybės, skaičiavimams pasirenkamas platesnis Reynoldso skaičiaus intervalas.

**2.1 lentelė.** Eksperimentiniams skaičiavimams ir skaitiniam modeliavimui naudojamų kanalų formos, išmatavimai bei tekėjimo parametrai

Eksperimentiniai matavimai						Skaitinis modeliavimas
Geometrija	H/h	L/h <sub>1</sub>	h × b, mm (D <sub>h</sub> , mm)	Re <sub>Dh</sub>	Wo <sub>Dh</sub>	
	1	–	0,5×0,5; 0,5	0,5– 2500	–	Re <sub>Dh</sub> =0,5– 2500
	1,3; 1,5; 2; 3; 5	10; 16	0,9×0,3 (0,45)	1– 2000	–	L/h <sub>1</sub> = 4–40; H/h = 1,25–5; Re <sub>Dh</sub> =30–10 <sup>5</sup>
	3	0,5	0,5×0,5; 0,5	100– 3000	–	Re <sub>Dh</sub> =100– 10 <sup>4</sup>
2×0,5; 0,8			Stac. 50– 700	–	–	
			Puls. 50– 400	0,6– 6,3	–	

2.1 pav. pateikta nagrinėjamo kanalo su kaverna schema su pažymėtais pagrindiniais kavernos geometriniais ir tekėjimo struktūriniais parametrais. Darbo metu keičiant kavernos geometrinių parametru santykių vertes (žr. 2.1 lentelę) matuojama, kaip pasikeičia tekėjimo parametru vertės.



2.1 pav. Kanalo su kaverna schema su pažymėtais pagrindiniais kavernos geometriniais ir tekėjimo struktūriniais parametrais

### 2.1.2. Mikrosrautų vizualizacijos sistema

Srautų vizualizacija (angl. *Particles Image Velocimetry*, toliau tekste PIV) – optinis, fluido greičio matavimo metodas, atliekamas registruojant indikacinių dalelių poslinkį sraute. Didėjant poreikiui atlikti matavimus mažo skersmens kanaluose, standartinė PIV sistema papildyta mikroskopu ir reikalinga optine įranga. Pirmieji srauto greičio matavimus su  $\mu$ PIV sistema atliko ir rezultatus paskelbė Santiago, Wereley, Meinhart, Beebe ir Adrian (1998) ir Meinhart, Wereley ir Santiago (1999). Pagrindinis skirtumas tarp standartinės PIV ir  $\mu$ PIV sistemų yra tai, kad  $\mu$ PIV matavimuose apšviečiamas visas matuojamo srauto tūris, o standartinėje sistemoje – tik tam tikro storio plokštuma.

Tiek standartinės, tiek  $\mu$ PIV srauto greičio matavimo metodika yra tokia pati. Lazerio spinduliu apšviečiamas srautas su indikacinėmis dalelėmis ir per žinomą laiko tarpą  $\Delta t$  padaromos dvi dalelių sraute nuotraukos. Abi nuotraukos padengiamos tam tikro dydžio tinkleliu ir išmatuojamas atstumas  $\Delta x$ , kurį dalelės pasislinko per laiką  $\Delta t$ . Tuomet dalelės greitis absčių ašyje  $v_x$  gali būti apskaičiuojamas pagal lygtį:

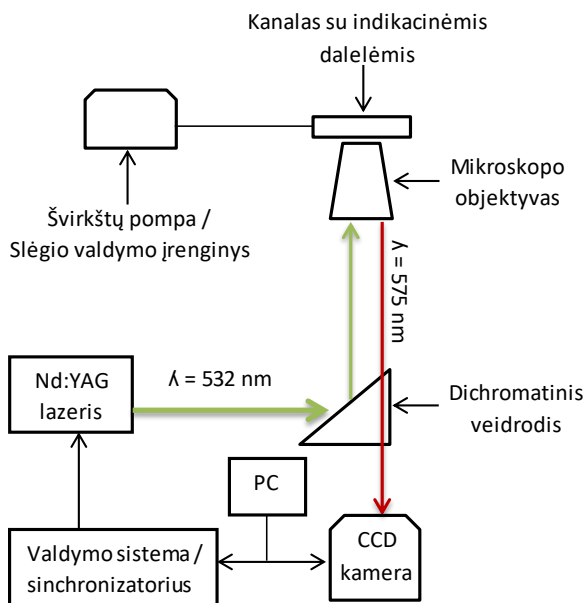
$$v_x = \frac{x_{t+\Delta t} - x_t}{\Delta t} = \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

Analogiškai apskaičiavus dalelės greitį ordinačių ašyje  $v_y$ , suminis greitis randamas kaip abiejų greičio vektorių suma:

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}. \quad (2.2)$$

Laikas  $\Delta t$  parenkamas atsižvelgiant į srauto greitį ir parenkamas toks, kad indikacinės dalelės abejose nuotraukose būtų užfiksuotos tame pačiame tinklelio langelyje. Darbo metu  $\Delta t$  reikšmė kito  $5 \times 10^{-3} - 10^{-5}$  s ribose. Per šį laiko tarpą dalelės kavernoje nukeliauja atstumą, atitinkamai lygų 0,002–0,006 kavernos ilgio.

Disertacinio darbo metu naudota  $\mu$ PIV sistema (2.2 pav.), susidedanti iš dvigubo impulsinio neodimiu legiruoto itrio aliuminio granato (Nd:YAG) lazerio (*Dantec Dynamics*), lazerio valdymo sistemos LPU 450 (*Dantec Dynamics*), 2048 x 2048 taškų raiškos *FlowSense EO CCD* kameros (*Dantec Dynamics*), sumontuotos ant invertuoto *Leica DM ILM* mikroskopo (*Leica Microsystems*). Papildomai prie mikroskopo gali būti prijungiamas 35 W halogeninė nuolatinės šviesos lempa (*Leica Microsystems*). Pastovus skysčio srautas tiriamajame kanale sukuriama programuojama švirkštine pompa *Aladdin AL4000* (*World Precision Instruments*), naudojant iki dviejų nuo 0,5  $\mu$ l iki 60 ml talpos švirkštus. Pulsuojančiam srautui sukurti naudota slėgio valdymo įranga *OB1-MK3* (*Elveflow*).



**2.2 pav.** Eksperimentiniams matavimams naudotos  $\mu$ PIV sistemos schema

1  $\mu\text{m}$  skersmens indikacinės fluorescencinės dalelės (*Invitrogen*) buvo įvedamos į srautą ir naudojamos srauto greičiui išmatuoti. Dalelės pagamintos iš polistireno ir fluorescencinių dažų, absorbuojančių 535 nm ir išspinduliuojančių 575 nm bangos ilgio šviesą. Dalelės pasirinktos pagal naudojamo lazerio bangos ilgio ir dichromatinio veidrodžio parametrus. Eksperimentiniams matavimams pasirinktos dalelės, kurių santykinis tankis vandens atžvilgiu lygus 1,05, tokiu būdu siekiant išvengti Brown'o judėjimo įtakos (Mielnik & Saetran, 2006).

Kaip parodyta 2.2 pav., išspinduliuota lazerio šviesa keliauja į mikroskopą, kuriame  $90^\circ$  laipsnių kampu atsispindi nuo dichromatinio veidrodžio, esančio mikroskopo viduje. Dichromatinis veidrodis iš vienos pusės atspindi visą lazerio išspinduliuotą šviesą, o kita kryptimi – praleidžia ilgesnio nei lazerio išspinduliuotos bangos ilgio šviesą. Pirma, lazerio šviesa praleidžiama per šį veidrodį ir keliauja per mikroskopo objektyvą, už kurio apšviečia norimą tiriamojo kanalo vietą. Vandenyje esančios fluorescencinės dalelės sužadindamos monochromatine (šiuo atveju 532 nm

ilgio) lazerio šviesa. Sužadinti fluorescencinių dažų atomai greitai relaksuoja ir dėl energetinių nuostolių sužadinimo būsenoje išspinduliuoja didesnio bangos ilgio (575 nm) šviesą (Murphy & Davidson, 2012). Fluorescencinis signalas iš skysčio tekėjimą atkartojančių indikacinių dalelių ir atspindžių nuo mikrokanalo sienų surenkamas objektyvo ir vėl keliauja per dichromatinį veidrodį. Dabar pro veidrodį praleidžiama tik ilgesnės nei lazerio bangos ilgio šviesa. Taip išfiltruojami triukšmą sukeltantys atspindžiai. Galiausiai CCD kamera įrašo signalą ir nuotraukos apdorojamos.

### 2.1.3. Pagrindiniai dydžiai ir sąvokos

Vienas pagrindinių dydžių, apibūdinančių per objektyvą matomą objektą, yra fokusavimo gylis  $\delta$ , nurodantis atstumą tarp objekto plokštumos ir objektyvo, kuriame objektas išlieka vis dar sufokusuotas (Koutsiaris, 2012):

$$\delta = \lambda \frac{\sqrt{n^2 - NA^2}}{NA^2}; \quad (2.3)$$

čia  $\lambda$  – bangos ilgis;  $n$  – lūžio rodiklis terpėje (oras) tarp objektyvo lęšio ir kanalo plokštelės;  $NA$  – objektyvo skaitinė diafragma.

Fokusavimo gylis skiriasi į objektą žiūrint per okuliarą ir per prie mikroskopo įrengtą kamerą. Fokusavimo gylis CCD kamrai apskaičiuojamas pagal formulę:

$$\delta_v = \frac{\lambda n}{NA^2} + \frac{np_x}{MNA}; \quad (2.4)$$

čia  $p_x$  – kameros pikselio dydis;  $M$  – objektyvo didinimas.

Fokusavimo gylis smarkiai priklauso nuo objektyvo skaitinės diafragmos ir jai didėjant fokusavimo gylis greitai mažėja. Kadangi tiriamoje vietoje apšviečiamas visas kanalu tekančio skysčio tūris, skaičiuojamoji koreliacinė funkcija priklauso ne tik nuo dalelių, esančių sufokusuotoje plokštumoje, bet ir nuo aukštesnėje ir žemesnėje plokštumose esančių dalelių, generuojančių fluorescencinį signalą. Šios nesufokusuotos dalelės sukelia foninį triukšmą ir sumažina signalo / triukšmo santykį (Mielnik & Saetran, 2006). Atstumas nuo sufokusuotos plokštumos iki plokštumos, kurioje esančios dalelės nebedaro jokios įtakos koreliacijos funkcijai, vadinamas matavimo plokštumos storiu (Wereley & Meinhart, 2010), kuris gali būti išreikštas dviguba koreliacijos gylio  $z_{corr}$  verte  $2z_{corr}$ :

$$2z_{corr} = 2 \left[ \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}} \left[ \frac{d_p^2 \left(\frac{n}{NA}\right)^2 - 1}{4} + \frac{1,49(M+1)^2 \lambda^2 \left[\left(\frac{n}{NA}\right)^2 - 1\right]^2}{4M^2} \right] \right]^{0.5} \quad (2.5)$$

čia:  $\varepsilon = 0,01$  – svorio funkcija;  $d_p$  – indikacinių dalelių skersmuo, m; kiti žymėjimai kaip (2.3) ir (2.4) formulėse.

Kaip matoma iš pateiktų funkcijų, koreliacijos gylis labiausiai priklauso nuo objektyvo diafragmos ir dalelių dydžio. Taigi, matavimo metu norint gauti didelę skiriamąją gebą, naudojami didelio didinimo objektyvai su plačia diafragma arba mažo skersmens fluorescencinės dalelės. Reikia atkreipti dėmesį, kad naudojant

mažesnio didinimo ir platesnės diafragmos objektyvus, apskaičiuotas tekėjimo greitis yra vidurkis indikacinių dalelių greičių visame matuojamame tūryje. Todėl matavimams naudojant nedidelio didinimo ir atitinkamai mažos diafragmos objektyvus, išmatuotas greitis skiriasi nuo tikrosios jo vertės.

2.2 lentelėje pateiktos naudojamų objektyvų charakteristikos, fokusavimo gylis ir matavimo plokštumos storis, kai  $n = 1$ ,  $dp = 1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,535 \mu\text{m}$  ir  $px = 7,4 \mu\text{m}$ .

**2.2 lentelė.** Naudojamų objektyvų optinės charakteristikos, fokusavimo gylis ir matavimo plokštumos storis

Objektyvo didinimas	Skaitinė diafragma NA	Fokusavimo gylis $\delta_v$ , $\mu\text{m}$	Matavimo plokštumos storis $2z_{\text{corr}}$ , $\mu\text{m}$
5	0,12	50,5	167,3
10	0,25	11,8	35,2
20	0,40	4,4	13,8
40	0,55	2,2	6,6
63	0,70	1,3	3,7

#### 2.1.4. Matavimo rezultatų apdorojimas

PIV matavimo rezultatų apdorojimo schema pateikta 2.3 pav. Pirmiausia indikacinių dalelių sraute nuotraukos padalinamos į atitinkamo dydžio langelius. Matavimo metu padaromos dvi dalelių sraute nuotraukos per žinomą laiko tarpą  $\Delta t$  ir dalelių greitis skaičiuojamas šiai kadru porai. Nuotraukos uždengiamos tinkleliu su vienodo dydžio langeliais ir greičio vektoriai skaičiuojami kiekviename šių langelių atskirai. Tinklelio akutės dydis parenkamas pakankamai mažas, siekiant išlaikyti aukštą skiriamąją gebą, bet tuo pačiu pakankamai didelis, kad kiekvienoje akutėje būtų reikiamas kiekis indikacinių dalelių, užtikrinančių pakankamą signalo / triukšmo santykį.

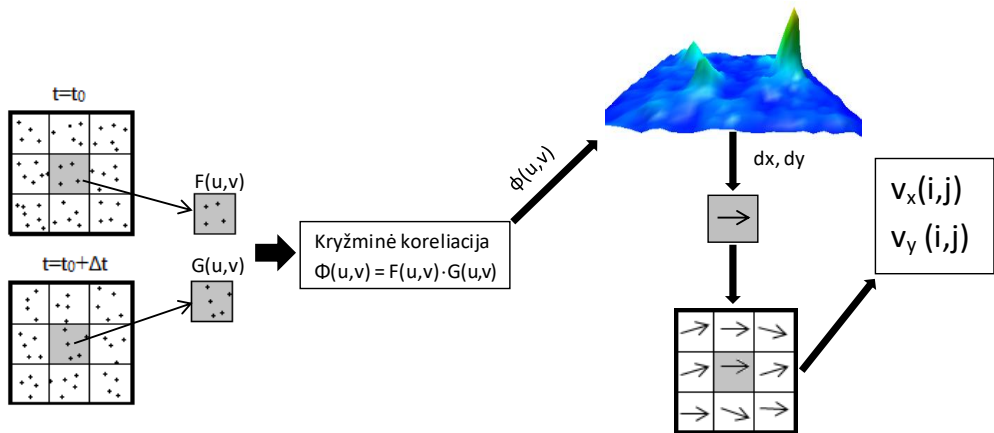
Kryžminės koreliacijos funkcija tarp dviejų dalelių nuotraukų skaičiuojama taikant greitosios Furjė transformacijos metodą (Willert & Gharib, 1991). Suskaičiuota funkcija paverčiama atgal iš kompleksinės į realiąją taikant atvirkštinę Furjė transformaciją ir gaunamas koreliacijos verčių žemėlapis, kuriame pagal pikinę koreliacijos koeficiento vertę nustatomas vidutinis tinklelio langelyje esančių dalelių poslinkis.

Kryžminės koreliacijos funkcija  $p \times q$  dydžio tinklelio akutei apskaičiuojama pagal lygtį:

$$\varphi(x, y) = \sum_{x=1}^p \sum_{y=1}^q f(i, j) \cdot g(i + x, j + y), \quad (2.6)$$

čia  $f(i, j)$  ir  $g(i, j)$  pirmojo ir antrojo kadro pikselių, kurių koordinatės  $i$  ir  $j$ , intensyvumo funkcijos.





2.3 pav. PIV matavimo rezultatų apdorojimo schema

Funkcija  $\varphi(x, y)$  turi pikinę vertę taške  $(x, y)$ , nurodančiame dalelių poslinkį tiriamame tinklelio langelyje. Taip pat galimos ir mažesnės funkcijos vertės, pasiskirsčiusios šioje plokštumoje, kurios atsiranda dėl foninio triukšmo ir dalelių vaizdų neatitikties (Wereley, Gui, & Meinhart, 2002). Jei indikacinių dalelių tankis tinklelio lange yra nepakankamas arba foninis triukšmas per didelis, pikas, atitinkantis tikrąjį dalelės postūmį, gali tapti mažesnis už triukšmo vertes ir bus generuojami klaidingi vektoriai. Esant stacionariam ir laminariniam tekėjimui, greičio vektorių laukas laikui bėgant nekinta ir dalelių poslinkį atvaizduojantis  $\varphi(x, y)$  pikas visuomet yra toje pačioje vietoje. Triukšmo generuojami pikai pasižymi skirtingu intensyvumu ir padėtimi skirtingoms atvaizdų poroms. Todėl atlikus daug matavimų ir išvedus koreliacijos funkcijų vidurkį iš visų atvaizdų porų, pagrindinis dalelių poslinkį atvaizduojantis pikas išlieka savo vietoje, o atsitiktinai pasiskirstę pikai įgauna vertes, lygias 0. Vidutinės koreliacijos funkcijos vertė skaičiuojama kaip daugelio kryžminės koreliacijos funkcijų vidurkis (Wereley et al., 2002).

$$\varphi_{\text{average}}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \varphi(x, y); \quad (2.7)$$

čia  $N$  – matavimų skaičius.

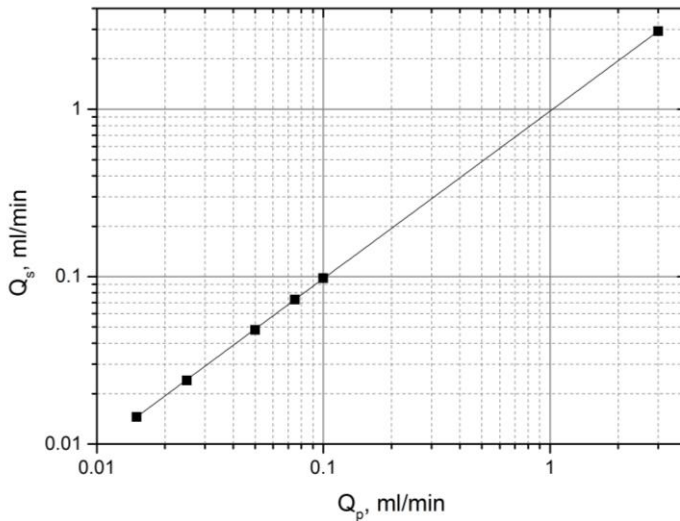
Kai tekėjimo struktūra sudėtinga naudojama adaptyvioji kryžminė koreliacija. Pirminis tekėjimo greičio skaičiavimas atliekamas naudojant tinklelį su dideliais langeliais. Gautas rezultatas naudojamas pakartotinam koreliacijos skaičiavimui su mažesniais tinklelio langeliais, kol pasiekiamas galutinis, norimo dydžio, tinklelio langelio dydis. Šiame darbe pasirenkamas ne didesnis nei  $32 \times 8$  taškų dydžio akučių tinklelis.

## 2.2. Debito ir greičio matavimo tikslumo įvertinimas

Švirkštinės pompos sukuriama vandens tūrio debito matavimo tikslumas įvertintas sveriant pertekantį kanalu distiliuotą vandenį etaloninėmis elektroninėmis svarstyklėmis, kurių viršutinė matavimo riba 80 g ir išplėstinė kalibravimo neapibrėžtis 0,02 mg, ir gautą rezultatą palyginant su pompos debitmačio

rodmenimis. Kalibravimas buvo atliekamas esant 7 skirtingoms debito vertėms nuo 0,015 ml/min iki 3 ml/min ir ties kiekviena verte atliekant pertekėjusio per 5 min. vandens masės matavimus. Matavimai buvo kartojami nuo 5 iki 10 kartų ir tūrio matavimo rezultatų pasikartojamumas, įvertintas eksperimentinių standartinių vidurkių nuokrypiais, kito nurodytose debito ribose nuo 0,0003 ml/min iki 0,0468 ml/min. Tūrinis debitas buvo skaičiuojamas įvertinus distiliuoto vandens tankio priklausomumą nuo temperatūros.

Debitmačio rodmenų  $Q_p$  ir apskaičiuoto debito  $Q_s$  verčių palyginimas pateiktas 2.4 pav. Analizė parodė, kad debitmačio rodmenų santykinis nuokrypis nuo debito vidutinių verčių, apskaičiuotų pagal pertekėjusio vandens masę, tiesiškai mažėjo nuo 3,4 % iki 1,7 %. Šis tiesinis ryšys išsilaikė visame debitų intervale iki 18 ml/min, kuriam esant  $Re_d = 600$ , ir debitmačio rodmenys buvo koreguojami įvedant šią kalibravimo pataisą.



**2.4 pav.** Apskaičiuotų pagal pertekėjusio vandens masę  $Q_s$  tūrio debito verčių ir debitmačio rodmenų  $Q_p$  palyginimas

Išplėstinė tūrio debito matavimo neapibrėžtis įvertinta pagal rekomendacijas (Euramet, 2009), skirtas skaičiuoti tūrio kalibravimo sveriant neapibrėžtį. Tūrio skaičiavimo matematinė išraiška:

$$V_o = \frac{m}{\rho_w - \rho_o} \left( 1 - \frac{\rho_o}{\rho_s} \right) + \Delta V_g + \Delta V_p ; \quad (2.8)$$

čia  $m$  – pasverta vandens masė esant nustatytoms aplinkos sąlygoms;  $\rho_w$  – vandens tankis;  $\rho_o$  – oro tankis;  $\rho_s$  – svarsčių tankis;  $\Delta V_g$  – vandens išgaravimo nuostoliai;  $\Delta V_p$  – matavimo rezultatų pakartojamumas.

Atskirų suminės standartinės neapibrėžties sandų analizė parodė, kad suminę jos reikšmę iš esmės lemia matavimo rezultatų pakartojamumas, kurio skaitinė reikšmė yra bent 2 eilėmis didesnė, nei svarstyklių kalibravimo ir vandens tankio įvertinimo neapibrėžtys. Todėl įvertinus tik pakartojamumo sandą, išplėstinė

vandens tūrio neapibrėžtis, esant 95 % pasiklovimo lygmeniui ir aprėpties koeficientui  $k = 2$ , kinta nuo 3,9 % iki 0,6 %, debitui kintant nuo 0,015 ml/min iki 3 ml/min. Laiko matavimo neapibrėžties sando reikšmė taip pat yra labai maža palyginus su tūrio įvertinimo neapibrėžtimi. Todėl debito skaičiavimo neapibrėžtis gali būti prilyginta tūrio įvertinimo neapibrėžčiai. Reikia pastebėti, kad santykinės neapibrėžties reikšmės, ypač esant mažiausiems debitams, gali būti ženkliai sumažintos didinant pratekančio vandens kiekį ir matavimų skaičių. Todėl galima priimti, kad santykinė debito matavimo neapibrėžtis, įvertinus šiuos kalibravimo rezultatus, nėra didesnė nei 2 %.

Vandens tekėjimo greičio neapibrėžtis buvo skaičiuojama pagal kanalo gamintojo deklaruotą kanalo sienelių matmens 0,5 mm išplėstinę neapibrėžtį, kuri sudarė 20  $\mu\text{m}$ . Tuomet skerspjūvio ploto standartinė neapibrėžtis, priėmus stačiakampį skirstinio dėsnį, sudarė 0,0071  $\text{mm}^2$ . Vidutinio greičio kanale nustatymo dalijant debitą iš skerspjūvio ploto, suminė standartinė neapibrėžtis:

$$u_{\bar{v}}^2 = u_Q^2 \left( \frac{\partial v}{\partial Q} \frac{1}{A} \right)^2 + u_A^2 \left( \frac{\partial v}{\partial A} \frac{1}{A^2} Q \right)^2; \quad (2.9)$$

čia  $u$  – standartinės vidutinio greičio ( $\bar{v}$ ), debito ( $Q$ ) ir skerspjūvio ploto ( $A$ ) neapibrėžtys;  $\bar{v}$ ,  $Q$  ir  $A$  – atitinkamai greičio, debito ir skerspjūvio ploto įverčiai.

Analizė rodo, kad vidutinio greičio įvertinimo pagal debitmačio rodmenis neapibrėžtį lemia skerspjūvio ploto skaičiavimo neapibrėžtis, todėl jos išplėstinė santykinė reikšmė esant mažiausiam debitui nėra didesnė nei 5 %.

Eksperimentiniams matavimams naudojamo vandens temperatūra priklausė nuo aplinkos sąlygų ir kito  $23 \pm 3$  °C ribose. Įvertinus vandens klampos pokytį šiame temperatūrų intervale nustatyta, kad  $Re$  skaičius vertė kinta iki 15 %. Vandens temperatūros pokytis jam pratekant kanalu yra nereikšmingas dėl nedidelių debito ir naudojamo fluido tūrio verčių.

### 2.3. Recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo tikslumo įvertinimas

Vieta, kurioje atitrūkęs šlyties sluoksnis prisijungia prie kavernos dugno, nustatoma pagal greičio vektorių krypties ir dydžio pasiskirstymą ant kavernos dugno. Šlyties sluoksnio prisijungimo vieta buvo laikomas taškas, kuriame greičio vektorių laukas pasidalina į dvi kryptis – prieš ir pagal srauto tekėjimo kryptį kanale. Tikslus šio taško nustatymas yra sudėtingas dėl ribotos skiriamosios gebos. Siekiant padidinti nuotraukų skiriamąją gebą, naudojami didelio didinimo ir plačios diafragmos objektyvai. Tačiau, tuomet dėl sumažėjusio matymo lauko, siekiant užfiksuoti visą srautą kavernoje, tenka daryti keletą nuotraukų ir jas sujungti tarpusavyje. Kadangi šis sujungimas nėra visiškai tikslus, tai taip pat padidina recirkuliacinės zonos ilgio matavimo neapibrėžtį.

Prisijungimo taško vieta gali keisti savo padėtį laike priklausomai nuo tekėjimo režimo. Šis kitimas įvertintas išmatuojant recirkuliacinės zonos ilgį kiekvienu laiko momentu. Laminarinio tekėjimo režimo atveju srautas kavernoje yra pastovus ir recirkuliacinės zonos ilgio pasikartojamumas nėra didesnis nei 2,3 %. Turbulentinio tekėjimo režimo atveju taško padėties fliktuacijos padidėja ir zonos

ilgio pasikartojamumas pasiekia 8,9 %. Išplėstinė standartinė recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo neapibrėžtis kavernoje neviršija 15 %.

## 2.4. Skaitiniai metodai

Skaičiuojamoji skysčių dinamika (CFD) suteikia galimybę iš arčiau pažvelgti į tekėjimo struktūrą neatliekant eksperimentinių matavimų. Šiame darbe CFD skaičiavimai atliekami pasinaudojant *ANSYS Fluent* programine įranga pagrįsta baigtinių tūrių metodu.

Skaitinis modeliavimas atliekamas sprendžiant Navier-Stokes lygtis, aprašančias pagrindinių fluido tekėjimą apibūdinančių dydžių sąveiką. Navier-Stokes lygtys  $x$ ,  $y$  ir  $z$  greičio komponentėms diferencialine forma yra:

$$\begin{aligned}\rho \frac{Dv_x}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 v_x + \rho g_x; \\ \rho \frac{Dv_y}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 v_y + \rho g_y; \\ \rho \frac{Dv_z}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 v_z + \rho g_z;\end{aligned}\tag{2.10}$$

$$\text{čia } \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Ši lygtis taip pat gali būti užrašoma bendrine vektorine forma:

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 v + \rho g.\tag{2.11}$$

Ši lygtis turi šešis nežinomuosius:  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $\mu$ . Uždaviniui išspręsti naudojama lygčių sistema, susidedanti iš tekėjimo vientisumo ir judesio kiekio lygčių.

Diferencialinė fluido vientisumo lygtis:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left( v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \left( \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_y}{\partial y} + \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 0.\tag{2.12}$$

Diferencialinės judesio kiekio  $x$ ,  $y$  ir  $z$  greičio komponentėms lygtys esant nespūdžiam fluidui:

$$\rho \frac{Dv_x}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \rho \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_x;\tag{2.13}$$

$$\rho \frac{Dv_y}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_y;\tag{2.14}$$

$$\rho \frac{Dv_z}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_z;\tag{2.15}$$

čia,  $g$  – išorinės, fluidą veikiančios jėgos.

Vienas iš metodų, leidžiančių spręsti Navier-Stokes lygtis turbulentiame tekėjimo režime, vadinamas Reynoldso suvidurkintų Navier-Stokes lygčių modeliavimu (RANS). Šis metodas remiasi tekėjimo suskaidymu į vidutinio greičio  $\bar{v}$  ir laike pulsuojančio greičio  $v'$  dedamąsias:

$$\begin{aligned}v_x(x, t) &= \bar{v}_x(x) + v'_x(x, t); \\v_y(y, t) &= \bar{v}_y(y) + v'_y(y, t); \\v_z(z, t) &= \bar{v}_z(z) + v'_z(z, t).\end{aligned}\tag{2.16}$$

Kadangi tiek suvidurkinto tiek pulsuojančio greičio komponentės tenkina tekėjimo vientisumo sąlygą, tekėjimo lygtys gali būti perrašomos į tokią Reynoldso tekėjimo lygčių sistemą:

$$\begin{aligned}\rho \frac{D\bar{v}_x}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} - \rho \overline{v_x'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} - \rho \overline{v_x' v_y'} \right) + \\&\quad \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} - \rho \overline{v_x' v_z'} \right), \\ \rho \frac{D\bar{v}_y}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} - \rho \overline{v_x' v_y'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} - \rho \overline{v_y'^2} \right) + \\&\quad \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} - \rho \overline{v_z' v_y'} \right), \\ \rho \frac{D\bar{v}_z}{Dt} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} - \rho \overline{v_x' v_z'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial y} - \rho \overline{v_y' v_z'} \right) + \\&\quad \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} - \rho \overline{v_z'^2} \right).\end{aligned}\tag{2.17}$$

Bendru atveju (2.17) lygčių sistema gali būti užrašoma taip:

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{v_i' v_j'} \right).\tag{2.18}$$

Kairioji lygties pusė aprašo nuo laiko priklausomo ir vidutinio judesio kiekio kitimą, atsirandantį dėl nestabilumų vidutiniame sraute. Dešinėje lygties pusėje pirmasis narys aprašo vidutinio slėgio įtempius, antrasis narys – klamos įtempius, narys  $\overline{\rho v_i' v_j'}$  vadinamas Reynoldso įtempiais. Kadangi šie Reynoldso įtempiai yra ne fluido, o tekėjimo savybė ir jų sąryšis su greičiais  $\bar{v}_i$  nėra žinomas, lygčių sistema tampa neuždara.

Vienas iš būdų spręsti šias lygčių sistemas yra laikant tekėjimą laminariniu ir atskirai į lygtį įvedant pulsacinę dedamąją. Tačiau šis metodas veikia tik esant labai nedideliams svyravimams. Praktikoje taikomi sprendimo metodai įvedant papildomas lygtis turbulentinei kinetinei energijai ( $k$ ) ir turbulentinės kinetinės energijos pavirtimo į vidinę terminę energiją greičiui ( $\epsilon$ ) (arba trumpiau – energijos disipacijos greičiui) skaičiuoti. Atsižvelgiant į įvedamų papildomų judėjimo lygčių skaičių, šie modeliai vadinami dviejų lygčių arba  $k$ - $\epsilon$  modeliais. Praktikoje taip pat

naudojamos įvairios modelių variacijos, leidžiančios gauti sprendinius arti aptekamų sienelių ( $k-\omega$  modelis) ir bendros šių modelių kombinacijos, dar vadinamos šlyties (SST) pernašos modeliais. Vis dėlto šie modeliai turi trūkumų modeliuojant sudėtingus turbulencinius srautus, dažnai sutinkamus realiuose inžineriniuose uždaviniuose. Tekėjimo struktūroje esant srauto atitrūkimo reiškiniams, recirkuliacinėms zonoms ar srauto anizotropiškumui, dviejų lygčių modeliai negali atkartoti realaus tekėjimo. Tokiu atveju turi būti skaičiuojami jau anksčiau minėti Reynoldso įtempiai, leidžiantys uždaryti (2.18) lygčių sistemą. Reynoldso įtempių modelis apima atskirtų įtempių,  $\overline{\rho v'_i v'_j}$ , apskaičiavimą naudojantis diferencialinėmis pernašos lygtimis, tuomet šie įtempiai panaudojami (2.18) lygties uždarymui. Bendra Reynoldso įtempių judėjimo lygtis:

$$\frac{D \overline{\rho v'_i v'_j}}{Dt} = D_{Tij} + D_{Lij} + P_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} - \varepsilon_{ij}, \quad (2.19)$$

čia  $D_{T,i,j}$  ir  $D_{L,i,j}$  – turbulentinė ir molekulinė difuzija;  $P_{ij}$  – kinetinės energijos perdavimas iš vidutinio tekėjimo dedamosios pulsacinio greičio dedamajai;  $\Pi_{ij}$  – narys, atsirandantis dėl slėgio ir greičio gradientų sukeltų deformacijų į pulsuojančią greičio dedamąją,  $\Omega_{ij}$  – įtempiai atsirandantys dėl sukamojo tekėjimo,  $\varepsilon_{i,j}$  – turbulentinės energijos disipacija.

Šiame darbe, atliekant skaitinį modeliavimą, turbulentinis Reynoldso įtempių modelis (RSM-BSL) naudojamas kaip pagrindinis.

RANS modeliavimo metodika gerai veikia, kai norima sumodeliuoti nekintantį laike tekėjimą, kadangi sprendžiama statistiškai suvidurkintų lygčių sistema. Tačiau esant turbulenciniam tekėjimo režimui, fluideo dalelių trajektorijos stochastiškai kinta laike, dėl to atsiranda greičio, slėgio ir kitų tekėjimo parametrų pulsacijos. Dėl šios priežasties, atliekant modeliavimą RANS metodika, prarandama dalis tekėjimo struktūros informacijos. Tiesioginio skaitinio modeliavimo (DNS) metodas gali būti taikomas norint gautą visą informaciją apie tekėjimo struktūrą, tačiau šiam metodui reikalingi labai dideli kompiuteriniai išteklių. Tarpiniu variantu tarp DNS ir RANS modeliavimo laikomas stambių sukurių modeliavimo (LES) metodas, kai suvidurkinimas atliekamas tik esant mažiems turbulentiškumo masteliams (mažiems sukuriams), kuriuos lengva sumodeliuoti, o didesnių turbulentiškumo sukurių struktūra sprendžiama tiesioginiu būdu. LES modeliavimui atlikti reikalingi mažesnis tinklėlis bei didesni laiko žingsniai nei DNS atveju, todėl sutrumpėja skaičiavimo laikas ir sumažėja reikalingi skaičiuojamieji pajėgumai.

Analogiškai RANS metodui, LES skaičiavimo atveju tekėjimo laukas padalinamas į didelių mastelių ( $\bar{v}$ ) tiesiogiai skaičiuojamąją ir mažų mastelių ( $v'$ ) modeliujamąją greičių komponentes (Zhiyin, 2015):

$$\begin{aligned} v &= \bar{v} + v'; \\ p &= \bar{p} + p'. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Tuomet srauto vientisumo ir judesio kiekio lygtys nespūdžiam fluidui gali būti užrašomos taip:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0; \quad (2.21)$$

$$\left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (2.22)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right); \quad (2.23)$$

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j}; \quad (2.24)$$

čia  $\bar{S}_{ij}$  – deformacijų (*rate-of-strain*) tensorius;  $\tau_{ij}$  – nežinomas, mažo mastelio, įtempio tensorius, kuris turi būti modeliuojamas, norint išspręsti aukščiau pateiktą lygčių sistemą.

Laikant, kad:

$$\tau_{ij} = 2\mu_t \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{ll}; \quad (2.25)$$

čia  $\mu_t$  – sukuriu turbulentinė klampa. Lygtį (2.22) galima perrašyti taip:

$$\left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + 2\bar{S}_{ij} (\mu + \mu_t) \frac{\partial}{\partial x_j}. \quad (2.26)$$

Mažo mastelio sukuriu klampa nustatoma pasinaudojant Smagorinsky (1963) pasiūlytu modeliu:

$$\mu_t = \rho (C_s \bar{\Delta})^2 S;$$

$$S = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}; \quad (2.27)$$

$$\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3};$$

čia  $C_s$  – Smagorinsky konstanta, priklausanti nuo tekėjimo tipo,  $\Delta$  – tinklelio akutės dydis.

Tai vienas iš daugelio modelių (Lu & Rutland, 2016), leidžiančių sumodeliuoti mažų mastelių tekėjimo struktūras LES skaičiavimuose.

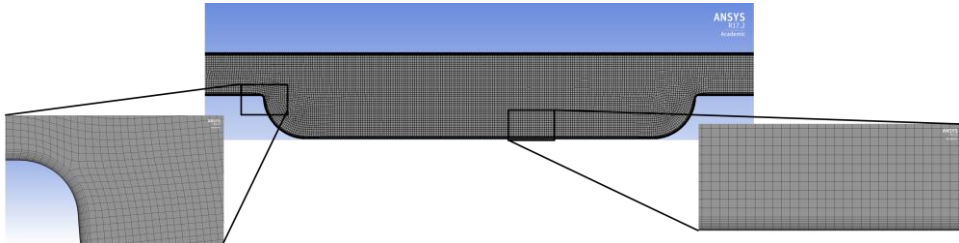
Atliekant LES skaičiavimus su *ANSYS Fluent* programine įranga pasirenkamas laiko žingsnis, kuriuo bus atliekami skaičiavimai. Laiko žingsnis konkrečiam tinkleliui nustatomas remiantis vadinamąja Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) sąlyga:

$$C = \Delta t \sum_{i=1}^n \frac{v_{x_i}}{\Delta x_i} \leq C_{max} \quad (2.28)$$

čia  $C$  – Courant skaičius;  $v_x$  – greitis, m/s;  $\Delta t$  – laiko žingsnis, s;  $\Delta x_i$  – tinklelio akutės ilgis.

$C_{max}$  vertė priklauso nuo konkretaus uždavinio. Šiuo atveju priimama, kad  $C_{max} = 1$ . Nustatant modeliavimo parametrus laiko žingsnis ir tinklelis parenkamas toks, kad ši vertė nebūtų viršijama.

Šiame darbe CFD skaičiavimams naudotas homogeninis, stačiakampio akutės formos tinklelis. Siekiant tikslesnio pasienio sluoksnio įvertinimo prie sienelių tinklelis sutankinamas (10–15) akučių sluoksniu (2.5 pav.).

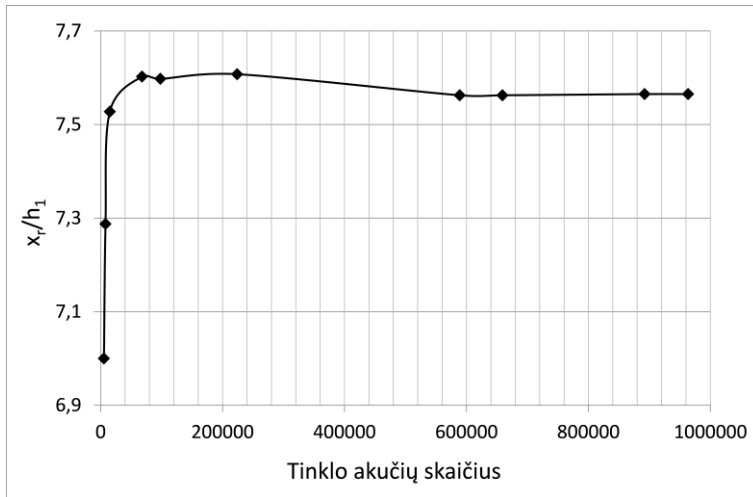


**2.5 pav.** CFD formos ir sugeneruoto tinklelio pavyzdys. Pateiktas tinklelis su mažesniu akučių skaičiumi nei iš tikrųjų buvo naudota skaičiavimams, siekiant aiškiau parodyti tinklelio struktūros ypatumus

Tinklelio akučių dydžiui nustatyti atlikti skaičiavimai su skirtingais tinklelio akučių dydžiais ir skirtingu akučių kiekiu bei įvertintas mus dominantis kintamasis kiekvienu atveju. Šiuo atveju lyginamu kintamuoju buvo pasirinktas recirkuliacinės zonos ilgis, kuris yra vienas esminių šiame darbe tiriamųjų dydžių. Kaip galima matyti iš 2.6 pav. esant retam tinkleliui ir nedideliam akučių kiekiui, sprendinio rezultatas stipriai priklauso nuo tinklelio kokybės. Akučių skaičiui kintant nuo 5400 iki 68000, sprendinys keičiasi labai greitai ir nusistovi, kai akučių kiekis padidėja iki 100000. Nežymus skaičiuojamo rezultato svyravimas stebimas, kol akučių kiekis padidinamas iki 600000. Nuo šios vertės sutankinus tinklelį iki 1000000 akučių rezultatas nepasikeičia. Toliau akučių skaičius nebuvo didinamas, kadangi skaičiavimo laikas, reikalingas konvergavimo kriterijams pasiekti smarkiai išauga, o jokie reikšmingo kitimo skaičiavimo rezultatuose nepastebima. Kadangi akučių skaičius tiesiogiai proporcingas modeliuojamos formos dydžiui, patogiau vadovautis konkrečiais akutės matmenimis, kuriems esant gaunamas nuo tinklo geometrinių duomenų nepriklausomas sprendinys. Šiame darbe 2D CFD skaičiavimai atliekami su tinkleliu, kurio minimalių ir maksimalių akučių dydžių santykis su kavernos aukščiu yra 0,0015 ir 0,006 atitinkamai. Taip pat naudojamas SIMPLEC sprendiklis ir antros eilės interpoliavimo metodai.

Kraštinės sąlygos nustatomos nurodant fluido fizines savybes, taip pat srauto greitį įtekėjime į kanalą, kanalo hidraulinį skersmenį ir turbulentinį intensyvumą. Turbulentinis intensyvumas buvo keičiamas 1–5 % ribose, tačiau įtakos tekėjimo struktūrai ir recirkuliacinės zonos ilgiui nepastebėta. Kanalo ištekėjime nustatomas slėgis  $p = 0$ . Konvergavimo kriterijumi pasirinkti lygčių sprendinių liekamieji nariai ir uždavinys laikomas konvergavusiu šiems kriterijams pasiekus vertę lygią  $10^{-6}$ .





2.6 pav. Tinkelio nepriklausomumo nuo akučių skaičiaus testas

## 2.5. Tyrimo metodų validacija

Šiame poskyryje pateikiami eksperimentiniu metodu išmatuotų greičio profilių tiesiame kanale palyginimai su žinomais teoriniais dėsniniais. Kadangi šiame darbe naudojami mažo skersmens kanalai, reikalinga išsiaiškinti, ties kuriomis  $Re_{Dh}$  vertėmis vyksta tekėjimo režimo pasikeitimai. Taip pat, kaip tiksliai  $\mu$ PIV sistema geba išmatuoti greičio profilius mažo skersmens kanaluose, kuriuose generuojami triukšmai dėl atspindžių nuo kanalo sienelių.

### 2.5.1. Tekėjimas tiesiame kanale

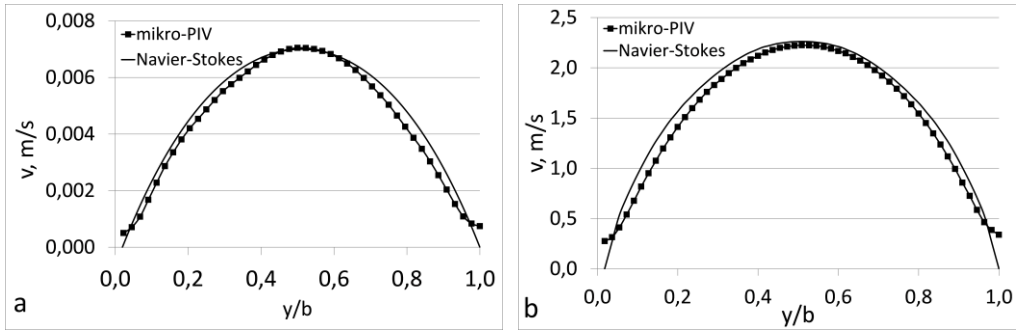
Atlikti eksperimentiniai matavimai tiesiuose kanaluose leidžia palyginti gautus rezultatus su gerai žinomais teoriniais sprendiniais. Bruus (2008) pateiktas Navier-Stokes lygties sprendinys kvadratinio ir stačiakampio formos kanalams leidžia suskaičiuoti laminarinio tekėjimo greičio profilį esant pastoviam slėgio gradientui išilgai kanalo ir žinant skysčio debitą kanale:

$$v_x = \frac{48Q}{\pi^3 h b} \frac{\sum_{n, odd}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left[ 1 - \frac{\cosh\left(\frac{n\pi y}{h}\right)}{\cosh\left(\frac{n\pi v}{2h}\right)} \right] \sin\left(\frac{n\pi z}{h}\right)}{\left[ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{192h}{n^5 \pi^5 v} \tanh\left(\frac{n\pi v}{2h}\right) \right]}; \quad (2.29)$$

čia  $Q$  – debitas;  $h$  – kanalo aukštis;  $b$  – kanalo plotis,  $v$  – greitis.

Palyginus teorinius ir eksperimentinius greičio profilius (2.7 pav.) galima matyti, kad išmatuotos greičio vertės yra šiek tiek mažesnės. Tai gali būti paaiškinama tūriniu srauto apšvietimu atliekant matavimus. Taip pat dėl padidėjusio triukšmo prie kanalo sienelių matomas eksperimentinių greičio profilių užlinkimas. Be to, greičio skirtumas tarp maksimalios greičio vertės kanalo ašyje ir minimalios – prie sienelių yra pakankamai didelis ir jų negalima išmatuoti su ta pačia  $\Delta t$  verte. Siekiant gauti kuo tikslesnius rezultatus didžiojoje kanalo dalyje, mažiausios greičio

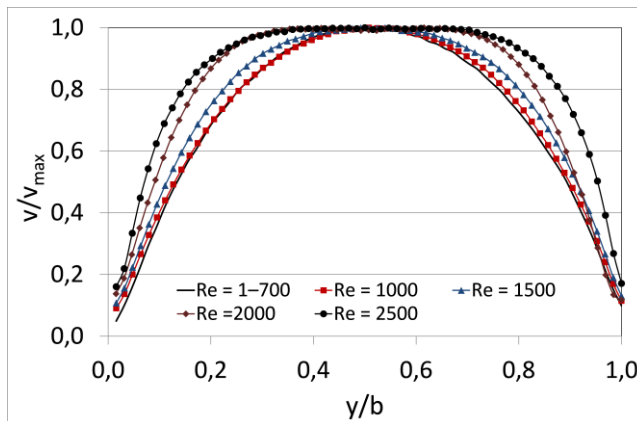
vertės prie kanalo sienelių yra iškraipomos kaip ir matoma pateiktuose greičio profiliuose.



2.7 pav. Eksperimentinių ir teorinių greičio profilių tiesiame kanale palyginimas, kai  
 a)  $Re_{Dh} = 1,7$  ir b)  $Re_{Dh} = 600$

### 2.5.2. Greičio profilių priklausomumas nuo $Re_{Dh}$

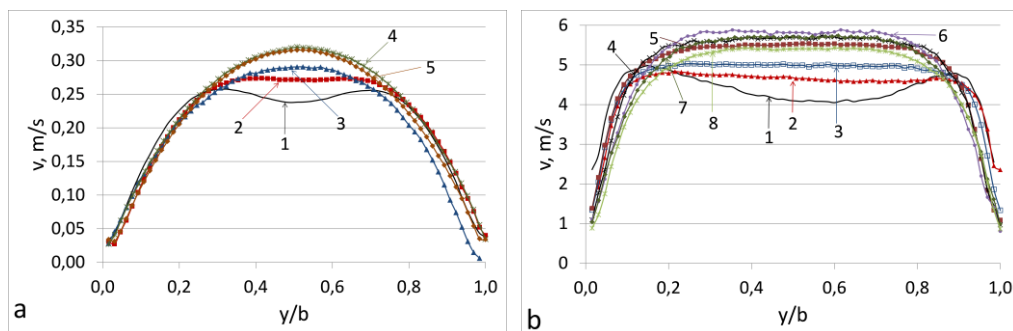
Palyginus eksperimentiškai išmatuotus greičio profilius priklausomai nuo  $Re_{Dh}$  (2.8 pav.) matyti, kad ribose  $1 < Re_{Dh} < 1000$  greičio profilis išlaiko pastovią parabolės formą, būdingą laminariniam tekėjimo režimui. Profilio plokštėjimas prasideda nuo  $Re_{Dh} = 1500$ , ir jis įgauna būdingą turbulentiniam tekėjimo režimui formą, kai  $Re_{Dh} = 2500$ . Tai rodo, kad tiriamajame mažo skersmens kanale perėjimas iš laminarinio į pereinamąjį tekėjimo režimą įvyksta intervale  $1000 < Re_{Dh} < 1500$ , o į nusistovėjusį turbulentinį tekėjimo režimą, esant  $2000 < Re_{Dh} < 2500$ . Šiuos tekėjimo režimų pasikeitimus nurodančių  $Re_{Dh}$  reikšmių intervalai praktiškai nesiskiria nuo jų reikšmių įprastiniuose kanaluose. Tai rodo, kad tekėjimas mažo skersmens kanaluose (šiam darbe naudojami kanalai, kurių  $D_h = 0,45-0,8$  mm) vyksta pagal tuos pačius dėsningumus kaip ir įprastinio dydžio kanaluose.



2.8 pav. Greičio pasiskirstymas kanale ( $D_h = 0,67$  mm) kintant tekėjimo režimui

### 2.5.3. Srauto stabilizacija kanale

Priklausomai nuo kanalo geometrinių duomenų ir gamybos proceso, srautas į eksperimentinį kanalą gali įtekėti tiesiai arba per 90° kampu prijungtą vamzdelį. Pirmuoju atveju srautui įtekant į kanalą, sankirtoje vamzdelis-kanalas nežymiai pasikeičia skersmuo ir skerspjūvio forma (iš apvalios į kvadratinę). Antruoju atveju, į kanalą įtekantis srautas prieš tai prateka per vieną arba keletą alkūnių ir yra sutrikdytas. Dėl to svarbu žinoti minimalų atstumą, už kurio srautas yra nusistovėjęs. Atstumas, per kurį srautas kanale nusistovi, priklauso nuo tekėjimo režimo. Iš 2.9 pav. pateiktų eksperimentiškai išmatuotų greičio profilių galima matyti, kad alkūnės, įtekėjime į kanalą, formuoja profilio įlinkį kanalo ašyje, kuris išsilygina (10–20)h atstume nuo įtekėjimo.



**2.9 pav.** Greičio pasiskirstymas kanalo su alkūnėmis ašinėje plokštumoje priklausomai nuo įtekėjimo atstumo  $x/h$ : a)  $Re_{Dh} = 100$ : 1; 2; 3; 4 ir 5 –  $x/h = 2$ ; 2.5; 5; 10 ir 76 atitinkamai; b)  $Re_{Dh} = 2,500$ : 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7 ir 8 –  $x/h = 2$ ; 2.5; 5; 10; 20; 40; 60 ir 76 atitinkamai

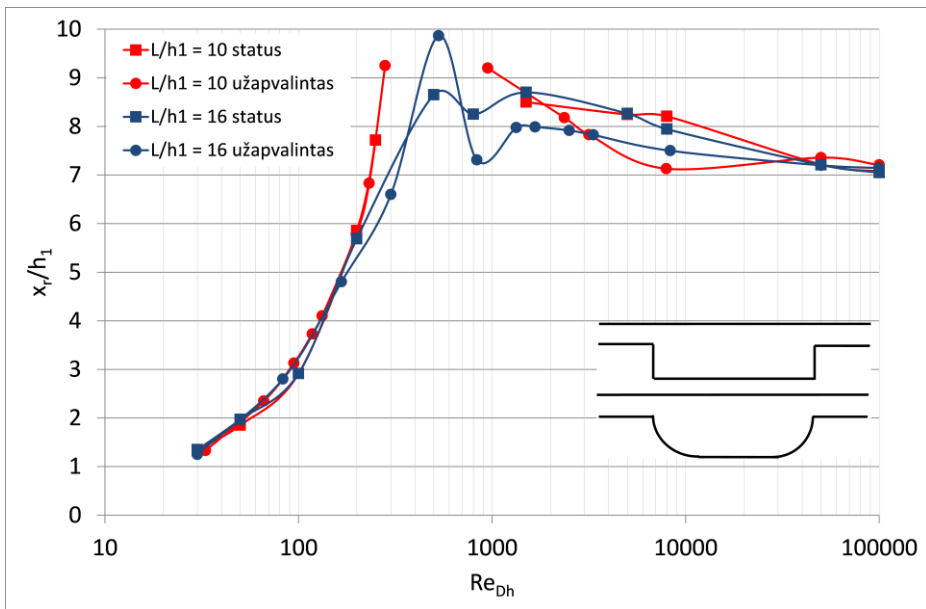
Laminarinio tekėjimo režimo atveju (2.9 pav. a), profiliai įgauna jiems būdingą parabolės formą esant (5–10)h atstume nuo įtekėjimo, o pasiekus atstumą  $x/h = 10$ , greičio profilis jau yra stabilus visame likusiame kanalo ruože. Turbulentinio tekėjimo režimo atveju (2.9 pav. b) greičio profilis stabilizuojasi 20h atstume nuo įtekėjimo.

### 2.6. Laipto formos įtakos palyginimas

Kaip galima matyti iš atliktos kitų autorių darbų apžvalgos, recirkuliacinės zonos tyrimai kavernoje ar aptekant kanalo išplatėjimą atliekami esant statiems laipto, kliūtis (Armaly et al., 1983; Goharzadeh & Rodgers, 2009; Stogiannis et al., 2014; Tihon et al., 2012) ar kavernos (Esteve et al., 2000; Leonardi et al., 2003; Sinha et al., 2017) kampams. Kadangi, šiuo atveju matavimai atlikti kavernoje su užapvalintais kampais, šiame poskyryje pateikiamas santykinio recirkuliacinės zonos ilgio bei tekėjimo struktūros kavernoje palyginimas kavernoje su statmenais ir užapvalintais kampais.

2.10 pav. pateiktos skaitinio modeliavimo metodu gautos santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės pereinamojo ( $L/h_1 = 10$ ) ir uždarojo ( $L/h_1 = 16$ ) tipo kavernoje, esant parametrai  $H/h = 2$ , priklausomai nuo  $Re_{Dh}$ . Laminarinio

tekėjimo režimo pradžioje ( $Re_{Dh} < 200$ ) santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės sutampa visais pateiktais atvejais. Skirtumai išryškėja tik esant didesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms. Šlyties sluoksnis neprisijungia prie kavernos dugno intervale, kai  $280 < Re_{Dh} < 950$  kavernos su užapvalintais kampais atveju, ir  $250 < Re_{Dh} < 1500$  – kavernos su statmenais kampais atveju. Kaip matome, esant statiems kavernos kampams, perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą, prasideda esant mažesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms bei išsilaiko iki didesnių  $Re_{Dh}$  verčių kavernos su statmenais kampais atveju. Perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą, recirkuliacinės zonos ilgis išsilaiko šiek tiek didesnis statmenų kavernos kampų atveju, kol pasiekiamos didelės  $Re_{Dh}$  vertės. Uždarovo tipo kavernos atveju recirkuliacinės zonos ilgio maksimali vertė yra didesnė užapvalintos kavernos kampų atveju. Tačiau prasidėjus perėjimui į pereinamąjį bei turbulentinį tekėjimo režimus, recirkuliacinės zonos ilgio vertės yra didesnės statmenų kavernos kampų atveju. Esant nusistovėjusiam turbulentiniam tekėjimo režimui, santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės tampa vienodomis nepriklausomai nuo kavernos tipo bei kampų tipo.



**2.10 pav.** Santykinės recirkuliacinės zonos priklausomumo nuo  $Re_{Dh}$  palyginimas kavernoje su statmenais ir užapvalintais kampais. Pateikiami skaitinio modeliavimo rezultatai

Recirkuliacinės zonos ilgio skirtumai gali būti paaiškinami didesniu tekėjimo kavernoje turbulentiškumu, sukeltu staigaus kanalo skerspjūvio pokyčio statmenų kampų atveju. Esant užapvalintiems kavernos kampams, srauto įtekėjimas į kaverną yra švelnesnis, dėl ko kavernoje ilgiau išsilaiko laminarinis tekėjimo režimas, kas matoma iš pasiekiamų didesnių maksimalių  $x_r/h_1$  verčių.

### 3. TYRIMŲ REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

#### 3.1. Tekėjimas pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose

Šiame poskyryje aptariami rezultatai eksperimentinių matavimų ir skaitinio modeliavimo metu gauti pereinamojo ir uždarojo tipo kavernose, keičiant jų geometrinius parametrus (t. y.  $L/h_1$ ,  $H/h$ ) ir tekėjimo režimą. Recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos dėsningumai aptariami kiekvienam kavernos tipui atskirai.

Šiame poskyryje tekėjimo režimas nustatomas pagal  $Re_{Dh}$ , kurio skaičiavimui charakteringuoju ilgio parametru pasirinktas įtekėjimo kanalo hidraulinis skersmuo  $D_h$ . Fizikiniu požiūriu hidraulinio skersmens naudojimas yra labiau pateisinamas, nes būtent tekėjimo režimas kanale, apibūdinamas  $Re_{Dh}$  reikšme, lemia pagrindinio srauto ir recirkuliacinio tekėjimo sąlyčio zonoje maišymosi intensyvumą, atitrūkusio pagrindinio srauto prisijungimo vietą ir recirkuliacinės zonos ilgį.

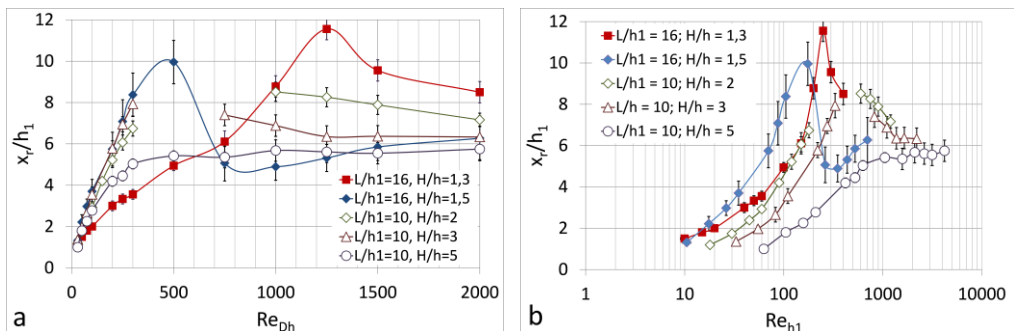
Kadangi kitų autorių darbuose, tiriant recirkuliacinės zonos dinamiką, aptinkamas  $Re$  įvertinimas charakteringuoju ilgio parametru laikant laipto arba kliūties aukštį (Back & Roschke, 1972; Carvalho et al., 1987; Nadge & Govardhan, 2014; Spazzini et al., 2001), kanalo aukštį (Kostas et al., 2002; Stogiannis et al., 2014; Tihon et al., 2012) arba pasienio sluoksnio storį (Kostas et al., 2002), 3.2.4. poskyryje pateiktas rezultatų palyginimas  $Re$  charakteringuoju parametru laikant kavernos gylį  $h_1$ .

Šiame darbe, atliekant skaitinį modeliavimą, vidutiniams tekėjimo parametrų gauti pasirenkamas RSM-BSL modelis, tuo tarpu LES modelis naudojamas tik momentinių greičio laukų analizei pereinamajame ir turbulentiame tekėjimo režimuose.

##### 3.1.1. Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo $Re_{Dh}$

Eksperimentiškai išmatuotos santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomumai nuo  $Re_{Dh}$  ir  $Re_{h1}$  pateikti 3.1 pav. Kaip galima matyti, recirkuliacinės zonos ilgio kitimo dėsningumai skiriasi priklausomai nuo kavernos tipo ir kanalo išplatėjimo santykio. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio kitimo tendencija taip pat priklauso pagal kokį kriterijų įvertintas  $Re$  skaičius.

Pereinamojo kavernos tipo atveju kreivės turi trūkio taškus esant nedideliame kanalo išplatėjimo santykiui. Uždarojo tipo kavernų atveju maksimalios recirkuliacinės zonos ilgio vertės pasiekiamos ties skirtingomis  $Re_{Dh}$  reikšmėmis bei matomas piko išnykimas esant dideliame kanalo išplatėjimo santykiui. Kreivių pasvyrimo kampas yra skirtingas visais atvejais esant laminariniam tekėjimo režimui.

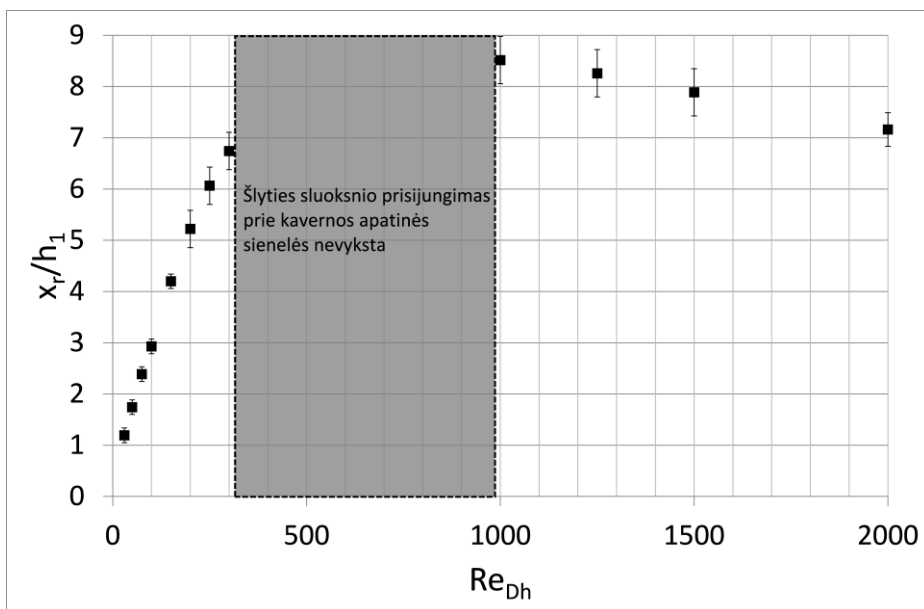


**3.1 pav.** Eksperimentiškai išmatuotos recirkuliacinės zonos ilgio įvairių tipų kavernoje priklausomumai nuo a)  $Re_{Dh}$  ir b)  $Re_{h1}$

Toliau šiame skyriuje aptariami eksperimentiniu būdu gauti rezultatai pereinamojo tipo kavernoje.

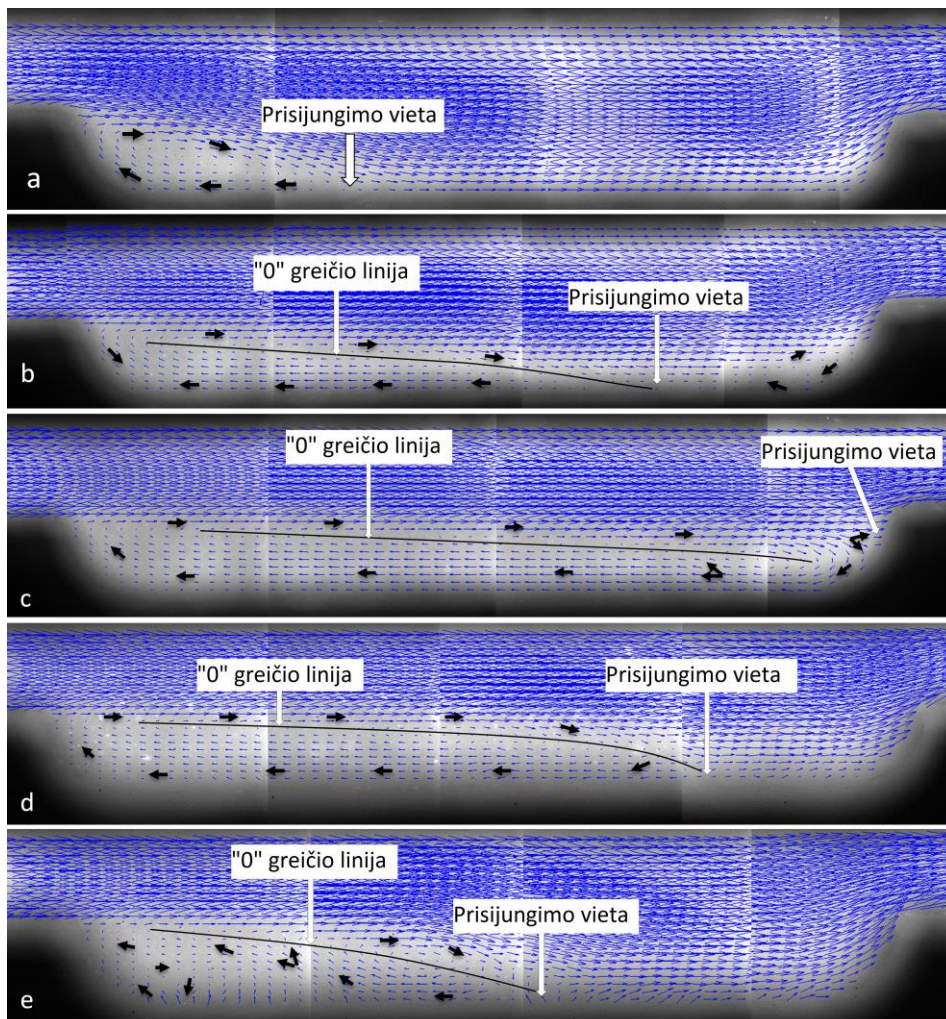
3.2 pav. pateikta santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  pereinamojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 10$ ), esant dvigubam kanalo išplatėjimui įtekėjime į kaverną ( $H/h = 2$ ). Kadangi kavernos kampai ties jos dugnu yra užapvalinti, teigiamo slėgio gradiento vertės kavernoje sumažėja ir sūkurinė zona kavernoje susiformuoja tik pasiekus tam tikrą  $Re_{Dh}$ . Šiuo atveju recirkuliacinė zona kavernoje nesiformuoja, nes srautas (šlyties sluoksnis) neatitrūksta, kol  $Re_{Dh} < 30$ .  $Re_{Dh}$  vertei didėjant nuo 30 iki 300 recirkuliacinės zonos ilgis kavernoje didėja tiesiškai ir atitinkamai pasiekia vertes  $x_r/h_1 = 1,1$  ir  $x_r/h_1 = 6,9$ . Tokį recirkuliacinės zonos ilgėjimą lemia laminariniam tekėjimo režimui būdingas maišymosi sluoksnio, esančio tarp atitrūkusio šlyties sluoksnio ir recirkuliacinio tekėjimo, plėtimasis. Kaip galima matyti iš greičio vektorių laukų (3.3 pav. a ir b) laminarinio tekėjimo atveju recirkuliacinė zona susideda iš vienos stabilios recirkuliacinės zonos prie atgalinės kavernos sienelės. Šiame  $Re_{Dh}$  intervale recirkuliacinė zona yra stabili ir jos ilgis laike pulsuoja labai nedaug. Pasiekus  $Re_{Dh} = 240$ , prie priekinės kavernos sienelės taip pat susiformuoja recirkuliacinė zona ir išlieka tokio paties dydžio,  $x_r/h_1 = 1,9$ , iki  $Re_{Dh} = 300$ .

Recirkuliacinės zonos ilgiui pasiekus kritinę ribą, kuri mūsų atveju yra  $(0,6-0,7)L$  ribose, pradeda reikštis priekinės kavernos sienelės poveikis, atkeliantis prisijungiantį šlyties sluoksnį nuo kavernos dugno. Todėl  $Re_{Dh}$  intervale nuo 300 iki 1000 atitrūkęs šlyties sluoksnis neprisijungia prie kavernos dugno (3.2 pav.). Kavernoje susiformuoja uždara stagnacinė recirkuliacinė zona. Nulinio greičio linija, atitinkanti sūkurio centrinę dalį, yra beveik lygiagreti kavernos dugnui (3.3 pav. c). Recirkuliacinę zoną sudaro vientisas kontūras su prisijungimo vieta ant priekinės sienelės briaunos. Taip pat, ties priekine sienele stebimas sūkurinio tekėjimo sustiprėjimas, pasireiškiantis labiau išreikštu sūkurio centru bei kryptį keičiančiais greičio vektoriais. Analogiška srauto struktūra pereinamojo tipo kavernoje stebima Esteve et al. (2000) darbe. Toliau didėjant  $Re_{Dh}$ , sūkuriumas kavernoje taip pat didėja. Dėl to ties priekine kavernos sienele susiformuoja atskiras recirkuliacinis kontūras, kuris išmetamas iš kavernos (tai plačiau aptariama 3.1.2 skyriuje) ir šlyties sluoksnis vėl gali prisijungti prie kavernos dugno.



**3.2 pav.** Eksperimentiškai išmatuotos recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  pereinamojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 10$ ), kai  $H/h = 2$

Šlyties sluoksniu prisijungimas prie kavernos dugno vėl įvyksta pasiekus  $Re_{Dh} = 1000$  (3.3 pav. d). Recirkuliacinės zonos ilgio vertė šlyties sluoksniui vėl prisijungus prie kavernos dugno, kai  $Re_{Dh} = 1000$ , yra šiek tiek didesnė nei prieš šlyties sluoksniu atkėlimą, kai  $Re_{Dh} = 300$ . Toliau didėjant  $Re_{Dh}$ , recirkuliacinės zonos ilgis kavernoje mažėja (3.2 pav.). Taip pat iš greičio vektorių laukų galima matyti, kad  $Re_{Dh}$  padidėjus nuo 1000 iki 1500, pasikeitė recirkuliacinės zonos struktūra.  $Re_{Dh} = 1000$  (3.3 pav. d) atveju recirkuliacinė zona savo sandara yra panaši į zoną, matomą laminarinio tekėjimo režimo atveju ir susidedančią iš vientiso recirkuliacinio kontūro (3.3 pav. a ir b). Tačiau padidėjus  $Re_{Dh}$  vertei, recirkuliacinė zona suyra į sukurių sistemą, kurioje atskiri sukuriai matomai net ir esant suvidurkintiems tekėjimo laukams. (3.3 pav. e). Iš laike suvidurkinto greičių vektorių lauko galima išskirti 3 atskirus sukurius. Mažiausias sukury susiformuoja kampe ties atgaline kavernos sienele. Virš šio sukurio formuojasi išilgėjusi sukurinė zona, kurios intensyvumas padidėja išilgai kavernos ir kuri vizualiai gali būti padalinta į dvi dalis. Pirmoji dalis, išilgėjusi nuo atbulinės kavernos sienelės viršutinės briaunos iki  $x_r/h_1 = 2,5$ , pasižymi nedideliu sukuringumu, už jos sekantis sukury turi išryškintus kontūrus.



**3.3 pav.** Eksperimentiniai vidutiniai greičio vektorių laukai pereinamojo tipo kavernoje, kai  $Re_{Dh}$  a) 100, b) 300, c) 800, d) 1000 ir e) 1500

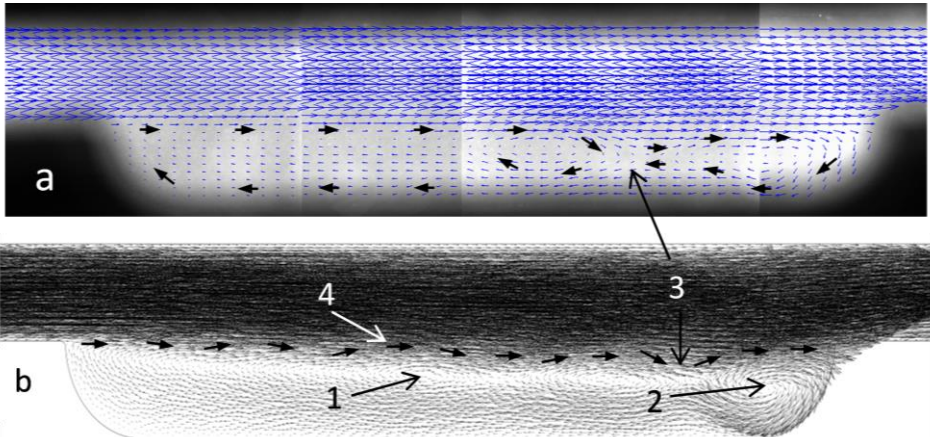
### 3.1.2. Vidinė recirkuliacinės zonos struktūra

Suvidurkinant greičių laukus gali būti prarandama dalis informacijos apie sūkurinio tekėjimo struktūrą. Tai ypač aktualu esant sudėtingai srauto struktūrai ir turbulentiniam tekėjimo režimui, kai srautas nėra pastovus laike. Dėl to, vidinei tekėjimo struktūrai analizuoti atlikti nuo laiko priklausomi skaičiavimai naudojant LES modelį ir palyginti su momentiniais eksperimentiniais greičio vektorių laukais.

Pereinamojo tekėjimo režimo atveju recirkuliacinis tekėjimas kavernoje vis dar išlieka stabilus, t. y. nestebimos recirkuliacinės zonos pulsacijos. Intervale  $Re_{Dh} = 300-800$  recirkuliacinės zonos kavernoje struktūra yra identiška eksperimentiniuose ir skaitinio modeliavimo metu gautuose greičių laukuose (3.4 pav.). Pagrindiniai elementai recirkuliacinėje zonoje yra uždaras recirkuliacinis

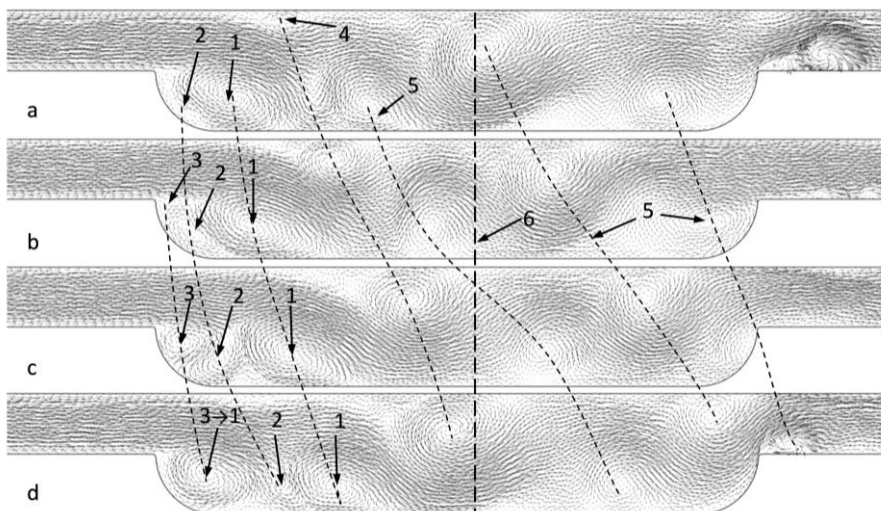


kontūras (1) išsitęsęs per visą kavernos ilgį ir didelio intensyvumo sūkurys išsidėstęs ties priekine kavernos sienele (2). Tarp recirkuliacinio kontūro ir sūkurio stebimas stagnacijos taškas (3), kuriame greitis lygus 0. Taip pat tarp recirkuliacinės zonos ir atitrūkusio srauto yra maišymosi sluoksnis (4), kuris  $Re_{Dh} = 300-800$  intervale išlieka stabilus. Toliau didinant  $Re$ , nestabilumai maišymosi sluoksnyje išauga ir recirkuliacinėje zonoje pradeda formuotis pavieniai sūkuriai. Pasiekus kritinę vertę, ties priekine kavernos sienele esantis sūkurys (2) yra išstumiamas iš kavernos.



**3.4 pav.** Eksperimentiniai (a) ir LES metodu sumodeliuoti (b) momentiniai greičio vektorių laukai pereinamojo tekėjimo režimo atveju, kai  $Re_{Dh} = 800$ . 1 – stacionarus recirkuliacinis kontūras, 2 – sūkurys išsidėstęs ties priekine kavernos sienele, 3 – stagnacijos taškas tarp (1) ir (2) sūkurių, 4 – maišymosi sluoksnis tarp recirkuliacinio ir pagrindinio srautų

Perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą, tekėjimo struktūra kavernoje stipriai pasikeičia. Atsiranda šlyties sluoksnio prisijungimui prie kavernos dugno būdingi elementai. Kaip galima matyti iš LES modeliavimo metu gautų rezultatų,  $Re_{Dh} = 1500$  atveju (3.5 pav.) kavernoje vyksta periodinis sūkurių formavimosi, augimo ir subyrėjimo ciklas. 3.5 pav. pateiktas vienas tokio periodo ciklas. Pirminio sūkurio (1) formavimasis ir augimas yra nulemtas aukšto teigiamo slėgio gradiento, atsiradusio dėl staigaus kanalo skerspjūvio padidėjimo įtekėjime į kaverną, bei atitrūkusio nuo kavernos atgalinės sienelės briaunos šlyties sluoksnio ir recirkuliacinio srauto kavernoje sąveikos (3.5 pav. a). Sūkurys negali užaugti didesnis nei kavernos gylis ( $h_1$ ), kadangi viršijus šį dydį, sūkurys „nupučiamas“ atitrūkusio šlyties sluoksnio. Kai pasiekiamas kritinis sūkurio dydis, jis atitrūksta nuo atbulinės kavernos sienelės ir pradeda formuotis antrinis sūkurys (2) (3.5 pav. b). Antrinis sūkurys nespėja pasiekti kritinio dydžio, kadangi iš vienos pusės jis ribojamas tolstančio pirminio sūkurio, o iš kitos pusės naujai pradėjusio formuotis sūkurio. Dėl antrinio sūkurio sąveikos su nuo atgalinės kavernos sienelės krašto atitrūkusiu šlyties sluoksniu susiformuoja didelio intensyvumo tretinis (3) sūkurys (3.5 pav. c), kuris greitai didėja ir užima pirminio sūkurio vietą (3.5 pav. d) ir ciklas prasideda nuo pradžių.

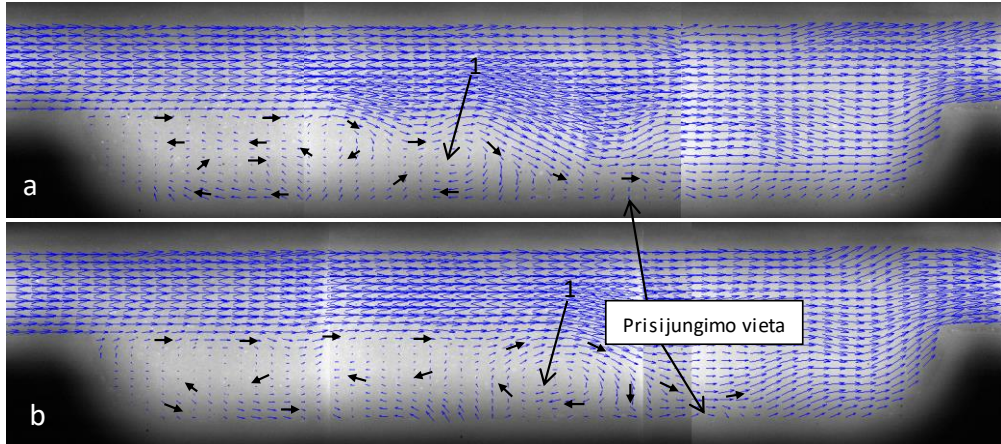


**3.5 pav.** LES metodu gauti momentiniai greičio vektorių laukai turbulentinio tekėjimo režimo atveju, kai  $Re_{Dh} = 1500$ . 1, 2 ir 3 – recirkuliacinėje zonoje dominuojantys sūkuriai, 4 – sūkurys ant viršutinės kanalo sienelės, 5 – (1) ir (4) sūkurių trajektorija už prisijungimo taško, 6 – vidutinė prisijungimo taško vieta nustatyta pagal eksperimentinius matavimo rezultatus (3.2 pav.)

Tolesnis pirminio sūkurio kelias, kol jis iškeliauja iš kavernos, matomas iš punktyrinės linijos (5). Aprašyta sūkurių sistema yra tarsi iš viršaus uždaryta atitrūkusio šlyties sluoksnio, kuris prisijungia prie kavernos dugno už pirminio sūkurio. Pirminiam sūkuriui paliekant sūkurių sistemą, šlyties sluoksnis yra atkeliamas nuo kavernos dugno (3.5 pav. a ir d) ir recirkuliacinės zonos ilgis tuo momentu padidėja. Pirminiam sūkuriui toliau pasislinkus srauto kryptimi, šlyties sluoksnis vėl prisijungia prie kavernos dugno ir prisijungimo vieta išlieka pastovi likusioje ciklo dalyje. Šis recirkuliacinės zonos ilgio kitimas užfiksuotas ir eksperimentiniuose matavimuose rezultatuose analizuojant momentinius greičio vektorių laukus. Recirkuliacinės zonos ilgis LES metodu gautuose momentiniuose greičio vektorių laukuose, kai  $Re_{Dh} = 1500$  kinta 8,9 % ribose.

3.5 pav. pateikti momentiniai greičio vektorių laukai gauti atliekant skaičiavimus kas  $10^{-4}$  s, tam kad būtų užtikrinta mažesnė už vienetą Courant skaičiaus vertė. Pateikti rezultatai kas  $4 \cdot 10^{-4}$  s, o viso ciklo periodas trunka 0,002 s. Eksperimentinės  $\mu$ PIV sistemos skiriamoji laiko geba yra tik 0,067 s, dėl to nėra įmanoma užfiksuoti trumpai gyvujančių srauto struktūrų kitimo kavernoje. 3.6 pav. pateikti eksperimentiniai momentiniai greičio vektorių laukai, kai  $Re_{Dh} = 1500$ , dviem skirtingais laiko momentais. Kaip ir skaitinių rezultatų atveju, recirkuliacinės zonos struktūra kavernoje susideda iš laike kintančių sūkurių sistemos. Taip pat šlyties sluoksnio prisijungimo taško vieta prie kavernos dugno keičia savo padėtį laike. Šis kitimas yra sąlygojamas sūkurio (1) poslinkio srauto tekėjimo kryptimi ir šlyties sluoksnio atkėlimo nuo kavernos dugno, lemiančio prisijungimo taško atitolinimą, analogiškai skaitinių rezultatų atveju (3.5 pav.).

Taip pat skaitiniuose rezultatuose (3.5 pav.) matomas sūkurys ant viršutinės kanalo sienelės (4). Augdamas sūkurys spaudžia atitrūkusį šlyties sluoksnį link kavernos dugno, darydamas poveikį prisijungimo taško vietai. Šis sūkurys nėra matomas eksperimentiniuose matavimo rezultatuose (3.6 pav.), kaip ir sūkurinės zonos, esančios (3.5 pav. (5)) už prisijungimo taško matomos skaitiniuose rezultatuose.



3.6 pav. Momentiniai eksperimentiniai greičio vektorių laukai, kai  $Re_{Dh} = 1500$

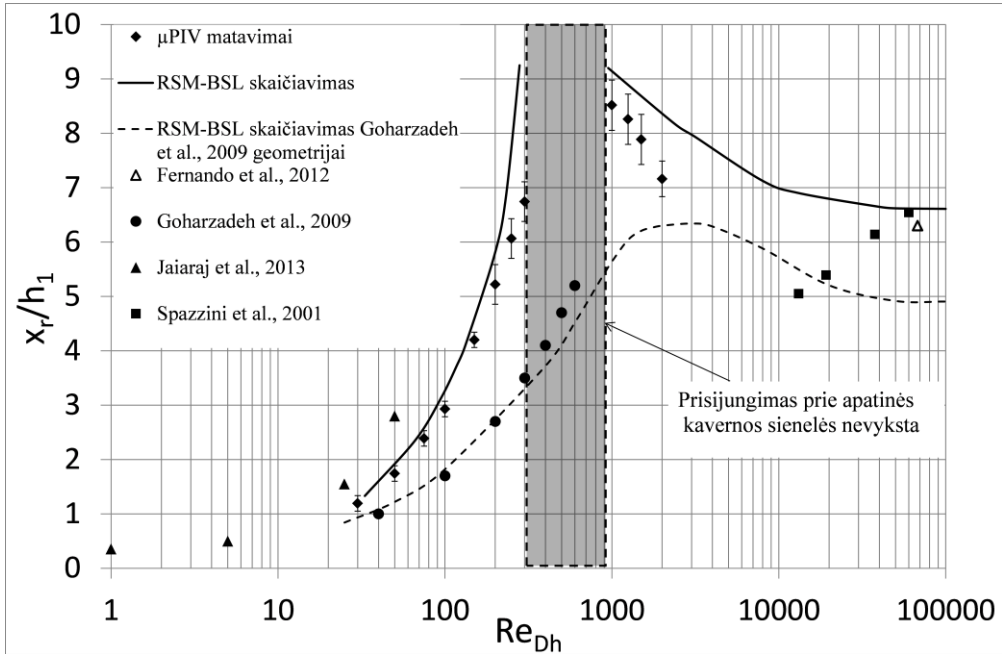
### 3.1.3. Eksperimentinių ir skaitinių rezultatų palyginimas

3.7 pav. pateiktas santykinės recirkuliacinės zonos ilgio kitimo priklausomai nuo  $Re_{Dh}$  kitimo palyginimas su skaitinio modeliavimo metu gautais rezultatais. Taip pat palyginimui pateiktos kitų tyrėjų gautos recirkuliacinės zonos ilgio vertės. Fernando et al. (2012) ir Spazzini et al. (2001) atliko eksperimentinius recirkuliacinės zonos ilgio matavimus už atgalinio laipto stačiakampio formos kanale, Goharzadeh ir Rodgers (2009) eksperimentinius matavimus atliko žiediniame kanale, o Jayaraj et al. (2013) pateikė sumodeliuotas recirkuliacinės zonos ilgio vertes už atgalinio laipto. Pasirinktais atvejais kanalų kraštinių santykis yra ribose  $z/h_1 = 2,7 - 35$ , o kanalo išplatėjimo santykis  $H/h_1 = 1,3 - 2$ . Tiriamojo eksperimentinio kanalo parametrai  $z/h_1 = 5$  ir  $H/h_1 = 2$  patenka į minėtus intervalus.

Goharzadeh ir Rodgers (2009) atliko eksperimentinius matavimus žiediniame kanale. Tokia kanalo forma užtikrina tekėjimo struktūrą, artimiausią dvimačiam tekėjimui. Dėl to ši forma buvo pasirinkta skaitinio modelio patikrinimui. Kaip galima matyti iš 3.7 pav. pateiktų skaičiavimo rezultatų, santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės sutampa esant mažoms  $Re_{Dh}$  vertėms, pasiekus  $Re_{Dh} = 300$  eksperimentiniai matavimai pateikia didesnes vertes nei modeliavimas ir šis skirtumas didėja didėjant  $Re_{Dh}$ .

$Re_{Dh}$  intervalas, kuriame šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno nevyksta, gana gerai sutampa su eksperimentiniais rezultatais. Vėl įvykus šlyties sluoksnio prisijungimui, eksperimentinių rezultatų atveju, recirkuliacinės zonos ilgis yra panašus abiem atvejais, tačiau toliau didėjant  $Re_{Dh}$ , recirkuliacinės zonos ilgis

eksperimentinių matavimų atveju mažėja greičiau, palyginus su modeliavimo metu gautais rezultatais. Taip pat, kaip galima matyti iš skaitinių rezultatų, kai  $Re_{Dh} > 9000$  recirkuliacinės zonos ilgio mažėjimo tempas sumažėja ir pradeda artėti į asimptotinę vertę. Fernando et al. (2012) ir Spazzini et al. (2001) eksperimentiniai rezultatai kartu su pereinamojo tipo kavernos skaitiniu modeliavimu rodo, kad esant didelėms  $Re_{Dh}$  vertėms, recirkuliacinės zonos ilgis nusistovi tam tikrame intervale nepriklausomai nuo geometrinių parametru.

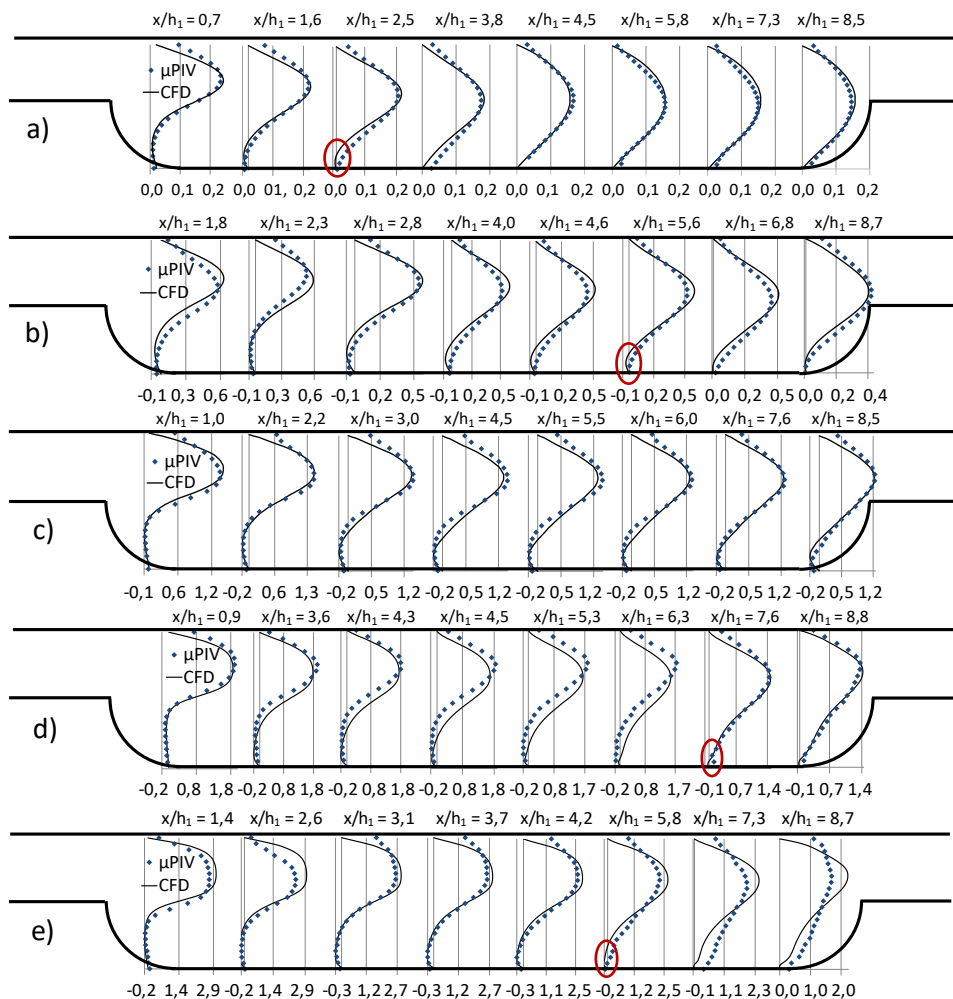


**3.7 pav.** Eksperimentinių ir sumodeliuotų recirkuliacinės zonos ilgio verčių palyginimas tarpusavyje ir su kitų autorių rezultatais

Skirtumai tarp eksperimentinių ir skaitinių rezultatų yra matomi ir analizuojant greičio profilius skirtinguose atstumuose  $x/h_1$  nuo atgalinės kavernos sienelės (3.8 pav.). Laminarinio tekėjimo režimo atveju (3.8 pav. a ir b) greičio vertės gana gerai sutampa per visą kavernos ilgį. Didžiausias prieš srauto kryptį nukreiptas greitis stebimas ties atgaline kavernos sienele ir sudaro nedaugiau nei 10 % nuo pagrindinio srauto greičio ir tolygiai mažėja srauto tekėjimo kryptimi, kai pasiekama mažiausia vertė prisijungimo prie kavernos dugno taške. Minimalus greitis prie kavernos dugno vertikalia kryptimi išsilaiko maždaug iki  $y/h \approx 0,05$  ir tuomet pradeda didėti. Pereinamojo tekėjimo režimo atveju (3.8 pav. c) šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno neįvyksta. Šiuo atveju neigiamos krypties greitis didėja išilgai kavernos ir didžiausią vertę pasiekia kai  $x/h_1 \approx 5,6$  iki  $y/h \approx 0,1$ . Greičio profilis pirmoje kavernos pusėje (3.8 pav. d ir e) yra suplokštėjęs. Toks greičio profilio formos pasikeitimas parodo tekėjimo režimo pasikeitimą į turbulentinį tekėjimo režimą. Šiuo atveju pradeda išryškėti eksperimentinių ir sumodeliuotų greičio profilių nesutapimai.  $Re_{Dh} = 1000$  (3.8 pav. d) atveju neigiamas greitis yra didesnis

eksperimentinių matavimų atveju, taip pat skiriasi maksimalaus greičio vieta centrinėje kavernos dalyje ( $x/h_1 = 3-7$ ), kuri yra  $y/h = 0,76$  eksperimentinių matavimų ir  $y/h = 0,67$  tekėjimo modeliavimo atveju. Šis skirtumas gali būti paaiškinamas besiformuojančia recirkuliacine zona ant kavernos viršutinės sienelės aptarta 3.1.2. skyriuje. Galinėje kavernos dalyje  $x/h_1 > 7,5$  abiem atvejais gauti greičio profiliai sutampa.  $Re_{Dh} = 1000$  atveju recirkuliacinės zonos ilgio vertė yra panaši abiem atvejais,  $x_r/h_1 = 7,6$  ir  $x_r/h_1 = 7,3$  atitinkamai eksperimentinio ir skaitinio modeliavimo atvejais.

$Re_{Dh} = 1500$  atveju (3.8 pav. e) skirtumai tarp abiem metodais gautų greičio profilių išryškėja įtekėjime į kaverną ir antroje kavernos pusėje. Sprendžiant pagal eksperimentinius greičio profilius, greitis pirmoje kavernos pusėje mažėja šiek tiek greičiau nei skaitinio modeliavimo atveju, tačiau centrinėje kavernos dalyje greičių vertės susilygina. Antroje kavernos pusėje eksperimentiniai greičio profiliai pasižymi mažesnėmis greičių vertėmis ir netaisyklinga forma atsirandančia dėl priekinės sienelės įtakos. Skaitinio modeliavimo atveju, greičio profiliai virš kavernos įgauna parabolės formą jau ties šlyties sluoksnio prisijungimo tašku.



**3.8 pav.** Eksperimentinių ir skaitinių greičio profilių palyginimas pereinamojo tipo kavernoje, kai  $Re_{Dh}$  a) 95, b) 280, c) 800, d) 1000, e) 1500. Raudonai pažymėta eksperimentiškai nustatyta šlyties sluoksnio prisijungimo prie kavernos dugno vieta

### 3.2. Parametrinė analizė

Palyginus eksperimentinių ir skaitinio modeliavimo rezultatus, matome, kad skaitiniai rezultatai gana neblogai leidžia įvertinti recirkuliacinės zonos ilgio vertes ir jų kitimo tendenciją. Tai leidžia praplėsti įrangos ribojamas eksperimentinių matavimų ribas ir pratęsti tyrimus tolesniame turbulentinio tekėjimo režimo ruože. Šiame skyriuje toliau analizuojama recirkuliacinės zonos dinamika pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje platesniame  $Re$  skaičiaus ir kavernos geometrinių parametru verčių intervale.

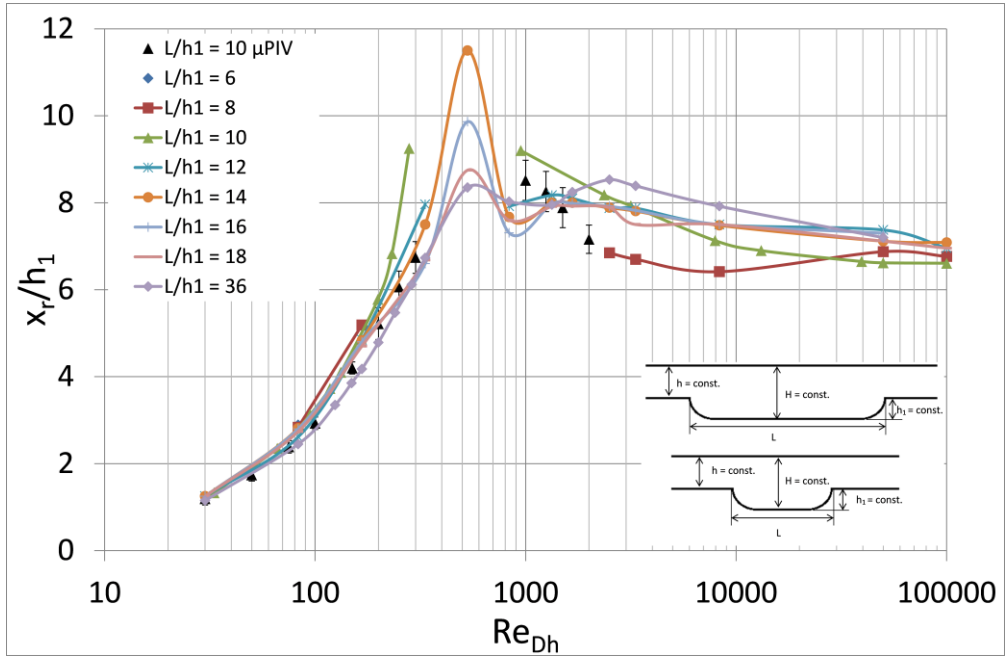
### 3.2.1. Kavernos santykinio ilgio ir gylio įtaka recirkuliacinės zonos ilgiui

Tekėjimo struktūra kavernoje, taip pat ir recirkuliacinės zonos ilgis, priklauso nuo kavernos tipo, kuris apibrėžiamas kavernos ilgio ir gylio santykiu ( $L/h_1$ ). Esant pastoviam kavernos gyliui, srauto struktūra priklauso nuo priekinės kavernos sienelės padėties. Atvirojo kavernos tipo atveju atstumas tarp atgalinės ir priekinės sienelių yra nedidelis ir recirkuliacinis srautas kavernoje visuomet yra veikiamas priekinės sienelės. Uždarąjo kavernos tipo atveju priekinės sienelės įtaka sumažėja, o esant didelėms  $L/h_1$  vertėms, srautas kavernoje gali būti analizuojamas kaip tik atbulinio laipto aptekėjimas. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo kavernos tipo analizuota atliekant geometrinių kavernos parametrų analizę plačiame  $Re_{Dh}$  intervale.

Parametrinės analizės rezultatai gauti eksperimentinių matavimų ir skaitinio modeliavimo metodais. 3.9 pav. pateikta santykinės recirkuliacinės zonos ilgio nuo  $Re_{Dh}$  priklausomybė keičiant kavernos ilgį  $L$ , bet visus kitus parametrus laikant pastoviais dydžiais. Santykis  $L/h_1$  kito ribose  $4 \leq L/h_1 \leq 36$ , tokiu būdu aprėpiant visus tris kavernos tipus. Kai  $L/h_1 < 6$ , kaverna yra visiškai atvirojo tipo ir nuo atgalinės sienelės briaunos atitrūkęs šlyties sluoksnis prateka virš kavernos. Tekėjimo struktūra yra analogiška *lid driven cavity* atvejui. Šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno stebimas tik, kai  $L/h_1 \geq 6$ .  $L/h_1 = 6$  atveju šlyties sluoksnis prie kavernos dugno prisijungia tik esant mažoms Reynoldso skaičiaus vertėms, kai  $Re_{Dh} \leq 85$ , likusiame  $Re_{Dh}$  intervale tekėjimo struktūra yra tipiška atvirojo tipo kavernai. Toliau didėjant kavernos ilgiui,  $L/h_1 \geq 8$ , įvyksta perėjimas į pereinamojo tipo kaverną. Šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno stebimas iki tam tikros  $Re_{Dh}$  vertės laminariniam tekėjimo režimui ir po to vėl pasirodo perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą.  $Re_{Dh}$  intervalas, kuriame šlyties sluoksnis neprisijungia prie kavernos dugno siaurėja didėjant  $L/h_1$  santykiui. Laminariniam tekėjimo režimui prisijungimas vyksta prie didesnių bei atsinaujinta esant mažesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms didėjant  $L/h_1$  vertei. Tai paaiškinama mažėjančia priekinės sienelės įtaka atitrūkusio šlyties sluoksnio tekėjimui kavernoje. Pereinamojo tipo kavernos tekėjimas tęsiasi iki  $L/h_1 = 12$ , o pasiekus  $L/h_1 = 14$  kaverna tampa uždarąjo tipo ir atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno išlieka visame tirtame  $Re_{Dh}$  intervale.

Kaip galima matyti iš 3.9 pav. pateiktų kreivių,  $Re_{Dh}$  verčių intervalas, kuriame šlyties sluoksnio prisijungimas neįvyksta pereinamojo tipo kavernoje, atitinka intervalą, kuriame recirkuliacinės zonos ilgis pasiekia savo maksimalias vertes uždarąjo tipo kavernoje. Taip pat galima matyti, kad maksimalus recirkuliacinės zonos ilgis yra atvirkščiai proporcingas kavernos ilgiui. Maksimali vertė greitai mažėja didėjant santykiui  $L/h_1$  nuo 14 iki 18, tačiau toliau ilginant kaverną maksimalios recirkuliacinės zonos ilgio vertės mažėjimas lėtėja ir priartėja prie asimptotinės vertės. Kavernai pailgėjus nuo  $L/h_1 = 14$  iki  $L/h_1 = 16$ ,  $x_r/h_1$  vertė sumažėja 14,2 % nuo 11,5 iki 9,85 laipto aukščių ( $h_1$ ). Tuo tarpu santykiui  $L/h_1$  pakitus nuo 16 iki 18,  $x_r/h_1$  vertė sumažėja 4,5 % atitinkamai nuo 8,75 iki 8,35 laipto aukščių.

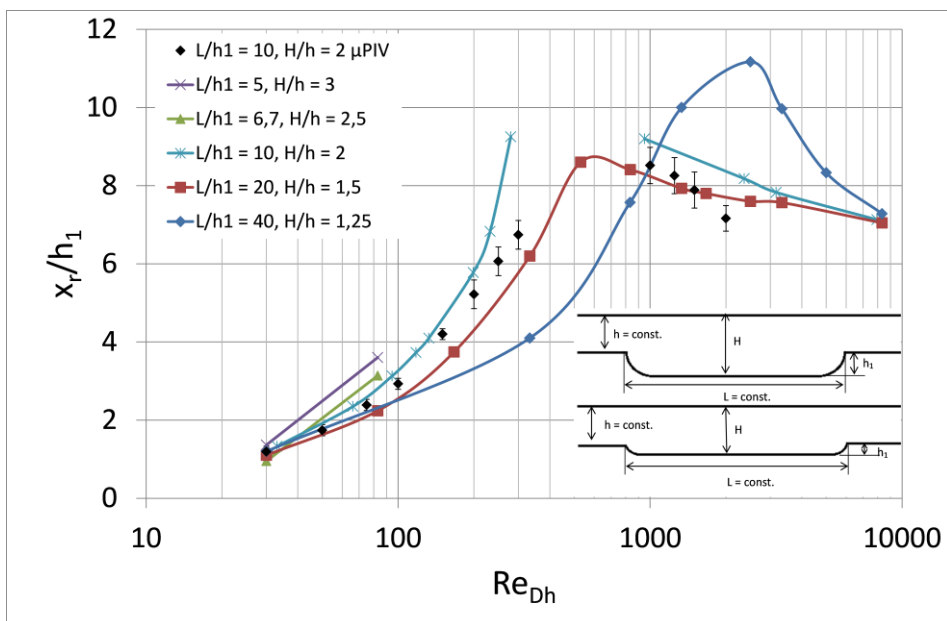
Taip pat, kai  $L/h_1 > 8$ , visiškai nusistovėjusiame turbulentiame tekėjimo režime recirkuliacinės zonos ilgis pasiekia asimptotines vertes, kurios nepriklauso nuo kavernos ilgio ir gylio santykio.



**3.9 pav.** Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  esant skirtingiems kavernos ilgio ir gylio santykiams, kai  $h_1 = \text{const.}$

Antroje parametrinės analizės dalyje keičiamas kavernos gylis  $h_1$ , jos ilgį  $L$  laikant pastoviu dydžiu. Taip pat reikia atkreipti dėmesį, kad šiuo atveju kito ir kanalo išplatėjimo santykis  $H/h$ . Kaip ir pirmuoju atveju kavernos tipas keitėsi nuo atvirosio ( $L/h_1 = 5$ ) iki uždarojo ( $L/h_1 = 40$ ) tipo (3.10 pav.). Atvirosio kavernos tipo atveju šlyties sluoksnio prisijungimas buvo stebimas tik laminarinio tekėjimo režimo atveju, kai  $Re_{Dh} \leq 85$ . Iš recirkuliacinės zonos priklausomybės nuo  $Re_{Dh}$  kreivių galima matyti, kad recirkuliacinės zonos ilgio vertė didėja didėjant santykiui  $L/h_1$  analogiškai 3.9 pav. pateiktiems rezultatams. Pasiekus turbulentinį tekėjimo režimą, recirkuliacinės zonos ilgis tampa vienodas visiems atvejams ir artėja prie asimptotinės vertės.

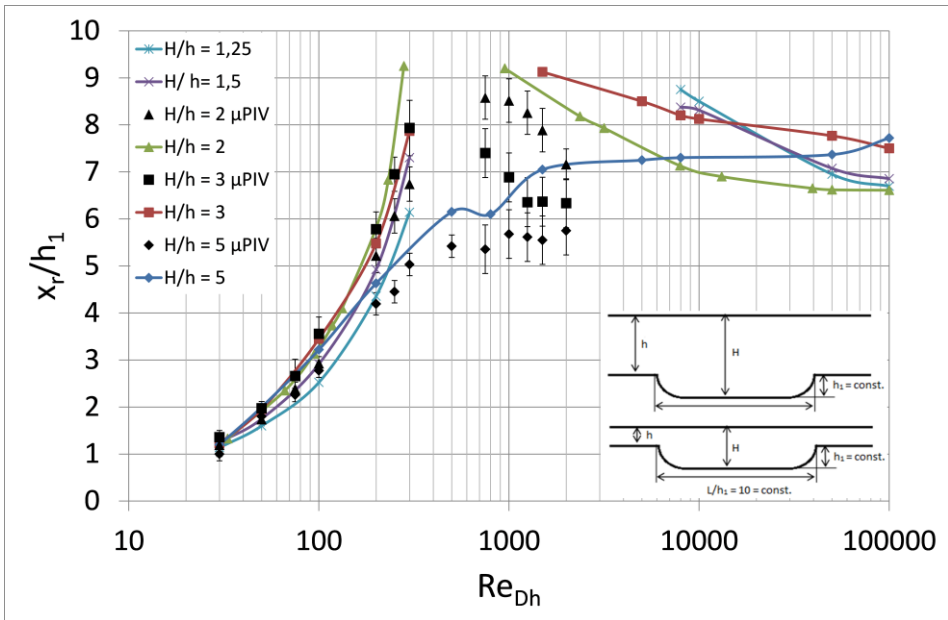




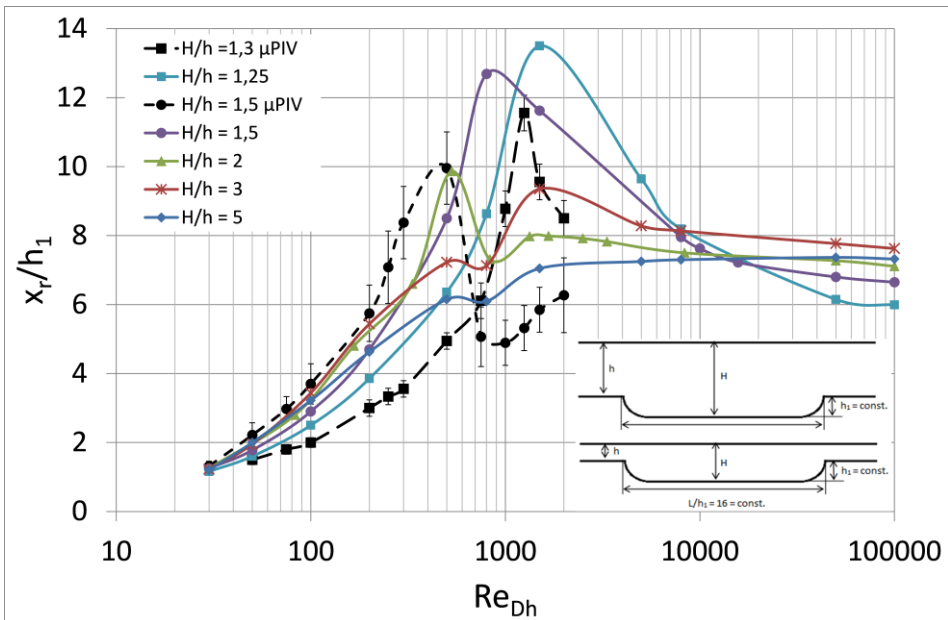
**3.10 pav.** Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  esant skirtingiems kavernos ilgio ir gylio santykiams, kai  $L = \text{const.}$

Kadangi 3.10 pav. pateiktuose rezultatuose buvo 2 kintamieji  $L/h_1$  ir  $H/h$ , atlikti papildomi skaičiavimai keičiant kanalo išplatėjimo santykį  $H/h$  dvių skirtingų tipų kavernose. 3.11 ir 3.12 pav. santykinės pateiktos recirkuliacinės zonos ilgio vertės pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) ir uždarojo tipo ( $L/h_1 = 16$ ) kavernose esant skirtingiems kanalo išplatėjimo santykiams  $H/h$ . Pereinamojo tipo kavernos atveju (3.11 pav.) recirkuliacinės zonos ilgis esant laminariniam tekėjimo režimui didėja didėjant kanalo išplatėjimo santykiui (išskyrus atvejį kai  $H/h = 5$ ). Be to prisijungimas po šlyties sluoksnio atkėlimo nuo kavernos dugno, būdingo pereinamojo tipo kavernai (3.3 pav. c) įvyksta esant didesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms mažėjant  $H/h$  santykiui.

Uždarojo tipo kavernos atveju (3.12 pav.) maksimali santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertė mažėja didėjant  $H/h$  vertei. Tokia pati priklausomybė pastebėta ir Ötügen (1991) atliktame darbe. Padidėjęs kanalo išplatėjimo santykis lemia greitesnį šlyties sluoksnio augimą, tuo pačiu tai reiškia, kad atitrūkęs šlyties sluoksnis prisijungia mažesniu atstumu nuo atgalinės sienelės didėjant kanalo išplatėjimo santykiui. Taip pat 3.12 pav. matomas maksimalios recirkuliacinės zonos vertės pasislinkimas  $Re_{Dh}$  ašies atžvilgiu. Šis poslinkis reiškia, kad perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą, pasižymintis recirkuliacinės zonos ilgio mažėjimu (Carvalho et al., 1987), įvyksta esant didesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms.



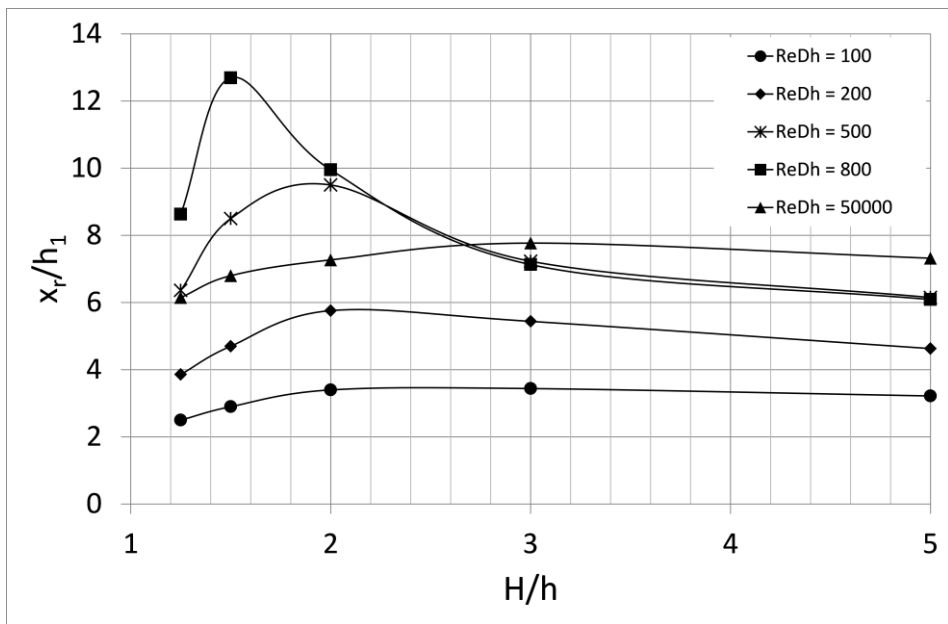
3.11 pav. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  pereinamojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 10$ ) esant skirtingiems kanalo išplatėjimo santykiams



3.12 pav. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  uždarąjo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 16$ ) esant skirtingiems kanalo išplatėjimo santykiams

3.13 pav. pateiktos santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės priklausomai nuo kanalo išplatėjimo santykio esant skirtingoms  $Re_{Dh}$  vertėms. Bendru atveju  $x_r/h_1$

vertė didėja didėjant kanalo išplatėjimo santykiui nuo 1,25. Esant laminariniam tekėjimo režimui maksimalios  $x_r/h_1$  vertės pasiekiamos esant dvigubam kanalo išplatėjimui ( $H/h = 2$ ) pereinamojo tekėjimo režimo atveju maksimali vertė pasiekama intervale  $1,5 \leq H/h \leq 2$ , o turbulentiame tekėjimo režime – kai  $H/h = 3$ . Kaip galima matyti iš pateiktų rezultatų, sparčiausias santykinės recirkuliacinės zonos ilgio didėjimas vyksta laminariniam ir pereinamajame tekėjimo režimuose, kai  $H/h$  vertei pakitus nuo 1,25 iki 2,  $x_r/h_1$  vertė padidėja ~50 %. Lėčiausias kitimas stebimas esant mažiausioms  $Re_{Dh}$  vertėms ( $Re_{Dh} = 100$ ) ir turbulentiame tekėjimo režime, kai santykinės recirkuliacinės zonos ilgis padidėja ~25 %. Toliau didinant kanalo išplatėjimo santykį  $x_r/h_1$  mažėja. Šis mažėjimas yra gana nežymus laminariniam ir turbulentiame tekėjimo režimuose ir svyruoja 5–20 % intervale, kai  $H/h < 2$ . Pereinamajame tekėjimo režime santykinės recirkuliacinės zonos ilgio mažėjimas didėjant kanalo išplatėjimo santykiui vyksta sparčiau ir  $x_r/h_1$  vertė sumažėja per pusę, kai  $H/h = 5$ , palyginus su maksimalia verte.



**3.13 pav.** Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo kanalo išplatėjimo santykio esant skirtingiems  $Re_{Dh}$  uždarojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 16$ )

### 3.2.2. Slėgio gradiento įtaka prisijungimo taško padėčiai

Iš parametrinės analizės rezultatų seka, kad prisijungimo taško padėties kitimo dėsningumas priklauso nuo kanalo išplatėjimo santykio  $H/h$  ir Reynoldso skaičiaus. Kaip galima matyti iš 3.11 pav. ir 3.12 pav., esant  $H/h < (2-3)$ ,  $x_r/h_1$  didėja iki pikinės vertės, kuri pasiekama tekėjimui kanale pereinant iš laminarinio į pereinamąjį tekėjimo režimą. Vėliau  $x_r/h_1$  vertė mažėja, artėdama prie pastovios reikšmės. Tačiau esant  $H/h > (2-3)$ , stebimas tolydus recirkuliacinės zonos ilgio didėjimas be išryškinto piko iki pastovios reikšmės turbulentiame tekėjimo režime.

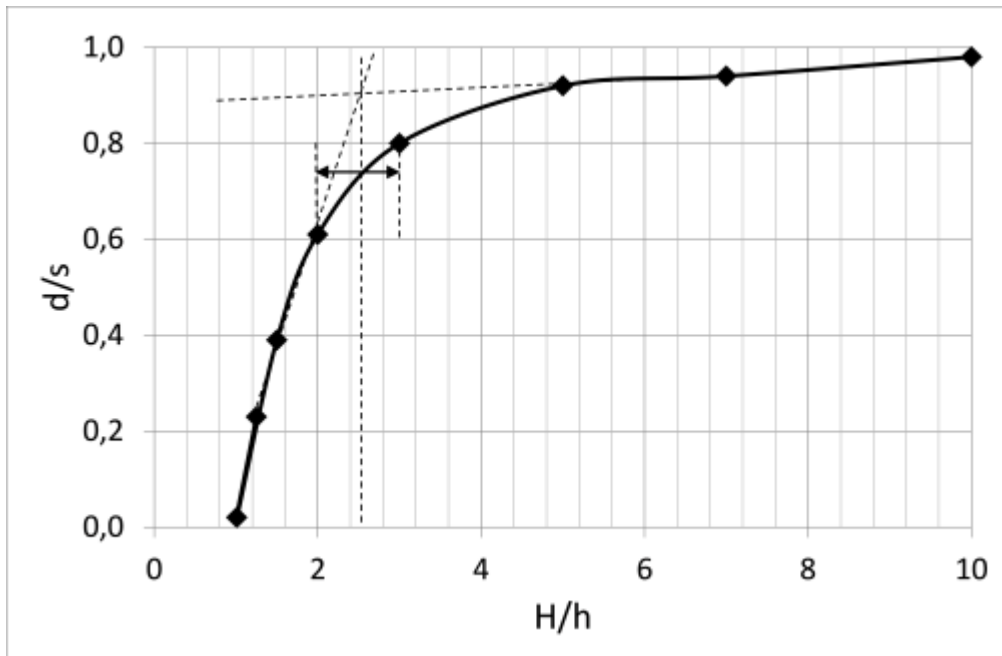
Tokį  $x_r/h_1$  kitimo priklausomumą nuo  $H/h$  galima paaiškinti maišymosi sluoksnio plėtra tarp atitrūkusio srauto, įtekančio į kaverną, ir recirkuliacinio srauto kaverneje.

Maišymosi sluoksnio augimą lemia skersinė greičio pulsacijos komponentė, kurios dydis proporcingas įtekančios srovės ir aplinkos, į kurią įteka srovė, greičių skirtumui. Laisvos srovės plitimo nejudančioje aplinkoje arba pasroviui tekančiame sraute plotis ( $d$ ) gali būti išreikštas taip:

$$d = c \frac{v_1 - v_2}{|v_1| + |v_2|} s; \quad (3.1)$$

čia  $v_1$  – įtekančios srovės greitis, m/s;  $v_2$  – aplinkos, į kurią įteka srovės greitis, m/s;  $s$  – atstumas nuo įtekėjimo, m;  $c$  – pastovus arba kintantis koeficientas.

Toks pat fizikinis principas lemia srauto prisijungimo pokyčius, esant staigiam kanalo išplatėjimo ar kavernos aptekėjimo atvejais. Nagrinėjamų kavernų aptekėjimo atveju turime nesimetrinį srauto, įtekėjusio į kavernos zoną, plėtimąsi, apribotą sienelėmis, ir siekiame tik įvertinti srovės pločio kitimo pobūdį atsižvelgus į  $H/h$  santykį. Tuo tikslu  $v_2$  priimamas lygiu vidutiniam srauto greičiui kavernos skerspjūvyje, kuris sumažėja  $(h/H)^2$  karto palyginus su greičiu kanale prieš kaverną. Šie skaičiavimai, pateikti 3.14 pav., rodo, kad didėjantis kanalo išplatėjimo santykis didina teigiamą slėgio gradientą ir greitina atitrūkusio srauto prisijungimą prie kavernos dugno. Kadangi maišymosi sluoksnio augimas greitėja didėjant kanalo išplatėjimo santykiui, prisijungimas įvyksta greičiau prie didesnių  $H/h$  verčių. 3.14 pav. esantis lūžio taškas parodo  $H/h$  vertę, ties kuria keičiasi maišymosi sluoksnio plėtimosi dėsningumas. Tuo pačiu keičiasi ir prisijungimo taško padėties kitimo dėsningumas kaverneje. Lūžio taškas yra ties  $H/h \approx 2,5$ . Kaip galima matyti iš 3.11–3.12 pav. ir 3.19–3.20 pav., santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{Dh}$  ir  $Re_{h1}$  pagal kitimo pobūdį galima išskirti į dvi grupes, kai  $H/h < 2$  ir  $H/h > 2$ . Kai  $H/h < 2$ , santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybei nuo  $Re$  būdingi išraiškingi pikai pereinamajame tekėjimo režime ir po jo sekantis staigus  $x_r/h_1$  vertės mažėjimas artėjant į turbulentinį tekėjimo režimą. Kai  $H/h > 2$ , pikinės  $x_r/h_1$  palaipsniui mažėja, kol  $H/h = 5$  atveju recirkuliacinės zonos ilgis priklausomai nuo  $Re$  monotoniškai didėja artėdama į asimptotinę vertę. Neatsižvelgiant į sudėtingą greičių pasiskirstymą kaverneje, recirkuliacinės zonos dinamikos analizei gali būti taikomi tie patys šablonai kaip ir srovių maišymosi atveju.



3.14 pav. Maišymosi sluoksnio kavernoje plėtimosi priklausomybė nuo kanalo išplatėjimo santykio

### 3.2.3. Turbulentinės kinetinės energijos ir sūkurungumo pasiskirstymas kavernoje

Verta atkreipti dėmesį, kad pereinamojo ir uždarojo tipo kaverosose (3.11 ir 3.12 pav.), kai kanalo išplatėjimo santykis  $H/h = 5$ , kreivės yra identiškios abiem atvejais, be to pereinamojo tipo kaveros atveju (3.11 pav.) šlyties sluoksnio prisijungimas prie kaveros dugno išlieka visame  $Re_{Dh}$  intervale. Tokią recirkuliacinės zonos ilgio dinamiką lemia santykinai nedidelis kanalo aukštis palyginus su kanalo išplatėjimu kavernoje. Nuo šių santykinių geometrinių parametrų priklauso turbulentinės kinetinės energijos bei sūkurungumo pasiskirstymas kavernoje.

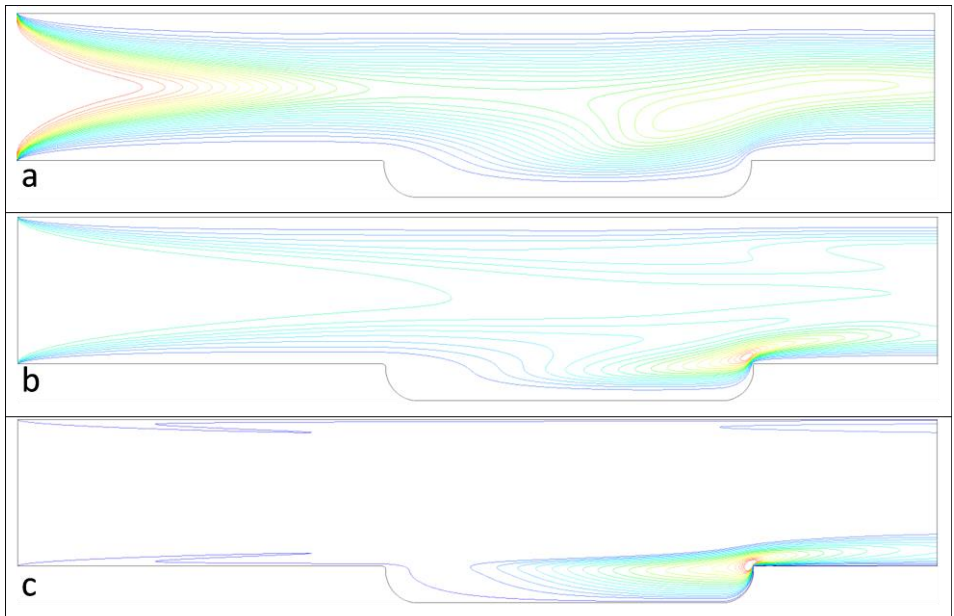
3.15 ir 3.16 pav. pateiktos turbulentinės kinetinės energijos izolinijos esant skirtingoms  $Re_{Dh}$  vertėms pereinamojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 10$ ) atitinkamai, kai  $H/h = 1,25$  ir  $H/h = 5$ . Įtekėjimo kanalo aukštis abiem atvejais yra vienodas. Esant nedideliame kanalo išplatėjime ( $H/h = 1,25$ ) ir mažai  $Re_{Dh}$  vertei (3.15 pav. a) turbulentinė kinetinė energija pasiskirsčiusi tolygiai išilgai kaveros. Didėjant  $Re_{Dh}$  (3.15 pav. b ir c), didesnės turbulentinės kinetinės energijos vertės pasiskirsto ties priekine kaveros sienele ir tampa minimalios ties atgaline sienele. Esant dideliame kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h = 5$ ), maksimali turbulentinė kinetinė energija nedidelių  $Re_{Dh}$  verčių atveju yra sukoncentruota priekinėje ir vidurinėje kaveros dalyse (3.16 pav. a ir b). Perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą (3.16 pav. c), turbulentinės kinetinės energijos pasiskirstymas yra analogiškas nedideliame kanalo išplatėjimo atvejui, esant tai pačiai  $Re_{Dh}$  vertei (3.15 pav. c). Maksimalios

turbulentinės kinetinės energijos vertės nurodo, kur vyksta didesnės greičio fluktuacijos bei intensyvesnis sūkurių formavimasis.

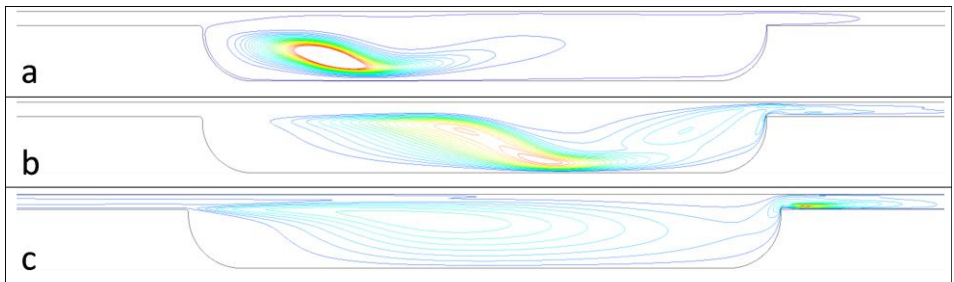
3.17 ir 3.18 pav. pateiktas sūkuringumo izolinijų pasiskirstymas priklausomai nuo tekėjimo režimo. Esant laminariniam tekėjimo režimui, mažo kanalo išplatėjimo atveju (3.17 pav. a) matome, kad sūkuringumo izolinijos prisijungia prie kavernos dugno. Pereinamajame tekėjimo režime (3.17 pav. b) šios linijos tampa beveik lygiagrečios kavernos dugnui, dėl to sūkuringumas ties sienele sumažėja. Turbulentiniame tekėjimo režime (3.17 pav. c) vėl matomas ryškus sūkuringumo izolinijų užlinkimas link kavernos dugno, be to sūkuringumo vertės yra padidėjusios ant kavernos dugno kur ir vyksta šlyties sluoksnio prisijungimas. Kavernoje izolinijų sukuriama kontūras atitinka recirkuliacinės zonos formą esant tam pačiam Reynoldso skaičiui. Didelio kanalo išplatėjimo santykio atveju (3.17 pav.) maksimalios sūkuringumo vertės pasiskirsčiusios pradinėje kavernos dalyje. Nedidelių  $Re_{Dh}$  verčių atveju (3.18 pav. a ir b) izolinijos staigiai pakrypsta link kavernos dugno ir prisijungia prie kavernos dugno. Turbulentinio tekėjimo režimo atveju (3.18 pav. c) izolinijos vėl tampa lygiagrečios kavernos dugnui, o sūkuringumo vertė mažėja artėjant link priekinės kavernos sienelės.

Apibendrinus 3.15–3.18 pav. pateiktus rezultatus, galima matyti, kad esant nedideliame kanalo išplatėjimo santykiui, turbulentinės kinetinės energijos ir sūkuringumo pasiskirstymas kavernoje yra tolygus, dėl to sūkurinis tekėjimas kavernoje yra mažiau intensyvus nei didelio kanalo išplatėjimo atveju. Pastaruoju atveju, maksimalios tyrinėjamų dydžių vertės pasiskirsto pačioje kavernoje ir lemia didelio intensyvumo sūkurių susidarymą. Toks pasiskirstymas ypač aktualus pereinamojo tekėjimo režimo atveju ( $Re_{Dh} = 500$ ), kai pereinamojo tipo kavernoje, esant nedideliame kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h < 5$ ), šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno nevyksta. O esant dideliame kanalo išplatėjimo santykiui, dėl didelio intensyvumo recirkuliacinės zonos susidarymo kavernoje, šlyties sluoksnio prisijungimas išlieka visame matuotų  $Re_{Dh}$  verčių intervale.

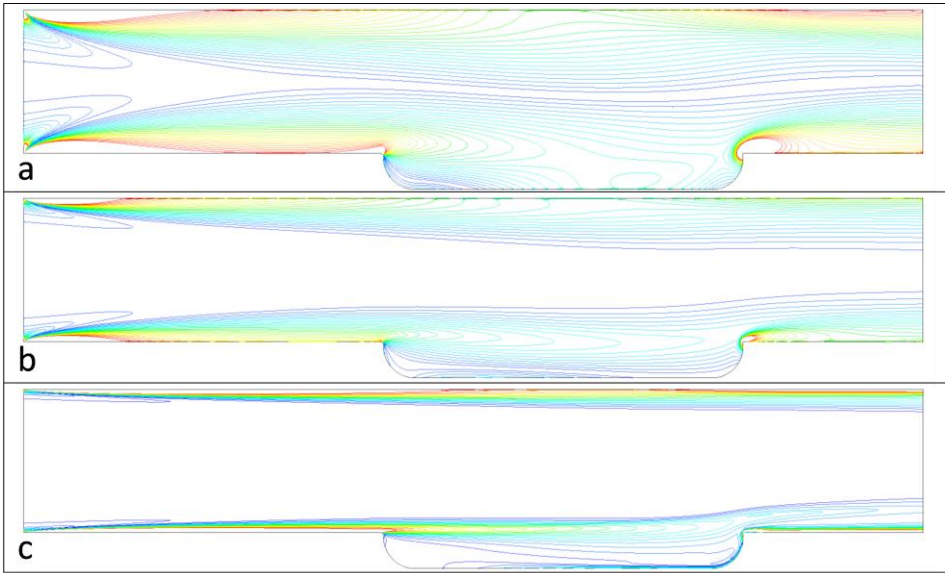
Turbulentiniame tekėjimo režime šlyties srauto prisijungimą prie kavernos dugno labiausiai nulemia recirkuliacinės zonos subyrėjimas į sūkurių sistemą. Dėl to iš turbulentinės kinetinės energijos bei sūkuringumo profilių negalima spręsti apie prisijungimo buvimą šiame tekėjimo režime.



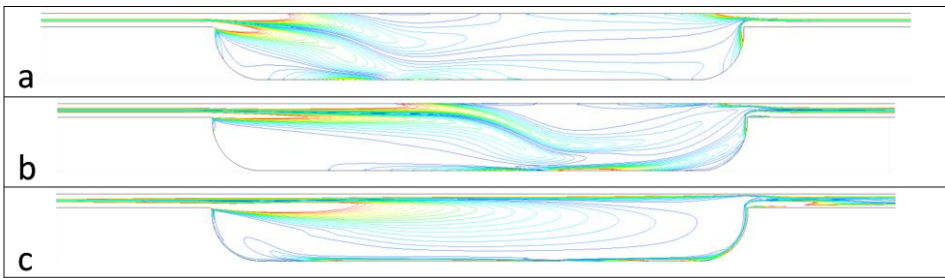
**3.15 pav.** Turbulentinės kinetinės energijos pasiskirstymas pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) kavernoje esant nedideliame kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h = 1,25$ ), kai  $Re_{Dh}$  a) 100; b) 500 ir c) 5000



**3.16 pav.** Turbulentinės kinetinės energijos pasiskirstymas pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) kavernoje esant dideliame kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h = 5$ ), kai  $Re_{Dh}$  a) 100; b) 500 ir c) 5000



**3.17 pav.** Sūkuringumo pasiskirstymas pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) kavernoje esant nedideliam kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h = 1,25$ ), kai  $Re_{Dh}$  a) 100; b) 500 ir c) 5000



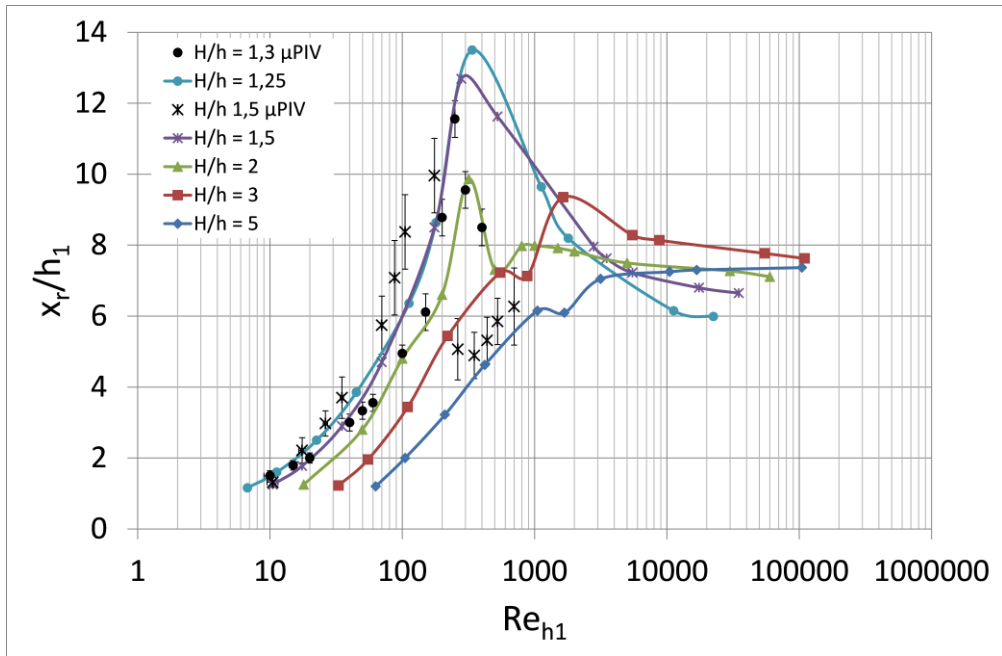
**3.18 pav.** Sūkuringumo pasiskirstymas pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 10$ ) kavernoje esant dideliam kanalo išplatėjimo santykiui ( $H/h = 5$ ), kai  $Re_{Dh}$  a) 100; b) 500 ir c) 5000

### 3.2.4. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo $Re_{h1}$

Iki šiol, skaičiuojant Reynoldso skaičiaus vertes, būdinguoju parametru buvo pasirinktas hidraulinis įtekėjimo kanalo diametras ( $D_h$ ). Tokiu atveju Reynoldso skaičius parodo tekėjimo režimą kanale prieš kaverną. Tačiau, kaip galima matyti iš rezultatų, pateiktų 3.10–3.12 pav., recirkuliacinės zonos dinamika kavernoje taip pat priklauso ir nuo kavernos gylis  $h_1$ . Kavernos gylis arba laipto aukštis, kaip būdinguoju parametru skaičiuojant Reynoldso skaičių, taip pat naudojamas ir kitų autorių darbuose (Fernando et al., 2012; Nadge & Govardhan, 2014; Spazzini et al., 2001). Palyginimui pasirinktas  $L/h_1 = 16$  variantas keičiant kanalo išplatėjimo santykį (3.19 pav.). Lyginant su anksčiau pateiktu recirkuliacinės zonos ilgio pasiskirstymu priklausomai nuo  $Re_{Dh}$  (3.12 pav.) matoma, kad naudojant naująjį parametru maksimalios recirkuliacinės zonos ilgio vertės pasiekiamos esant tai pačiai  $Re_{h1}$  vertei, kai  $H/h \leq 2$ . Esant didesnėms  $H/h$  vertėms recirkuliacinės zonos

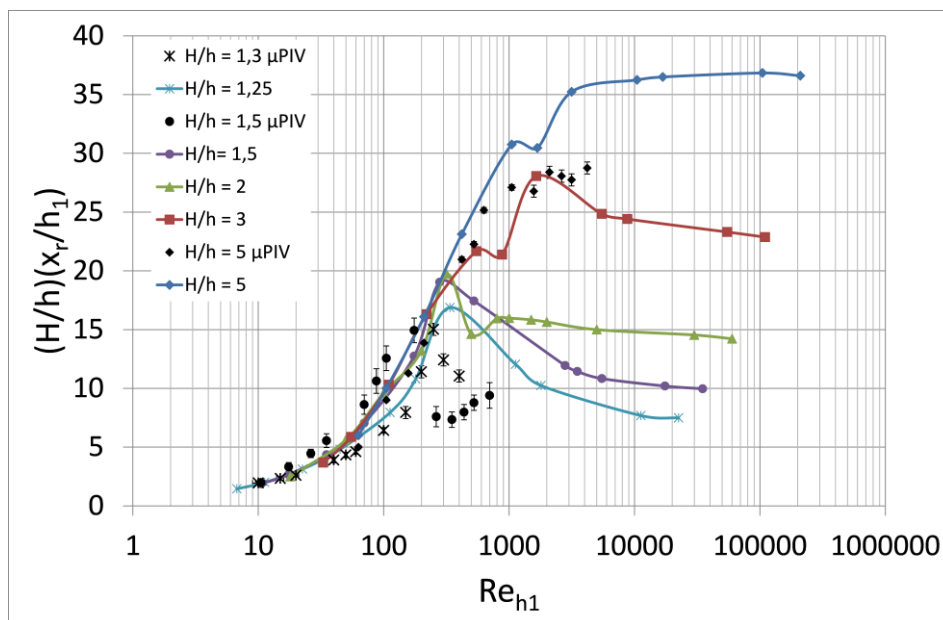


ilgio pikas išlieka pasislinkęs link didesnių  $Re_{h1}$  verčių, o dar labiau didinant  $H/h$  aiškiai matomo piko nebelieka ( $H/h = 5$  atvejis). Taip pat matomas aiškus kreivių išsisluoksniavimas laminarinio tekėjimo režimo srityje. Dėl parametro  $h_1$  panaudojimo skaičiuojant Reynoldso skaičių, recirkuliacinės zonos ilgio vertės didėja mažėjant  $H/h$  esant tai pačiai  $Re_{h1}$  vertei. Turbulentinio tekėjimo režimo atveju šis išsisluoksniavimas yra atvirkštinis: recirkuliacinės zonos ilgis tampa didesnis didėjant  $H/h$  esant tai pačiai  $Re_{h1}$  vertei.



**3.19 pav.** Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{h1}$  pereinamojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 16$ ) esant skirtingiems kanalo išplatėjimo santykiams

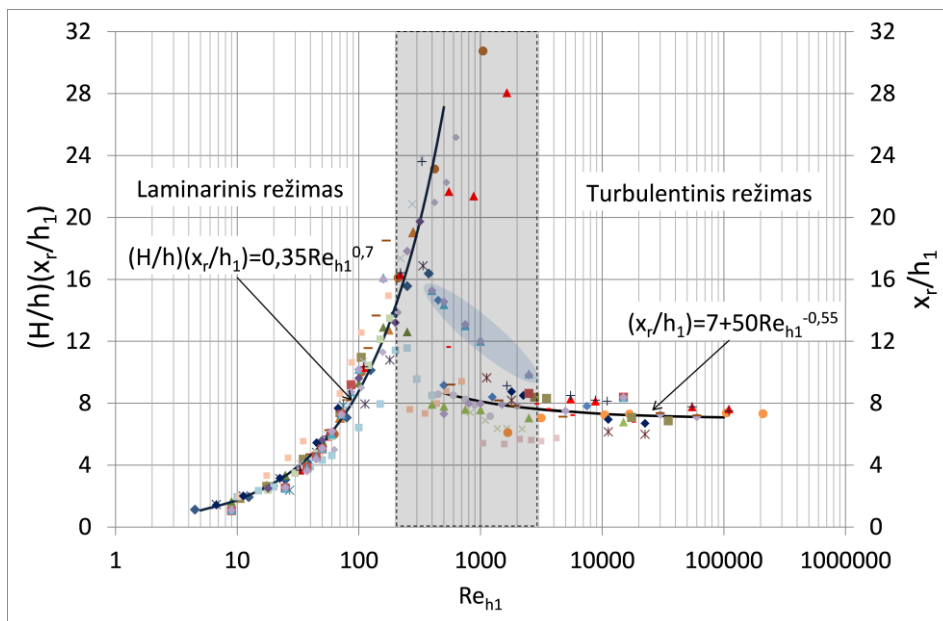
Toks išsisluoksniavimas nėra patogus praktiniam naudojimui norint palyginti recirkuliacinės zonos dinamikos dėsningumus skirtingos formos kavernoje. Kaip galima matyti iš 3.2.1 skyriuje pateiktų rezultatų, recirkuliacinės zonos ilgis kavernoje priklauso nuo kanalo išplatėjimo santykio  $H/h$ . Dėl to gali būti įvedamas papildomas parametras, padauginant minėtąjį dydį iš santykinio recirkuliacinės zonos ilgio  $x_r/h_1$ . Toks dydis jau naudotas kitų autorių darbuose (Tihon et al., 2012), analizuojant atgalinio laipto aptekėjimą esant laminariniam tekėjimo režimui ( $Re_h < 300$ ). Gautas pasiskirstymas pateiktas 3.20 pav. Šiuo atveju laminarinio tekėjimo režimo ribose recirkuliacinės zonos ilgio vertės vėl išsidėsto aplink vieną kreivę, kol pasiekiamais perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą, pasireiškiantį recirkuliacinės zonos ilgio mažėjimu. Perėjimo taškus ryškus, kai  $H/h \leq 2$ . Kai  $H/h > 2$ , laminarinis tekėjimo režimas išsilaiko iki didesnių  $Re_{h1}$  verčių. Recirkuliacinės zonos ilgio verčių išsisluoksniavimas priklausomai nuo  $H/h$ , pasireiškia pereinamajame ir turbulentiname tekėjimo režimuose, kuriuose dėl atsiradusio papildomo daugiklio recirkuliacinės zonos ilgio vertės padidėja proporcingai kanalo išplatėjimo santykiui.



**3.20 pav.** Recirkuliacinės zonos ilgio padauginto iš kanalo išplatėjimo santykio priklausomybė nuo  $Re_{h_1}$  uždarąjo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 16$ ) esant skirtingiems kanalo išplatėjimo santykiams

Palyginus 3.12, 3.19 ir 3.20 pav. galima matyti, kad parametrinei analizei patogiau naudoti pagal kavrosos gylį perskaičiuotas Reynoldso skaičiaus vertes ( $Re_{h_1}$ ). Recirkuliacinės zonos dinamika laminariame tekėjimo režime geriau aprašoma naudojant papildomą daugiklį  $H/h$ , leidžiantį santykinio recirkuliacinės zonos ilgio kitimą skirtingo gylio kavrosose atvaizduoti ant vienos kreivės. Tuo tarpu recirkuliacinės zonos ilgio kitimą turbulentiame tekėjimo režime patogiau atvaizduoti be minėtojo daugiklio, suvedant ilgio vertes į siaurą  $x_r/h_1$  verčių intervalą esant didelėms  $Re_{Dh}$  arba  $Re_{h_1}$  vėrtėms. Nei vienas iš naudojamų parametrų neleidžia priartėti prie vieningo dėsningumo pereinamajame tekėjimo režime.

### 3.2.5. Santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo geometrinių kavernos parametrų nustatymas



3.21 pav. Recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo  $Re_{h1}$  apibendrinimas laminariniam ir turbulentiniam tekėjimo režimuose

3.21 pav. santykinės recirkuliacinės zonos ilgio, padauginto iš kanalo išplatėjimo santykio, priklausomybė nuo  $Re_{h1}$  esant laminariniam tekėjimo režimui atvaizduota kairėje ašyje. Kaip jau buvo minėta, recirkuliacinės zonos ilgio laminarinio tekėjimo režimo atveju priklauso ne tik nuo Reynoldso skaičiaus kanale, bet ir nuo kanalo išplatėjimo santykio  $H/h$  (didesnės  $x_r/h_1$  vertės stebimos esant didesniai išplatėjimo santykiui). Dėl šios priežasties santykinės recirkuliacinės zonos ilgio vertės padaugintos iš išplatėjimo santykio  $H/h$  gali būti atvaizduotos tam tikra priklausomybe. Šiuo atveju priklausomybė yra:

$$\left(\frac{H}{h}\right)\left(\frac{x_r}{h_1}\right) = 0,35Re_{h1}^{0,7} \quad (3.2)$$

Ši priklausomybė yra stipri esant mažoms  $Re_{h1}$  vertėms ir taškų išsibarstymas didėja esant didesnėms  $Re_{h1}$  vertėms. Kai  $0 < Re_{h1} < 100$ , santykinės recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo neapibrėžtis svyruoja 8 % ribose, kai  $100 < Re_{h1} < 200$  – 10 %, o kai  $200 < Re_{h1} \leq 350$  – 16 %. Kitaip tariant recirkuliacinės zonos ilgio nustatymas laminariniam tekėjimo režime svyruoja  $\pm(0,8-3,2)\frac{hh_1}{H}$  ribose. Palyginimui Tihon et al. (Tihon et al., 2012) nustatyta priklausomybė

$$\left(\frac{H}{h}\right)\left(\frac{x_r}{h_1}\right) = 0,3Re_{h1}^{0,75} \quad (3.3)$$

galioja aptekant statų atgalinį laiptą ir paklaida neviršija 7% kai  $Re < 200$ . Koeficientų skirtumai tarp abiejų priklausomybių gali būti paaiškinami laipto formos skirtumais, kadangi šio darbo metu naudota kaverna su užapvalintais kampais.

Laminarinio tekėjimo režimo atveju recirkuliacinė zona yra stabili ir didėja kartu su  $Re_{h1}$ . Šlyties sluoksniu prisijungimo prie kavernos dugno intensyvumas priklauso nuo kanalo išplatėjimo santykio  $H/h$ , o taip pat ir kavernos gylio  $h_1$ , apsprendžiančių slėgio gradiento vertę įtekėjime į kaverną. Šie parametrai taip pat veikia ir sūkurio struktūrą, esant intensyviai prisijungimui (didelės  $H/h$  vertės), recirkuliacinė zona yra labiau suspaudžiama prisijungiančio šlyties sluoksniu ir sūkurys tampa „apvalesnis“ („kompaktiškesnis“). Dėl šios priežasties  $L/h_1 = 10$ ,  $H/h = 5$  atveju (3.11 pav.) prisijungimas prie kavernos dugno išlieka visame  $Re_{Dh}$  intervale, kadangi sūkurys neišilgėja tekėjimo kryptimi ir dėl to nėra atkeliamas nuo kavernos dugno.

Dešinėje 3.21 pav. pusėje pateikta santykinės recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{h1}$  esant turbulentiniam tekėjimo režimui. Kadangi šiame tekėjimo režime recirkuliacinės zonos ilgis priklauso tik nuo Reynoldso skaičiaus, o kavernos geometrinių duomenų įtaka tekėjimo struktūrai yra nežymi, santykinis recirkuliacinės zonos ilgis atvaizduotas  $x_r/h_1$  ašyje. Šiuo atveju priklausomybė yra

$$\left(\frac{x_r}{h_1}\right) = 7 + 50Re_{h1}^{-0,55}. \quad (3.4)$$

Ši priklausomybė tampa stipresnė didėjant  $Re_{h1}$  vertei, kuomet tiek duotoji funkcija, tiek recirkuliacinės zonos ilgis artėja į asimptotinę vertę, kuri yra ribose  $x_r/h_1 = 6 - 8$ . Kai  $500 < Re_{h1} < 10^4$ , santykinės recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo neapibrėžtis svyruoja 20 % ribose, o kai  $10^4 < Re_{h1} < 10^5 - 12$  % ribose. Tai atitinka recirkuliacinės zonos ilgio nustatymo neapibrėžtį  $\pm(0,9-1,6)h_1$  ribose turbulentiniam tekėjimo režime.

Recirkuliacinė zona augusi laminariniame tekėjimo režime pasiekia savo kritinį dydį ir perėjus į pereinamąjį-turbulentinį tekėjimo režimą subyra į smulkesnius sūkurius, kaip parodyta 3.5 pav. Šių sūkurių prisijungimo taško vieta nebeprisklaido nuo  $Re_{h1}$  ir išlieka pastovi pasiekus nusistovėjusį tekėjimo režimą. Sūkurio ilgis priklauso tik nuo kavernos gylio  $h_1$ . Esant santykinai mažesnei kliūčiai (mažesnės  $h_1$  arba  $H/h$  vertės) sūkurys gali ilgiau išsilaikyti „nesibyrėjęs“. Dėl to 3.11 pav. matome, kad perėjimas į turbulentinį tekėjimo režimą (pakartotinis prisijungimas prie kavernos dugno) prasideda esant didesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms, kai kanalo išplatėjimo santykis mažesnis.

Kaip galima matyti iš 3.21 pav. pateiktų taškų, didėjant  $Re_{h1}$  vertei laminarinio tekėjimo režimo atveju ir mažėjant  $Re_{h1}$  vertei turbulentinio tekėjimo atveju, taškų išsibarstymas aplink nustatytas priklausomybes didėja. Tai paaiškinama artėjimu į pereinamąjį tekėjimo režimą, kuriam esant recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybė nuo  $Re_{h1}$  nėra nustatyta. Išskirtinis atvejis yra simetrinio išplatėjimo atveju. Tai atskiras skaičiavimo atvejis, kai viršutinė kavernos sienelė tampa simetrijos ašimi ir kavernos yra abiejuose kanalo sienelėse. Nagrinėti atvejai kai

$L/h_1 = 10; 18$  ir  $36$ , o  $H/h = 2$ . Šiuo atveju recirkuliacinės zonos ilgio vertės priklausančios laminariniam ir turbulentiniam tekėjimo režimams sutampa su nustatytomis priklausomybėmis, o pereinamojo tekėjimo režimo atveju (taškai pažymėti 3.21 pav. mėlyname fone) recirkuliacinės zonos ilgis tirtais atvejais mažėja taip pat pagal tam tikrą priklausomybę. Esant simetriniam kanalo išplatėjimui recirkuliacinė zona kaverroje nėra sutrikdoma viršutinės kavernos sienelės ir sukuriu vystymasis pereinamajame režime bei perėjimas į turbulentinį tekėjimo režimą yra švelnesnis. Šie rezultatai sutampa su eksperimentiniais Back ir Roschke (1972) matavimais žiediniame kanale.

### 3.2.6. Recirkuliacinės zonos ilgio dinamikos apibendrinimas

Apibendrinant parametrinės analizės rezultatus remiamasi 3.1 ir 3.2.1–3.2.5 skyriuose pateiktais rezultatais. Kadangi recirkuliacinė tekėjimo zona kaverroje susiformuoja šlyties sluoksniui atitrūkus nuo kavernos atgalinės sienelės briaunos, recirkuliacinės zonos ilgio dinamika priklauso nuo tekėjimo režimo kanale prieš kaverną, aprašomo  $Re_{Dh}$ ; kanalo išplatėjimo santykio  $H/h$  ir, kadangi recirkuliacinė zona formuojasi už laipto, kurio aukštis  $h_1$ , jos parametrai koreliuoja su  $Re_{h1}$ . Ši koreliacija pasireiškia per santykinės recirkuliacinės zonos ilgio  $x_r/h_1$  kitimą priklausomai nuo  $H/h$ . Kaip galima matyti iš 3.10–3.12 pav., kai  $H/h \leq 2$  recirkuliacinės zonos santykinis ilgis didėja sparčiau, nei  $H/h > 2$  atveju, ir perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą įvyksta ties  $Re_{h1} \approx 320$  (3.12 pav.). Kai  $H/h > 2$ , dėl padidėjusio kavernos gylio išauga slėgio gradientas  $dp/dx$  kaverroje, kuris labiau stabilizuoja sukurių ir recirkuliacinės zonos didėjimas yra lėtesnis bei perėjimas į pereinamąjį tekėjimo režimą įvyksta vėliau, kai  $Re_{h1} \approx 1000$  (3.12 pav.). Perėjimas iš laminarinio į pereinamąjį tekėjimo režimą gali būti suprantamas kaip recirkuliacinės zonos stabilumo sumažėjimas, dėl kurio buvęs vientisas sukuriu kontūras subyra į sukurių sistemą. Kaip galima matyti iš parametrinės analizės, rezultatų recirkuliacinės zona ištįsta mažiau bei ilgiau išlaiko savo stabilumą gilioje kaverroje ( $H/h > 2$ ).

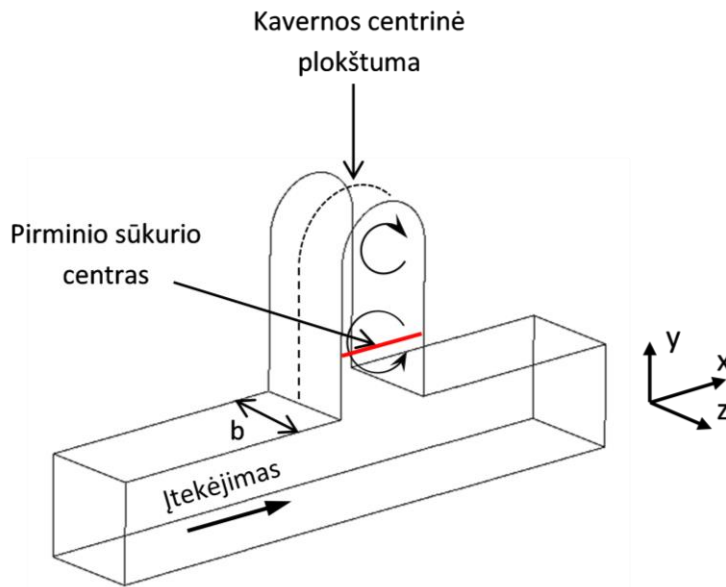
Naudojamas parametras  $(x_r/h_1)(H/h)$  laminariniame tekėjimo režime leidžia apibendrinti recirkuliacinės zonos ilgio kitimo tendenciją priklausomai nuo  $Re_{h1}$  naudojant vieną priklausomybę:  $(x_r/h_1) \left(\frac{H}{h}\right) = 0,3Re_{h1}^{0,75}$ . Ši priklausomybė galioja, kol pasiekiamas recirkuliacinės zonos ilgio pikas. Po  $x_r/h_1$  piko recirkuliacinėje zonoje susiformuoja sukurių sistema, tačiau, kol režimas nenusistovėjęs, vieningos priklausomybės, aprašančios zonos ilgio kitimą nuo  $Re_{h1}$  naudojant minėtuosius parametrus, nustatyti nepavyksta. Tik esant nusistovėjusiam turbulentiniam tekėjimo režimui, kai vyksta periodiškasis sukurių formavimasis, santykinis recirkuliacinės zonos ilgis artėja į pastovią vertę ir gali būti aprašomas funkcija  $(x_r/h_1) = 7 + 50Re_{h1}^{0,55}$ .

### 3.3. Tekėjimas atvirojo tipo kaverroje

Iki šiol aptarti rezultatai gauti pereinamojo ir atvirojo tipo kavernose, kuriose vyksta atitrūkusio šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno. Santykiniam

kavernos ilgiui  $L/h_1$  sutrumpėjus iki kritinės ribos (atvirojo tipo kavernai būdingas tekėjimas prasideda, kai  $L/h_1 < 6-8$ ) šlyties sluoksnis nebeprisijungia prie kavernos dugno. Šiame darbe pasirinkta gili atvirojo tipo kaverna ( $L/h_1 = 0,5$ ), kurioje tirta tekėjimo struktūra priklausomai nuo tekėjimo režimo. 3.22 pav. pateikta trimatė atvirojo tipo kavernos schema, naudota eksperimentiniams matavimams. Priešingai nuo pereinamojo ir uždarojo tipo kavernų, matavimai atvirojo tipo kavernoje atlikti skirtingose y-x plokštumose per visą kavernos plotį, taip pat dalis rezultatų pateikta tik iš centrinės kavernos plokštumos bei x-z plokštumos, einančios per pirminio sūkurio centrą, kaip parodyta 3.22 pav.

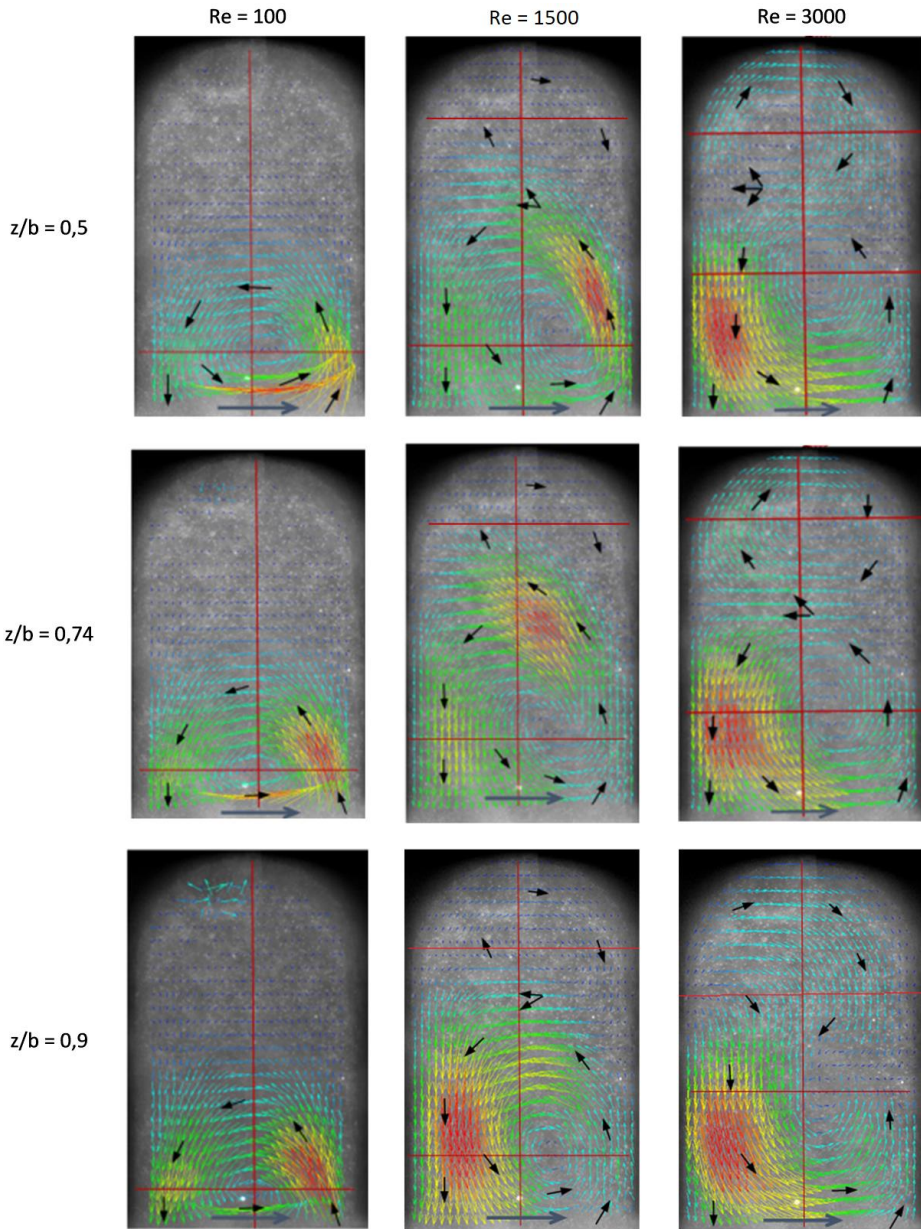
Šioje tyrimo dalyje tikimasi išanalizuoti greičio pasiskirstymą skirtingose atvirojo tipo kavernos plokštumose priklausomai nuo tekėjimo režimo.



3.22 pav. Atvirojo tipo kavernos schema

### 3.3.1. Greičio pasiskirstymas atvirojo tipo kavernoje

Eksperimentiškai išmatuoti greičio vektorių žemėlapiai atvirojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 0,5$ ) skirtingose matavimo plokštumose ir esant skirtingiems tekėjimo režimams pateikti 3.23 pav. Rodyklės žymi tekėjimo kryptį kanale bei kavernoje, o raudonos linijos – vietas, kuriose išmatuoti greičio profiliai pateikti 3.24 ir 3.25 paveiksluose.



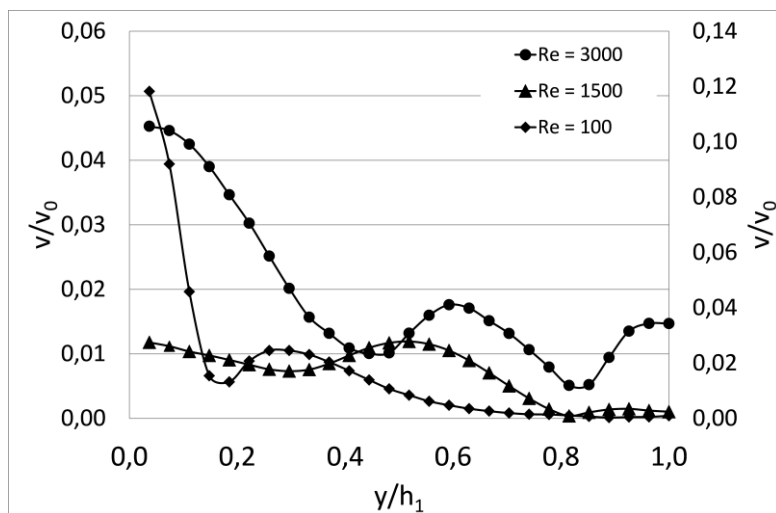
**3.23 pav.** Eksperimentiškai išmatuoti greičio vektorių žemėlapiai atvirojo tipo kavernoje skirtingose matavimo plokštumose esant skirtingiems  $Re_{Dh}$  skaičiams. Mėlynos rodyklės žymi tekėjimo kryptį kanale, juodos rodyklės – tekėjimo kryptį kavernoje

Kaip galima matyti iš pateiktų matavimo rezultatų, sūkurinių struktūrų priklauso nuo tekėjimo režimo kanale. Laminarinio tekėjimo režimo atveju ( $Re_{Dh} = 100$ ) kavernoje susiformuoja pirminis sūkurys, kurio centras sutampa su kavernos ašimi ir yra nutolęs nuo įtekėjimo į kaverną atstumu  $y/h_1 = 0,15$ . Antrinis sūkurys prie

kavernos dugno esant laminariniam tekėjimo režimui nesusiformuoja. Santykinio greičio vertės  $v/v_0$  (čia  $v_0$  – greitis kanale) kavernos ašyje, pateiktos 3.24 pav., parodo, kad fluido cirkuliacinis greitis kaverroje yra labai mažas palyginti su tekėjimo greičiu kanale. Minimali greičio vertė stebima ties sūkurio centru, o didžiausia vertė – ties kavernos ir kanalo sandūra bei ties  $y/h_1 = 0,25$ , nuo kur einant gilyn į kaverną greitis palaipsniui mažėja. Priklausomai nuo matavimo plokštumos, maksimalus greitis centrinėje kanalo plokštumoje yra ties įtekėjimo į kaverną ir pagrindinio kanalo riba, o artėjant prie sienelių ( $z/b = 0,74$  ir  $0,9$ ) maksimalus greitis pasislenka ties priekine kavernos sienele.

Kai  $Re_{Dh} = 1500$ , pirminis sūkurys ištempiamas tekėjimo kryptimi ir tampa asimetriškas kavernos ašies atžvilgiu, maksimalus greitis pasiskirsto ties priekine kavernos sienele. Taip pat atsiranda antrinio sūkurio kavernos dugne formavimosi užuomazgos, matomos iš greičio padidėjimo centrinėje kanalo ašyje, ties  $y/h_1 = 0,8$  (3.24 pav. 2 kreivė) Priklausomai nuo matavimo plokštumos maksimalus greitis pasiskirsto virš pirminio sūkurio, kai  $z/b = 0,74$ , ir ties atgaline kavernos sienele, kai  $z/b = 0,9$ .

Perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą kanale ( $Re_{Dh} = 3000$ ), kavernos dugne susiformuoja stiprus antrinis sūkurys ir tekėjimo struktūra įgauna aštuoneto formą. Kaip galima matyti iš 3.23 pav., srautas kaverroje prisijungia prie priekinės kavernos sienelės ir atitrūkęs pasidalina į dvi dalis, kurių viena pasisuka link kavernos pagrindinio srauto kanale ir suformuoja pirminį sūkurį, o kita dalis juda link kavernos dugno ir suformuoja priešingos sukimosi krypties antrinį sūkurį. Šiuo atveju maksimalus greitis išlieka prie atgalines kavernos sienelės per visą kavernos plotį. Santykinio greičio minimumai 3.24 pav. 3 kreivėje ties  $y/h_1 = 0,2$  ir  $0,8$  atitinka pirminio ir antrinio sūkurių centrus, o greičio pikas ties  $y/h_1 = 0,6$  – ribą tarp abiejų sūkurių.

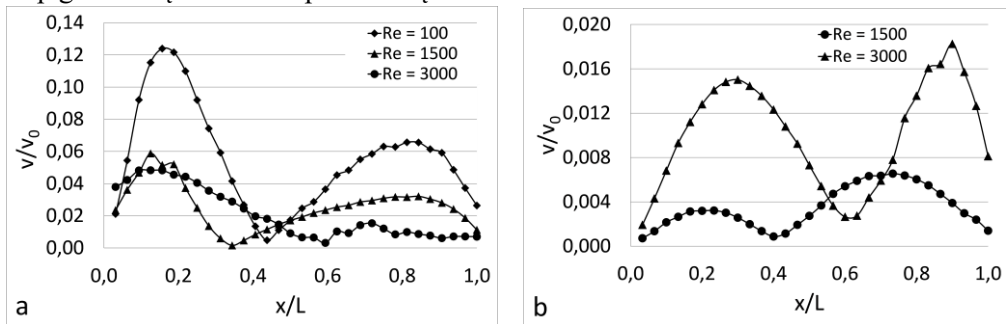


**3.24 pav.** Santykinio greičio pasiskirstymas per kavernos gylį centrinėje matavimo plokštumoje, kai  $Re_{Dh} = 100$  ( $v/v_0$  vertės pateiktos dešinėje vertikaliajoje ašyje) 1000 ir 3000.  $y/h_1 = 1$  – kavernos dugnas



3.25 pav. pateiktos santykinio greičio kreivės centrinėje kavernos plokštumoje per a) pirminio ir b) antrinio sūkurio centrus. Zona, kai  $x/L < (0,3-0,6)$ , atitinka ištekėjimą iš kavernos ir zona, kai  $x/L > (0,3-0,6)$ , įtekėjimą į kaverną pirminio sūkurio atveju. Taip pat greičio minimumas nurodo sūkurio centro padėtį, kuri artėja link priekinės kavernos sienelės didėjant Reynoldso skaičiui. Analogiškai sūkurio centro padėtis keičiasi ir antrinio sūkurio atveju.

Kaip galima matyti iš pateiktų kreivių, santykinis greitis tarp iš tekančio ir į tekančio į kaverną srauto skiriasi 1,8–3 kartus pirminio ir 1,2–2,3 karto antrinio sūkurio atvejais. Toks neatitikimas gali būti paaiškinamas skersiniais pertekėjimais tarp gretutinių matavimo plokštumų.



**3.25 pav.** Santykinio greičio vertės kavernos centrinėje plokštumoje per a) pirminio ir b) antrinio sūkurio centrus.  $x/L = 0$  atitinka atgalinę kavernos sienelę ir  $x/L = 1$  – priekinę kavernos sienelę

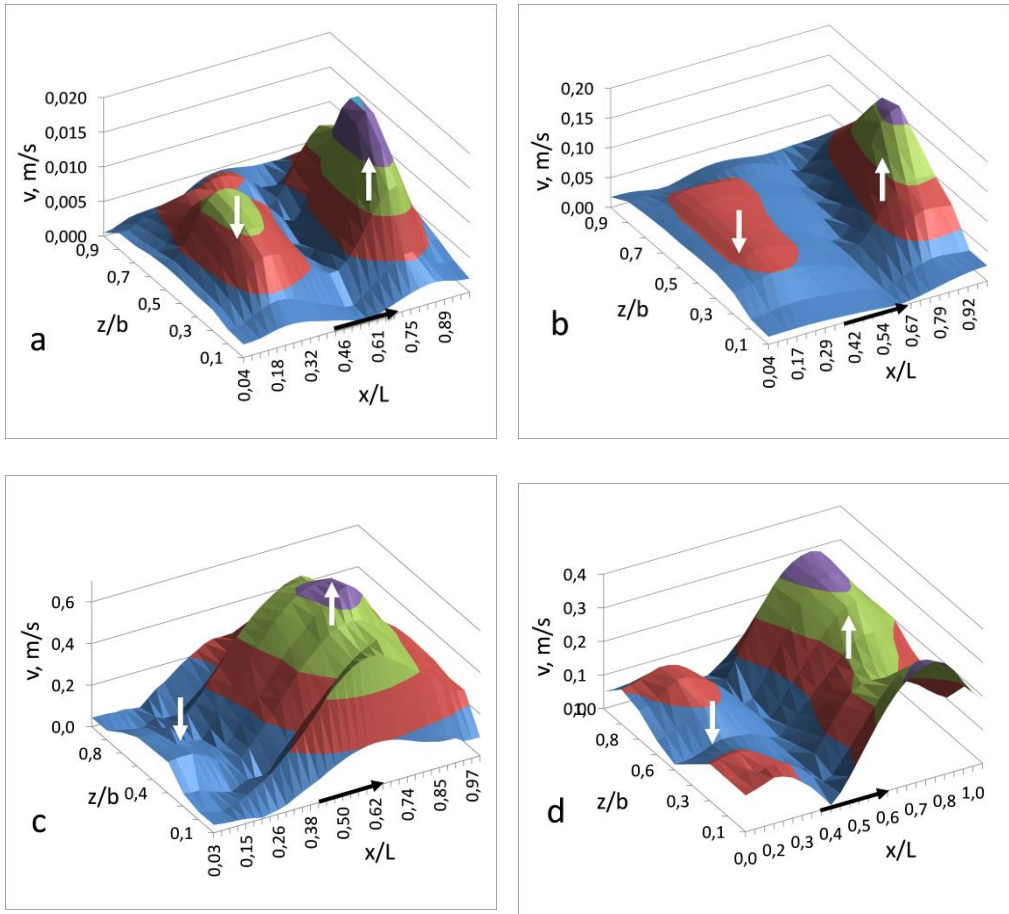
### 3.3.2. Erdvinis greičio pasiskirstymas atvirojo tipo kavernoje

Eksperimentiniai matavimai atvirojo tipo kavernoje buvo atliekami skirtingose matavimo plokštumose per visą kavernos plotį.  $0,5 \times 0,5$  mm kanalo atveju matavimai buvo atliekami kas 40  $\mu\text{m}$ . Toks žingsnis tarp plokštumų pasirinktas atsižvelgiant į naudojamą optiką (2.2 lentelė) ir siekiant išvengti fluorescencinio signalo tarp gretutinių matavimo plokštumų persidengimo.

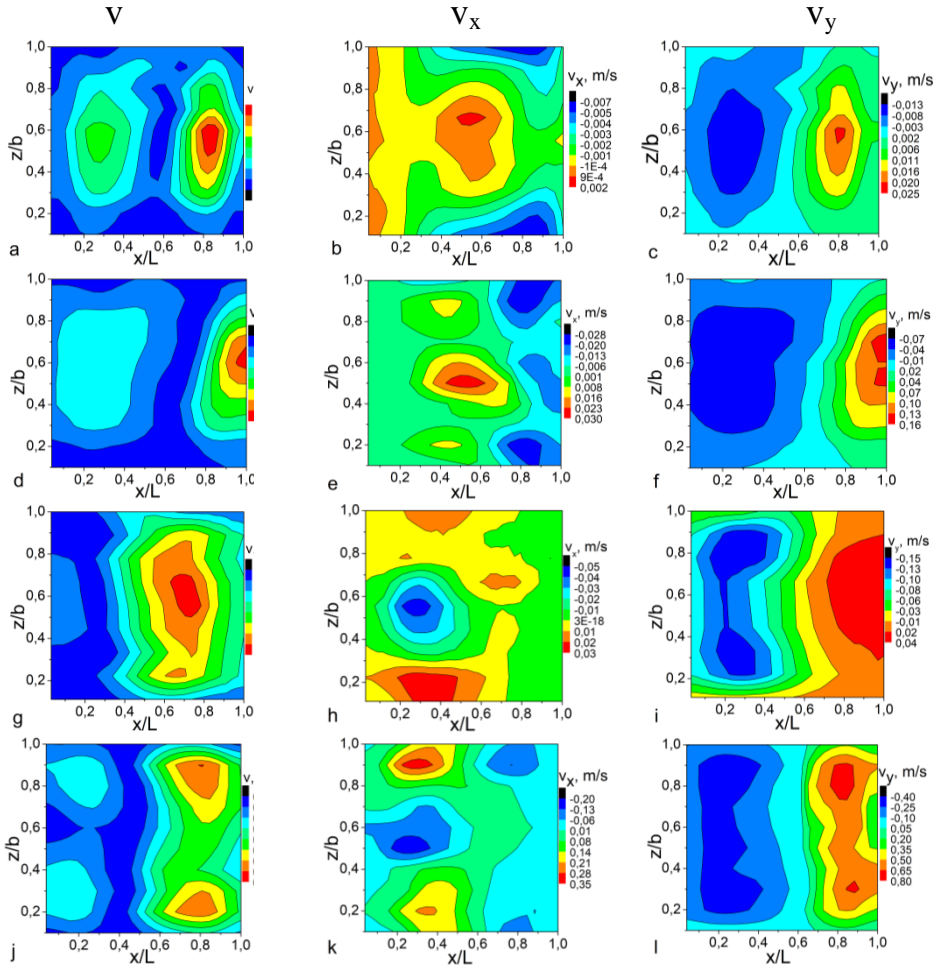
Nepaisant to, kad matavimai atliekami dvimatėje plokštumoje ( $z$  greičio komponentė tarp gretimų plokštumų nematuojama), staigūs greičio pasikeitimai tarp gretimų plokštumų gali būti interpretuojami kaip skersiniai pertekėjimai kavernoje, pasireiškiantys dėl trimatės tekėjimo struktūros.

3.26 pav. pateikti eksperimentiškai išmatuoti greičio profiliai per pirminio sūkurio centrą. Juoda rodyklė nurodo tekėjimo kryptį kanale. Kadangi suminis greitis atvaizduojamas greičio moduliu, tekėjimo kryptis pažymima baltomis rodyklėmis. Kaip matoma iš pateiktų rezultatų, srautas įteka į kaverną ties priekine kavernos sienele (teigiama greičio kryptis nukreipta link kavernos dugno) ir palieka kaverną ties atgaline sienele (neigiama greičio kryptis nukreipta link kanalo). Kaip galima matyti iš suminio greičio profilių, sūkurio struktūra yra dvimatė esant nedidelėms  $Re$  vertėms (3.26 pav. a ir b). Greitis kavernoje didėja tolstant nuo šoninių sienelių ir yra didžiausias kavernos centrinėje plokštumoje. Esant didesnėms  $Re_{Dh}$  vertėms greičio pasiskirstymas per kavernos plotį tampa netolygus su staigiais

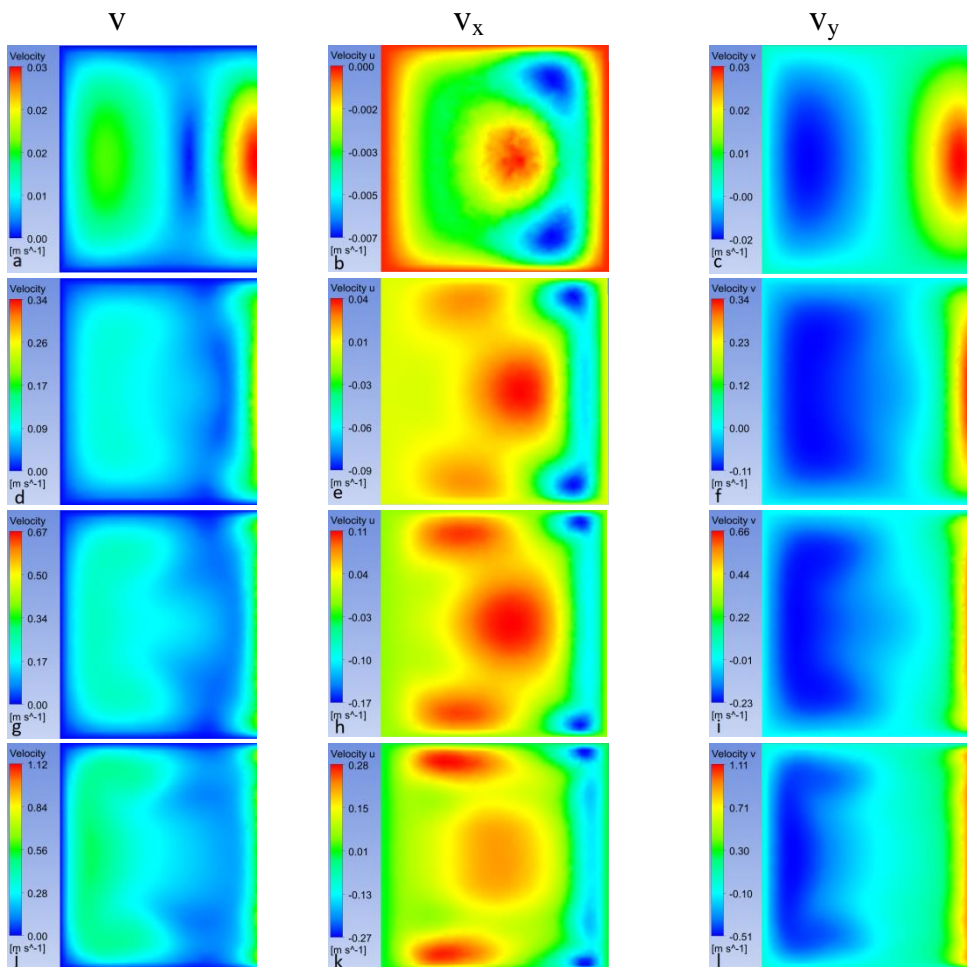
greičio pasikeitimais tarp gretimų plokštumų bei greičio sumažėjimu centrinėje plokštumoje, kai  $Re_{Dh} = 3000$  (3.26 pav. d).



**3.26 pav.** Erdvinis greičio pasiskirstymas per pirminio sūkurio centrą esant skirtingoms tekėjimo sąlygoms a)  $Re_{Dh} = 100$ ; b)  $Re_{Dh} = 1000$ ; c)  $Re_{Dh} = 2000$ ; d)  $Re_{Dh} = 3000$ . Baltos rodyklės žymi tekėjimo kryptį kavernoje, juodos – tekėjimo kryptį kanale



**3.27 pav.** Eksperimentiškai išmatuoti greičio komponentių žemėlapiai atvirojo tipo kavernoje per pirminio sūkurio centrą per visą kavernos plotį esant skirtingiems  $Re_{Dh}$  skaičiams. a) b) c)  $Re_{Dh} = 100$ ; d) e) f)  $Re_{Dh} = 1000$ ; g) h) i)  $Re_{Dh} = 2000$  ir j) k) l)  $Re_{Dh} = 3000$



**3.28 pav.** Sumodeliuoti greičio komponentių žemėlapiai atvirojo tipo kavernoje per pirminio sūkurio centrą per visą kavernos plotį esant skirtingiems  $Re_{Dh}$  skaičiams. a) b) c)  $Re_{Dh} = 100$ ; d) e) f)  $Re_{Dh} = 1000$ ; g) h) i)  $Re_{Dh} = 2000$  ir j) k) l)  $Re_{Dh} = 3000$

Toliau, analizuojant greičių pasiskirstymą per pirminio sūkurio centrą ir lyginant eksperimentinius ir modeliavimo rezultatus, pateikiami suminio greičio ( $v$ ) ir atskirų greičio komponentių ( $v_x$  ir  $v_y$ ) žemėlapiai.

3.27 ir 3.28 paveiksluose pateikti atitinkamai eksperimentiniai ir sumodeliuoti skirtingų greičio komponentių žemėlapiai per pirminio sūkurio centrą per visą kavernos plotį. Kaip galima matyti iš pateiktų rezultatų, greičio pasiskirstymas kavernoje priklauso nuo matavimo plokštumos  $z/b$  bei tekėjimo režimo kanale.

$x/L = 0$  atitinka atgalinę kavernos sienelę,  $x/L = 1$  – priekinę kavernos sienelę. Greičio kryptis kanale – iš kairės į dešinę. Teigiamos  $v_x$  greičio komponentės atitinka tekėjimo kryptį kanale, o  $v_y$  greičio komponentės atveju teigiamas greitis atitinka į kavarną įtekančio srauto kryptį, o neigiamas greitis – ištekančio iš kavernos srauto kryptį.

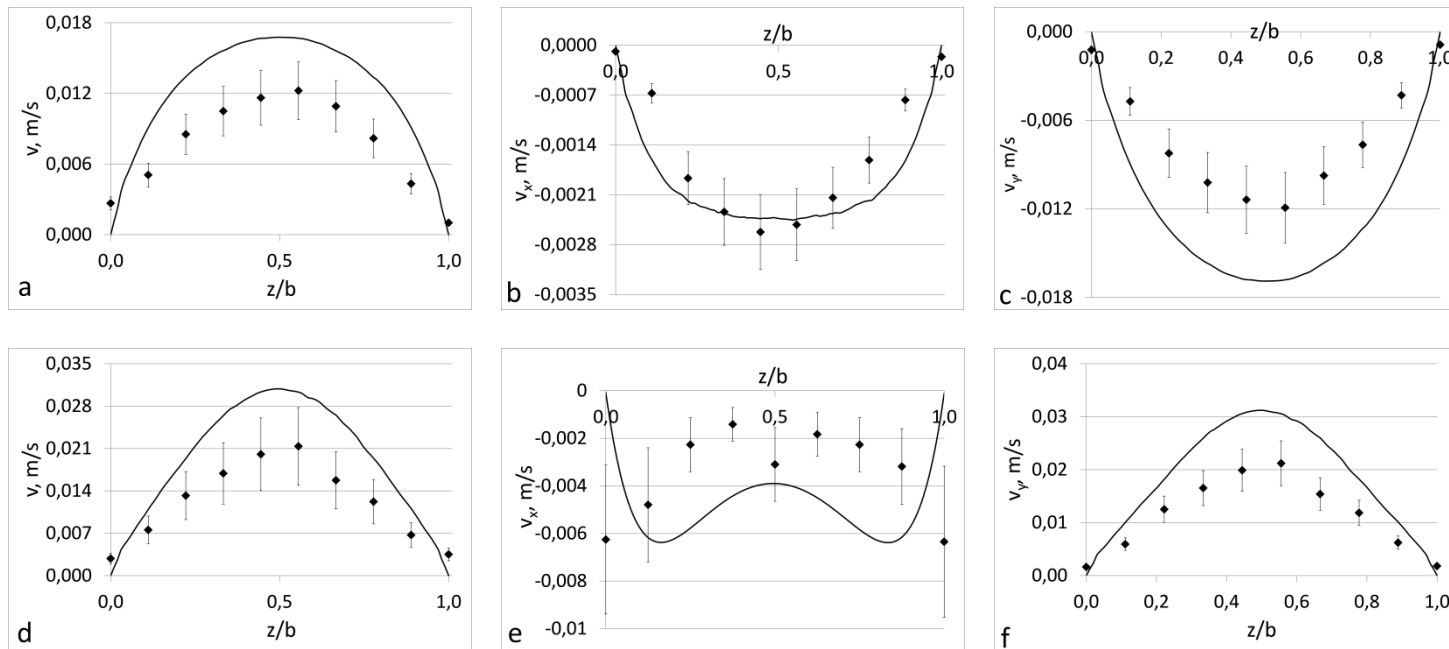
Vertinant pagal kiekvieną greičio komponentę bei suminį greitį, priklausomai nuo tekėjimo režimo kanale galima įžvelgti greičio pasiskirstymo per sūkurio centrą skirtumus. Esant laminariniam tekėjimo režimui ( $Re_{Dh} = 100$ ) maksimalus suminis ( $v$ ) greitis pasiskirstęs ties priekine kavernos sienele. Kaip galima matyti iš 3.29 pav. pateiktų greičio profilių (greičio profiliai išmatuoti ties  $x/L = 0,2$  ir  $0,8$ ), greitis ties priekine kavernos sienele yra apytiksliai 1,8 karto didesnis nei ties atgaline sienele. Nors eksperimentiškai išmatuotas ir sumodeliuotas greitis skiriasi, šis santykis išlieka pastovus. Taip pat greičio profiliai yra parabolės formos, būdingos laminariniam tekėjimo režimui. Sūkurio centro padėtis išlieka pastovi per visą kavernos plotį ties  $x/L = 0,55-0,6$ .  $v_x$  greičio komponentės atveju, teigiamo greičio pikas stebimas ties kavernos centru. Ties priekine kavernos sienele prie šoninių sienelių stebimi neigiamo greičio pikai. Šios neigiamo greičio zonos yra labiau ištįsusios per kavernos ilgį eksperimentinių matavimų atveju. Lyginant greičio profilius, išmatuotus ties  $x/L = 0,2$  ir  $0,8$  (3.29 pav. b ir e), jie patenkinamai sutampa ties atgaline kavernos sienele. Skirtumai ties priekine kavernos sienele atsiranda dėl ribotų galimybių atlikti eksperimentinius matavimus labai arti šoninių kavernos sienelių, kur neigiama  $v_x$  greičio komponentė sumažėja iki 0, kaip matoma iš modeliavimo rezultatų.  $v_y$  greičio komponentė (3.29 pav. c ir f) tiriamoje plokštumoje pasiskirsto analogiškai suminiam greičiui ir eksperimentiškai išmatuotos greičio vertės yra mažesnės už sumodeliuotas.

Reynoldso skaičiui padidėjus iki  $Re_{Dh} = 1000$ , maksimalaus greičio sritis išilgėja per kavernos plotį ties priekine kavernos sienele, kas matoma iš eksperimentinių ir modeliavimo rezultatų suminio  $v$  ir  $v_y$  greičio komponentių atvejais. Greičio profilis suplokštėja ties atgaline (3.29 pav. a ir d) ir išlaiko parabolės formą ties priekine (3.30 pav. c ir f) kavernos sienelėmis. Kaip galima matyti iš 3.27 ir 3.28 pav. pateiktų greičio žemėlapių, sūkurio centras pasislenka srauto tekėjimo kryptimi iki  $x/L \approx 0,7$  palyginus su  $Re_{Dh} = 100$  atveju. Be to, sprendžiant iš sumodeliuotų greičio žemėlapių, sūkurio centro padėtis kinta per kavernos plotį. Kavernos centrinėje plokštumoje sūkurio centras labiausiai pasislinkęs link priekinės kavernos sienelės ir tolsta nuo jos artėjant link šoninių sienelių.  $v_x$  greičio komponentės atveju maksimalus teigiamos krypties greitis pasiskirstęs kavernos centrinėje dalyje ir ties šoninėmis sienelėmis, o neigiamas greitis – kavernos kampuose ties priekine sienele. Kaip galima matyti iš 3.30 pav. b ir e pateiktų profilių,  $v_x$  greičio komponentė keičia tekėjimo kryptį kavernos ašyje ties atgaline kavernos sienele.

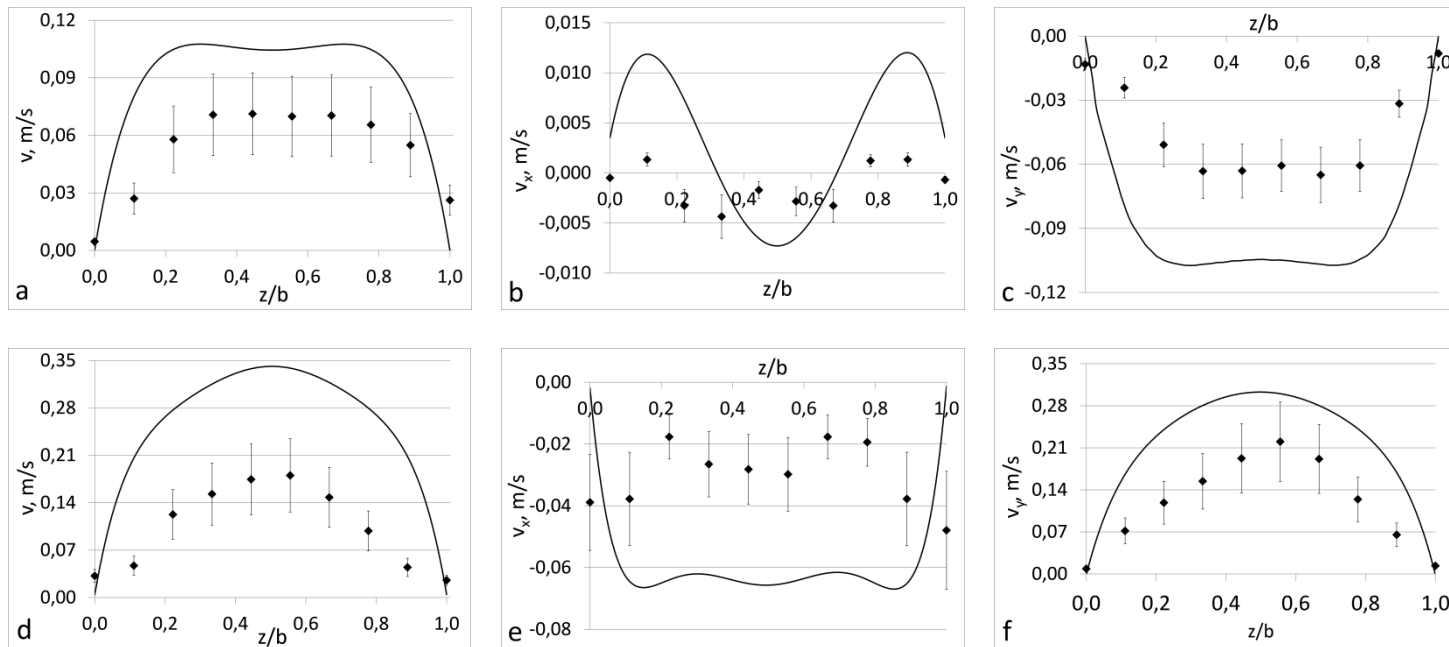
Vykstant perėjimui į turbulentinį tekėjimo režimą, kai  $Re_{Dh} = 2000$ , suminio greičio maksimalios vertės ties atgaline ir priekine kavernos sienelėmis pasiskirsto prie kavernos šoninių sienelių, kaip galima matyti iš 3.31 pav. a ir d pateiktų greičio profilių. Analogiškas greičio pasiskirstymas matomas ir  $v_y$  greičio komponentės atveju, kur ties atgaline kavernos sienele taip pat matomi lokalūs neigiamo greičio pikai ties šoninėmis sienelėmis, kurie artėjant link kanalo centro užima mažesnę plotą. Toks greičio pasiskirstymas stipriausiai pasireiškia ties atgaline kavernos sienele suminio ir  $v_y$  greičio komponentių atvejais ir aiškiai matomas tiek iš eksperimentinių tiek ir sumodeliuotų greičio profilių (3.31 pav. a ir c). Ties priekine

sienele šis greičio sumažėjimas kavernos ašyje pasireiškia silpniau ir nėra matomas eksperimentiniuose greičio profiliuose dėl nedidelės skiriamosios gebos (nepakankamas per kavernos plotį išmatuotų greičio profilių kiekis).  $v_x$  greičio komponentės atveju (3.31 pav. b ir e) ties šoninėmis kavernos sienelėmis stebimi susidarę teigiamo greičio pikai su perėjimu į neigiamą greitį artėjant link kavernos centrinės plokštumos.

Esant turbulentiniam tekėjimo režimui kanale matomi sūkurio struktūros pasikeitimai kavernoje. Iš eksperimentinių suminio greičio žemėlapių (3.27 pav.) ir greičio profilių (3.32 pav. a ir c) galima matyti, kad greičio profilio padalijamas į dvi simetriškas dalis su greičio pikais ties kavernos šoninėmis sienelėmis ir staigiu greičio sumažėjimu centrinėje kavernos plokštumoje. Sumodeliuotuose greičio profiliuose ties atgaline kavernos sienele (3.32 pav. a) vietoj greičio sumažėjimo centrinėje plokštumoje matomas trečiasis greičio pikas, savo dydžiu lygus pikams prie šoninių sienelių. Priekinės sienelės atveju (3.32 pav. d) greičio profilių forma, gautų eksperimentiniu ir skaitiniu metodais sutampa, tačiau greičio sumažėjimas eksperimentinio profilio atveju yra ryškesnis.  $v_x$  greičio komponentės atveju taip pat aiškiai matomas simetriškas išmatuoto greičio profilio pasidalinimas per centrinę plokštumą ties atgaline kavernos sienele (3.32 pav. b). Skaitinio modeliavimo atveju kavernos centrinėje dalyje ( $0,4 < x/L < 0,6$ ) išsilaiko teigiamas, artimas 0 greitis. Prie priekinės kavernos sienelės (3.31 pav. e) abiem metodais gauti profiliai pasižymi neigiamo greičio pikais ties  $x/L = 0,1$  ir  $x/L = 0,9$  ir greičio sumažėjimu aplink centrinę plokštumą. Eksperimentiniu ir skaitiniu metodais gautas  $v_y$  komponentės pasiskirstymas ties atgaline (3.32 pav. c) ir priekine (3.32 pav. f) kavernos sienelėmis sutampa. Šiuo atveju taip pat matomas greičio sumažėjimas, padalinantis greičio profilį į dvi simetrines dalis centrinėje kavernos plokštumoje.

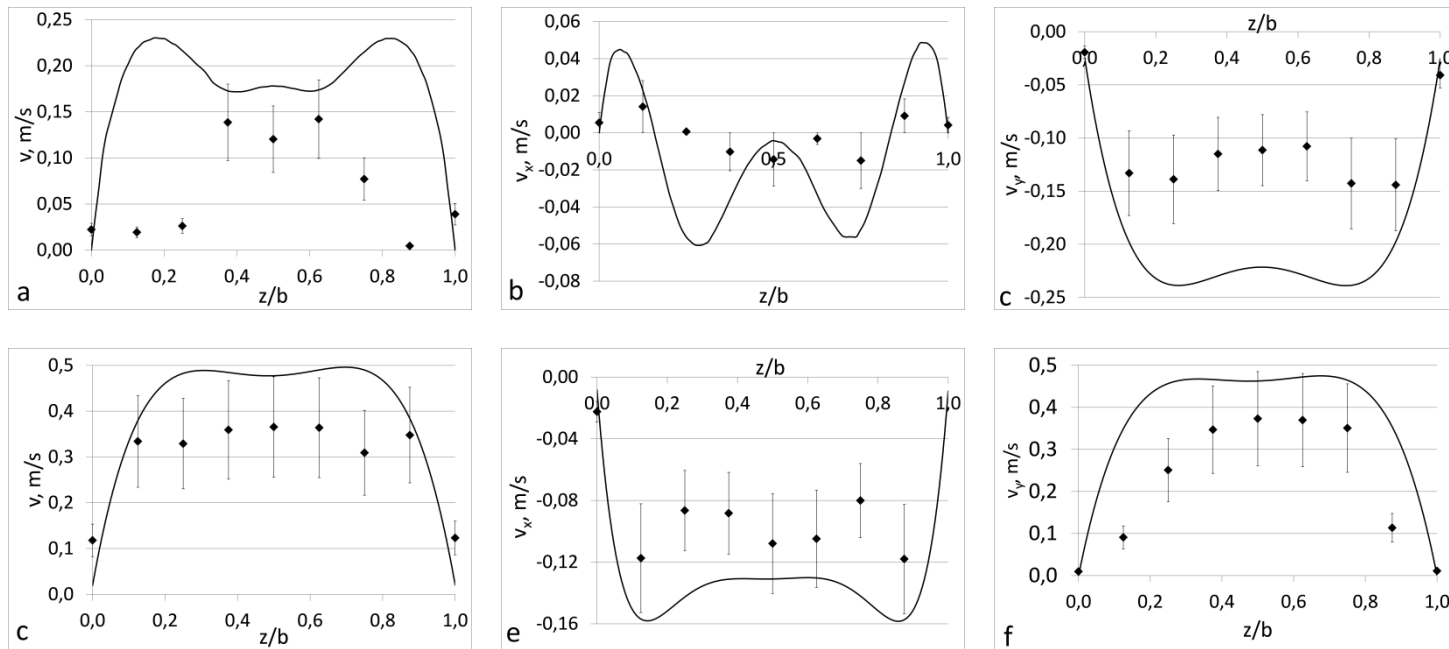


**3.29 pav.** Eksperimentiškai išmatuotų ir sumodeliuotų suminio greičio ir  $v_x$  bei  $v_y$  greičio komponentių palyginimas prie atgalinės (a, b ir c) ir priekinės (d, e ir f) kaveros sienelių, kai  $Re_{Dh} = 100$

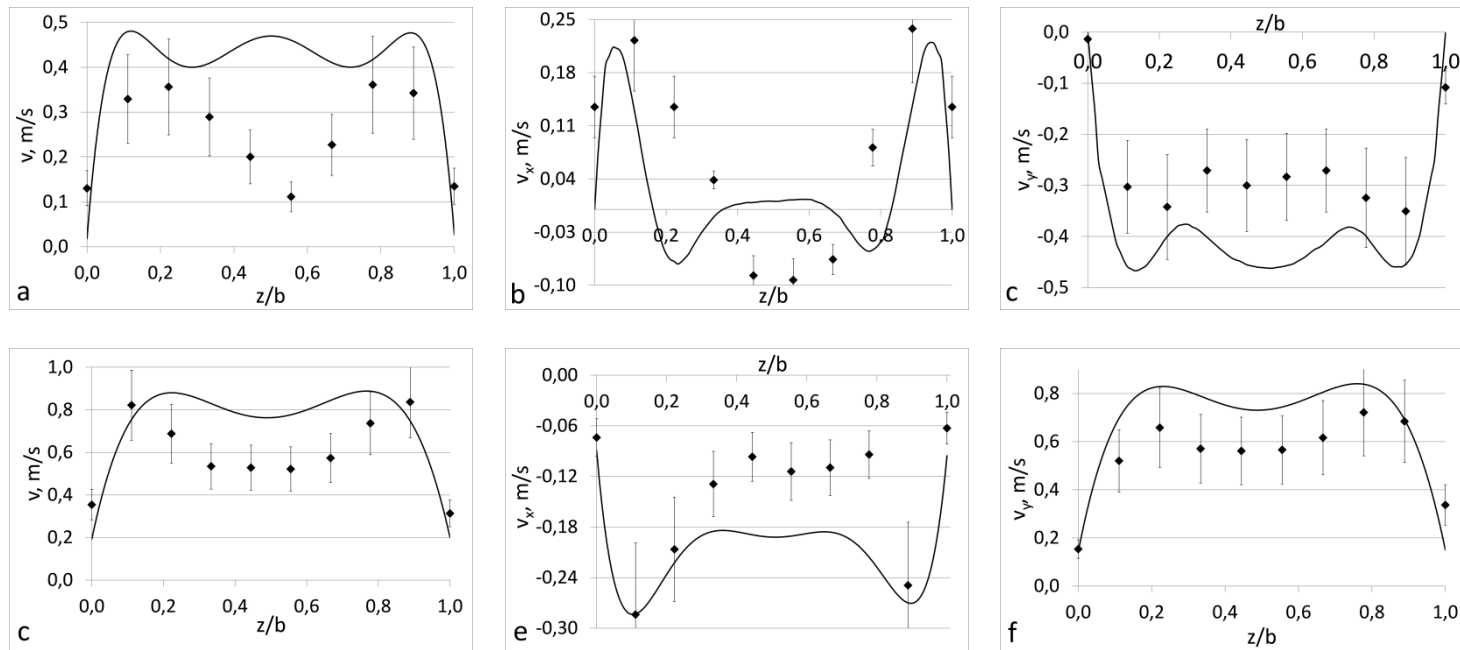


**3.30 pav.** Eksperimentiškai išmatuotų ir sumodeliuotų suminio greičio ir  $v_x$  bei  $v_y$  greičio komponentių palyginimas prie atgalinės (a, b ir c) ir priekinės (d, e ir f) kaveros sienelių, kai  $Re_{Dh} = 1000$





**3.31 pav.** Eksperimentiškai išmatuotų ir sumodeliuotų suminio greičio ir  $v_x$  bei  $v_y$  greičio komponentių palyginimas prie atgalinės (a, b ir c) ir priekinės (d, e ir f) kaveros sienelių, kai  $Re_{Dh} = 2000$

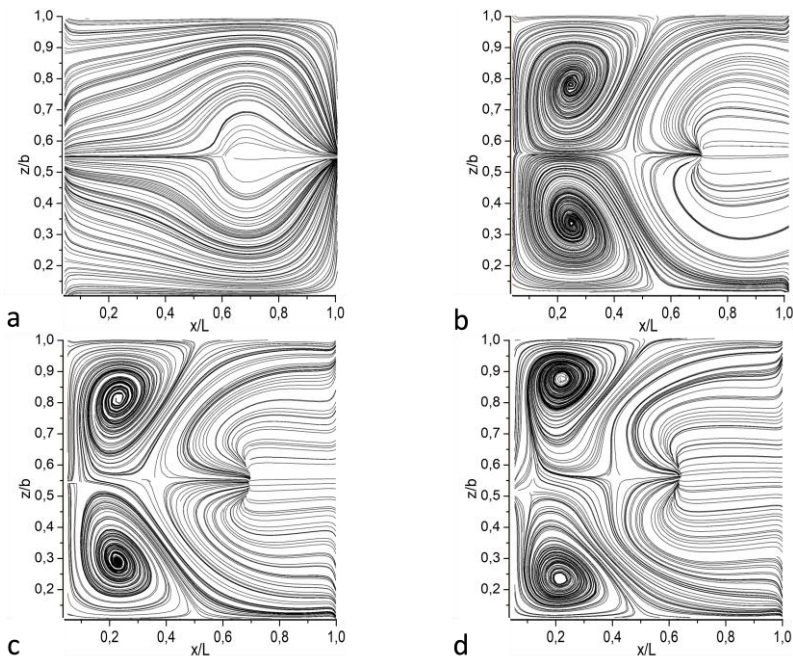


**3.32 pav.** Eksperimentiškai išmatuotų ir sumodeliuotų suminio greičio ir  $v_x$  bei  $v_y$  greičio komponentių palyginimas prie atgalinės (a, b ir c) ir priekinės (d, e ir f) kaveros sienelių, kai  $Re_{Dh} = 3000$

### 3.3.3. Pirminio sūkurio struktūra atvirojo tipo kavernoje

Šiame poskyryje pateikiama greičio vektorių pasiskirstymo bei srauto linijų struktūros per pirminio sūkurio centrą analizė. Šie duomenys kartu su anksčiau pateiktais rezultatais leidžia susidaryti bendresnį tekėjimo struktūros atvirojo tipo kavernoje vaizdą.

3.33 pav. ir 3.34 pav. pateiktos atitinkamai srauto linijos ir greičio vektoriai per pirminio sūkurio centrą  $x$ - $z$  plokštumoje esant skirtingiems tekėjimo režimams kanale. Rezultatai gauti atliekant trimatį skaitinį modeliavimą. Esant laminariniam tekėjimo režimui (3.33 pav. a ir 3.34 pav. a) tekėjimo struktūra kavernoje yra dvimatė. Padidėjus Reynoldso skaičiui kanale iki  $Re_{Dh} = 1000$ , kavernos kampuose, ties atgaline kavernos sienele susiformuoja sūkuriai, užimantys pusę kavernos pločio ties šoninėmis sienelėmis ir siaurėjantys artėjant link kavernos centro (3.33 pav. b). Tekėjimo struktūra išlieka simetriška kavernos centrinės plokštumos atžvilgiu.

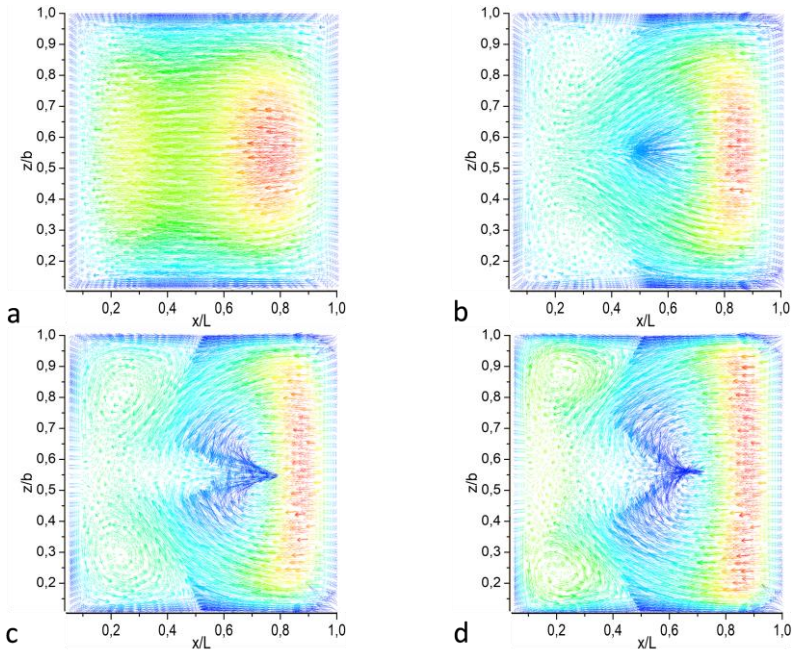


**3.33 pav.** Srauto linijos  $x$ - $z$  plokštumoje per pirminio sūkurio centrą, kai  $Re_{Dh}$ : a) 100; b) 1000; c) 2000; d) 3000

Taip pat, kai  $Re_{Dh} \leq 1000$ , kavernos centrinėje plokštumoje ties  $x/L \approx 0,7$  susiformuoja skersinis srautas, kertantis per kavernos centrą einančia plokštumą ir nukreiptas link kanalo. Šis srautas susiformuoja ties priekine kavernos sienele ir yra nukreiptas link kavernos dugno kaip galima matyti iš greičio vektorių krypties (3.34 pav. b). Iš toliau pateiktų rezultatų (3.35 pav.) galima matyti, kad šis srautas keičia savo kryptį aukščiau esančioje  $x$ - $z$  plokštumoje ir grįžta link kanalo sudarydamas į išorę nukreiptą skersinį pertekėjimą nagrinėjamoje plokštumoje. Panašios trimatės struktūros buvo stebimos kitų autorių darbuose atliekant tekėjimo struktūros tyrimus

atvirojo tipo uždaroje kavernoje (*lid-driven cavity*) (Coutanceau et al., 2000; Migeon, 2002).

Didėjant  $Re_{Dh}$  vertei šis skersinis pratekėjimas intensyvėja. Apie tekėjimo intensyvumą galima spręsti remiantis pratekančios fluido masės tūriu. Kai  $Re_{Dh} = 1000$ , apie skersinį pratekėjimą galima spręsti tik iš link kanalo nukreiptų vektorių plokštumos centre (3.34 pav. b).  $Re_{Dh} = 2000$  atveju (3.34 pav. c) kavernos centre susiformuoja „V“ formos struktūra susidedanti iš link kanalo nukreiptų vektorių. Ši struktūra toliau plečiasi didėjant  $Re_{Dh}$  (3.34 pav. d). Šis plėtimasis gali būti interpretuojamas didėjančiu pratekančiu fluido tūriu didėjant  $Re_{Dh}$ . Dėl tos pačios priežasties lieka mažiau vietos sukuriams prie atgalinės kavernos sienelės ir jie yra vis labiau įspaudžiami į kavernos kampus. Didėjant  $Re_{Dh}$  atstumas tarp sukurių centrų didėja (3.34 pav. d) ir tarp jų atsiranda sumažėjusio greičio zona. Ši zona taip pat matoma iš anksčiau pateiktų greičio žemėlapių (3.27 pav.) ir greičio profilių (3.32 pav. a) ties atgaline kavernos sienele. Tuo tarpu iš greičio profilių matomi greičio pikai ties šoninėmis sienelėmis atitinka maksimalias greičių vertes sukuriuose.



**3.34 pav.** Greičio profiliai  $x$ - $z$  plokštumoje per pirminio sukurio centrą, kai  $Re_{Dh}$ : a) 100; b) 1000; c) 2000; d) 3000

Kaip matoma iš 3.33 pav. ir 3.34 pav. pateiktų rezultatų, srauto struktūra stipriai pasikeičia tik pereinant iš laminarinio į pereinamąjį-turbulentinį tekėjimo režimą intervale  $100 < Re_{Dh} < 1000$ . Šiame intervale pasireiškia tekėjimo trimatiškumas, tačiau toliau, didinant  $Re_{Dh}$ , struktūros pasikeitimai nebėra tokie drastiški, dėl to tolesnei analizei bus naudojamas tik  $Re_{Dh} = 3000$  atvejis.

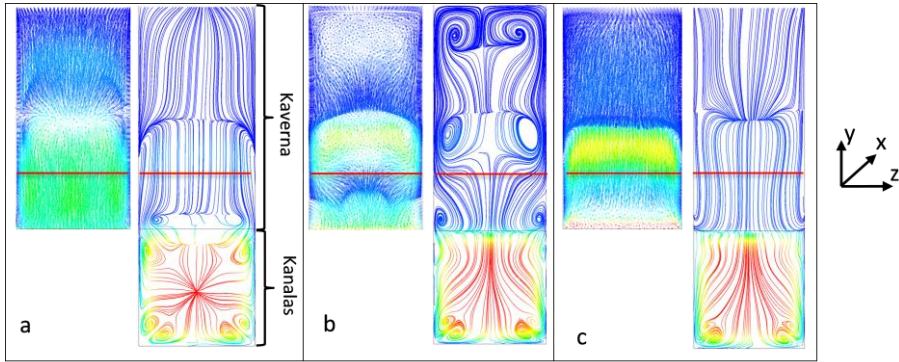
### 3.3.4. Tekėjimo struktūros atvirojo tipo kavernoje apibendrinimas

3.35 pav. pateikti skaitinio modeliavimo metu gauti greičio vektoriai ir srauto linijos skirtingose atvirojo tipo kavernos y-z plokštumose, kai  $Re_{Dh} = 3000$ . Kaip galima matyti iš srauto linijų, kanalo kampuose formuojasi kampinių sūkurių poros. Šie antriniai sūkuriniai tekėjimai siaurame kanale taip pat analizuoti kitų autorių darbuose (Bai, Fang, & Stoesser, 2013; Pirozzoli, Modesti, Orlandi, & Grasso, 2018; Vidal, Vinuesa, Schlatter, & Nagib, 2017). Ties įtekėjimu į kaverną (3.35 pav. a) šie sūkuriai stebimi visuose keturiuose kampuose. Kavernos ašinėje plokštumoje (3.35 pav. b) – ant apatinės kanalo sienelės ir virš kanalo ir kavernos sankirtos, o ties priekine kavernos sienele (3.35 pav. c) kampiniai sūkuriai matomi tik ant apatinės kanalo sienelės. Srautas įtraukiamas į kaverną ties priekine kavernos sienele, kur srauto kryptis sutampa su kanalo kampuose susiformavusių sūkurių kryptimi. Srautas išteka iš kavernos ties atgaline kavernos sienele, dėl to šioje vietoje sūkurinio tekėjimo kavernoje ir kampinių sūkurių kanale kryptis yra priešinga. Šių sūkurinių tekėjimų sąveika lemia tolygesnį greičio pasiskirstymą, taip pat ir didesnes greičių vertes (3.27 ir 3.28 pav.) ties atgaline kavernos sienele palyginus su priekine sienele. Ties priekine sienele dėl vienodos sūkurinių tekėjimų krypties susiformuoja maksimalaus greičio pikai, kurių profiliai suplokštėja pereinant į turbulentinį tekėjimo režimą. Didėjant turbulentiškumui kanale, ties šoninėmis kavernos sienelėmis susiformuoja atskiros sūkurinės struktūros, padalijančios sūkurinę zoną į dvi simetriškas dalis per kavernos centrinę plokštumą.

Tekėjimo struktūra kavernoje yra trimatė ir greitai kinta x koordinatės kryptimi. Plokštumoje ties atgaline kavernos sienele (3.35 pav. a,  $x/L = 0,2$ ) matoma riba tarp pirminio ir antrinio sūkurių. Tekėjimo kryptis sūkurių sankirtoje yra nukreipta neigiama x ašies kryptimi (link mūsų), atitinkančia pirminio sūkurių sukimosi kryptį kavernoje (žr. 3.23 pav.). Kadangi kampinių sūkurių kanale ir pirminio sūkurių kavernoje sukimosi kryptys yra skirtingos, kanalo ir kavernos sandūroje susiformuoja smulkūs sūkuriai. Išilgai kavernos šių sūkurių padėtis kinta jiems artėjant prie šoninių kavernos sienelių.

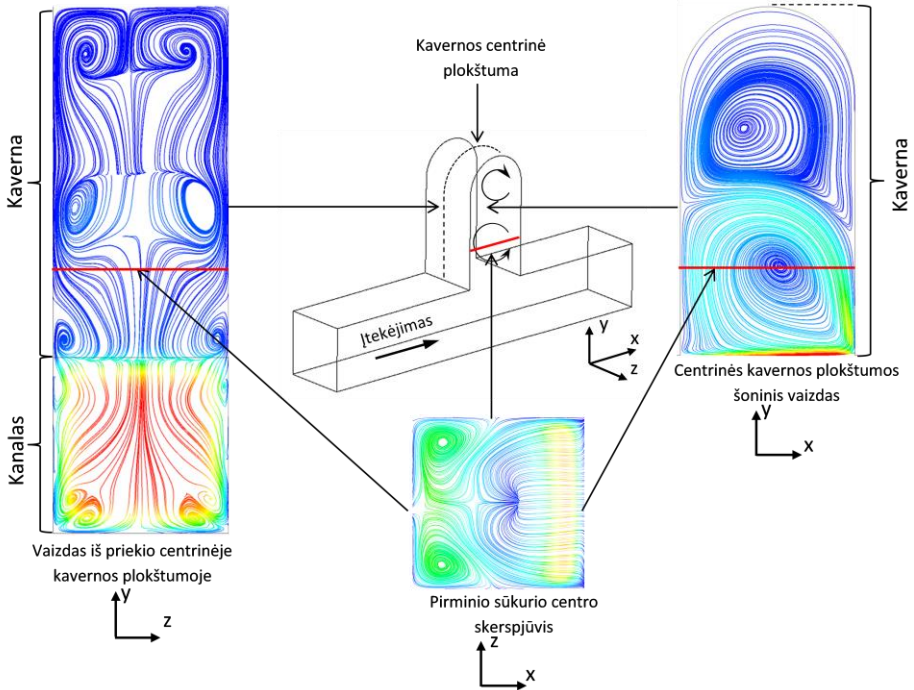
Sūkurinis tekėjimo kavernoje pobūdis geriausiai atsiskleidžia centrinėje kavernos plokštumoje (3.35 pav. b). Šioje plokštumoje stebimos trys sūkurių poros, išsidėsčiusios virš kanalo ir kavernos sandūros, pirminio ir antrinio sūkurių sandūroje ir kavernos dugne. Šioje plokštumoje taip pat matoma 3.34 poskyryje aptartas skersinis pratekėjimas x-z plokštumoje, einantis per kavernos ašį. Šis tekėjimas susiformuoja pirminio ir antrinio sūkurių sandūroje, kur į kaverną ties priekines kavernos sienes įtekėjęs srautas keičia savo kryptį atgal link kanalo.

Analogiškai atgalinei kavernos sienelei ties priekine kavernos sienele matoma pirminio ir antrinio sūkurių sandūra. Kaip galima matyti iš srauto linijų, ši sandūra išsiplečia per kavernos ilgį ir yra ilgesnė, užima visą kavernos plotį ties atgaline sienele. Taip pat, kadangi kampinių sūkurių kryptis kanale bei pirminio sūkurių kryptis kavernos sutampa, šie sūkuriai vienas kitą „nugesina“ ir jie nėra stebimi ties priekine kavernos sienele.



**3.35 pav.** Greičio vektoriai ir srauto linijos skirtingose y-z plokštumose, kai  $Re_{Dh} = 3000$ : a)  $x/L = 0,2$  (šalia atgalinės kavernos sienelės); b)  $x/L = 0,5$  (vidurinė kavernos plokštuma); c)  $x/L = 0,8$  (šalia priekinės kavernos sienelės)

3.36 pav. apibendrintai pateikta tekėjimo struktūros atvirojo tipo kavernoje ( $L/h_1 = 0,5$ ) skirtingose matavimo plokštumose schema. Srauto linijos gautos trimačio skaitinio modeliavimo metu, kanale esant turbulentiniam tekėjimo režimui, kai  $Re_{Dh} = 3000$ . Jau esant  $Re_{Dh} > 1000$  tekėjimo struktūra kavernoje gali būti apibūdinama kaip priešingos krypties sukurių sistema skirtingose plokštumose.



**3.36 pav.** Srauto linijos skirtingose kavernos plokštumose

### 3.3.5. Pulsuojantis tekėjimas atvirojo tipo kavernoje

Atliekant tekėjimo struktūros tyrimus atvirojo tipo kavernoje, pulsuojantis tekėjimas pasirinktas kaip papildomas tekėjimo režimas. Pulsuojantis tekėjimas kanaluose neretai naudojamas šilumos mainų intensyviniui (Alam & Kim, 2018; F. Zhang et al., 2019). Šis efektas matomas ir aptekant įvairias atvirojo tipo kavernas. Kaip matoma iš literatūros apžvalgos, šilumos mainų intensyvumas pulsuojančiam srautui aptekant atvirojo tipo kavernas priklauso nuo tekėjimo režimo, pulsavimo dažnio ir amplitudės (Selimefendigil, 2016; Velazquez, Arias, & Montanes, 2009; Zamzari, Mehrez, El Cafi, Belghith, & Le Quéré, 2017). Kadangi šilumos mainai sustiprinami sumažinant terminį pasienio sluoksnį, sutrikdant srautą ar padidinant greičio gradientus prie sienelės (Tao, He, Wang, Qu, & Song, 2002), yra svarbu žinoti greičio pasiskirstymą ir tekėjimo struktūrą kavernoje.

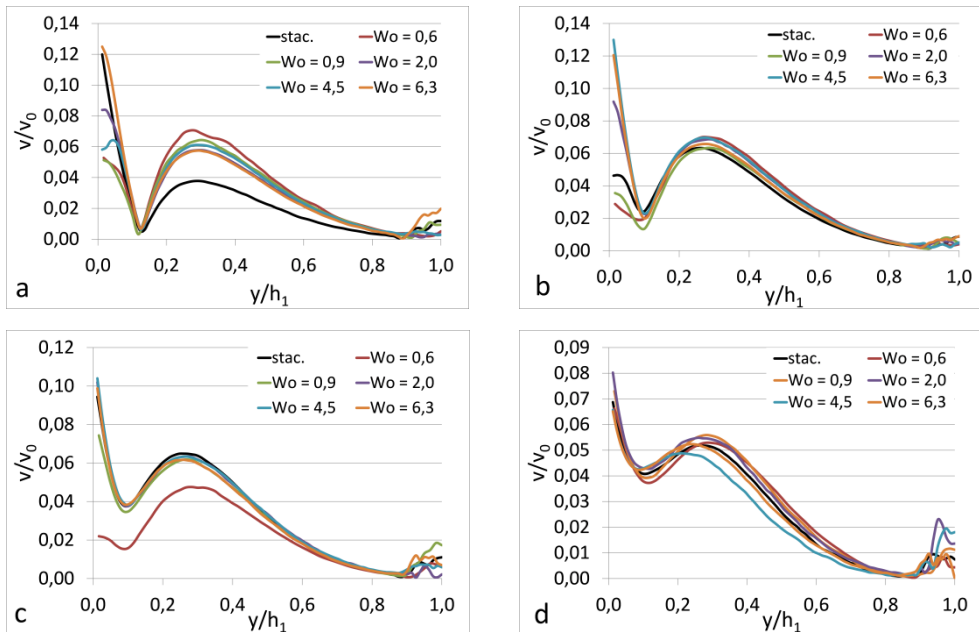
Eksperimentiniai pulsuojančio tekėjimo atvirojo tipo kavernoje matavimai atlikti stačiakampio formos skerspjuvio 0,5x2 mm kanale, turinčiame atvirojo tipo kaverną ( $L/h_1 = 0,5$ ). Kadangi kanalo hidraulinis skersmuo šiuo atveju yra didesnis nei 3.3.1–3.3.4 poskyriuose naudojamose kavernoje bei naudojamas pulsuojantis tekėjimas, dėl ribotų įrangos galimybių matavimai atlikti tik lamarinio tekėjimo režimo ribose, kai  $Re_{Dh} = 50–400$ , srauto pulsacijos kinta  $Wo_{Dh} = 0,6–6,3$  ribose.

Greičio profiliai išilgai kavernos ašies ( $y/h_1$ ) centrinėje matavimo plokštumoje esant skirtingoms tekėjimo sąlygoms pateikti 3.37 pav. Vertikalioje koordinatėse pateiktas santykinis greitis  $v/v_0$ , kur  $v$  – greičio modulis kavernoje ir  $v_0$  – vidutinis greitis kanale. Horizontali koordinatė atitinka kavernos gylį, kur  $y/h_1 = 0$  – kavernos viršus ir  $y/h_1 = 1$  – kavernos dugnas.

Būtina pažymėti, kad greičio gradientai tarp įtekėjimo į kaverną ir tekėjimo kanale yra labai dideli, o pagrindinis dėmesys telkiamas į greičio pasiskirstymą aplink pirminį sukurį, dėl to nėra įmanoma tiksliai išmatuoti greičio visame kavernos ilgyje naudojant tą patį laiko tarpą tarp dviejų kadru PIV sistemoje. Dėl šios priežasties greičiai išmatuoti ties  $y/h_1 = 0–0,05$  gali būti ne visiškai tikslūs ir į jų pasiskirstymą analizuojant greičio profilius nėra atsižvelgiama.

Minimalios santykio  $v/v_0$  vertės ties  $y/h_1 = 0,05–0,12$  atitinka sukurio centro padėtį. Kaip galima matyti iš pateiktų kreivių, sukurio centro padėtis artėja link kanalo didėjant  $Re_{Dh}$  kanale ir nepriklauso nuo  $Wo$  vertės esant mažiems  $Re_{Dh}$  skaičiams. Kai  $Re_{Dh} = 400$  (3.37 pav. d) stebimas nedidelis sukurio centro padėties poslinkis link kavernos viršaus didėjant  $Wo_{Dh}$ .

Greičio pikas ties  $y/h_1 \approx 0,28$  žymi maksimalaus greičio virš kavernos centro zoną. Esant mažoms  $Re_{Dh}$  vertėms (3.37 pav. a) santykinio greičio vertė priklauso nuo  $Wo_{Dh}$ . Santykinis greitis mažėja didėjant  $Wo_{Dh}$  vertei ir mažiausia greičio vertė stebima stacionaraus tekėjimo atveju ( $Wo_{Dh} = 0$ ). Didėjant  $Re_{Dh}$  (3.37 pav. b), greičio pasiskirstymas nepriklauso nuo  $Wo_{Dh}$ .  $Re_{Dh} = 200$  (3.37 pav. c) atveju tik esant nedidelėms pulsacijoms ( $Wo_{Dh} = 0,6$ ) stebimas greičio sumažėjimas, o kai  $Re_{Dh} = 400$ , greitis virš sukurio centro šiek tiek mažėja didėjant  $Wo_{Dh}$ . Taip pat daugeliu atveju matomas santykinio greičio padidėjimas ties  $y/h_1 = 0,9–1$ , nurodo antrinio sukurio formavimosi užuomazgas ties kavernos dugnu.



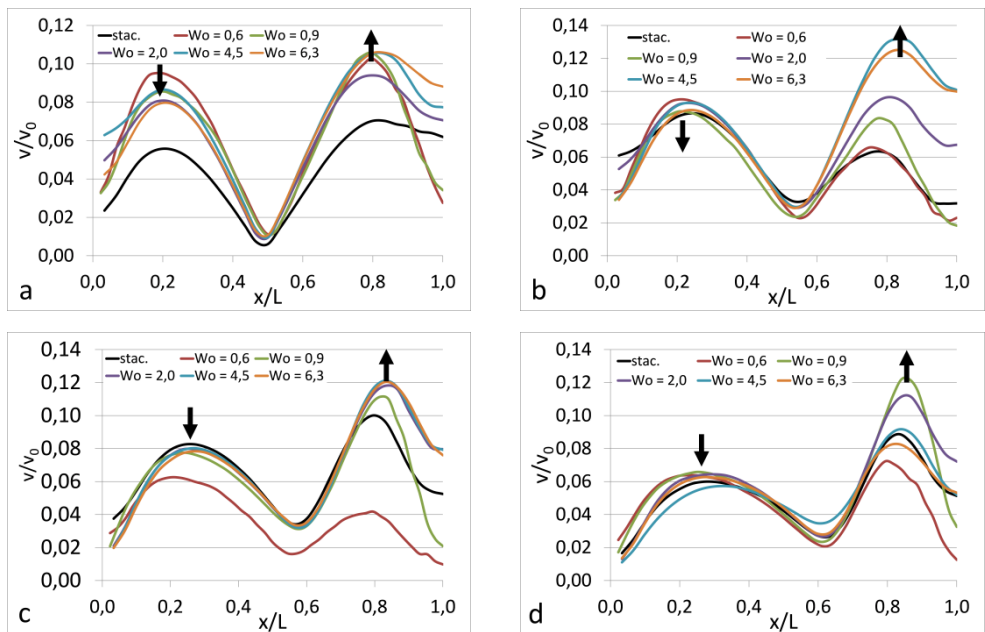
**3.37 pav.** Santykinio greičio profiliai per kavernos ašį centrinėje matavimo plokštumoje esant skirtingoms tekėjimo sąlygoms a) –  $Re = 50$ , b)  $Re = 100$ , c)  $Re = 200$ , d)  $Re = 400$

Santykinio greičio profiliai per sūkurio centrą teikia papildomą informaciją apie greičio pasiskirstymą horizontalioje plokštumoje (3.38 pav.). Kairė grafiko pusė atitinka greičio pasiskirstymą ties atgaline kavernos sienele, ties kuria srautas išteka iš kavernos. Tuo tarpu, dešinė kreivės pusė atitinka greičio pasiskirstymą ties priekine kavernos sienele, ties kuria srautas įteka į kaverną iš kanalo. Srauto kryptis kavernoje pažymėta juodomis rodyklėmis. Esant mažoms  $Re_{Dh}$  vertėms (3.38 pav. a) santykinis greitis yra mažiausias stacionaraus tekėjimo atveju. Didėjant  $Wo_{Dh}$ , greitis ties atgaline kavernos sienele mažėja, tačiau šis dėsniumas neišilaiko ties priekine kavernos sienele. Kai  $Re_{Dh} = 100$  (3.38 pav. b), greitis ties atgaline sienele išlieka pastovus visame matuotų  $Wo_{Dh}$  intervale ir didėja ties priekine kavernos sienele didėjant  $Wo_{Dh}$  vertei.  $Re_{Dh} = 200$  atveju (3.38 pav. c) išsiskiria tik greičio profilis esant mažiausiai  $Wo_{Dh}$  vertei, lemiančiai greičio sumažėjimą visoje matuotoje plokštumoje. Esant didžiausiai išmatuotai  $Re_{Dh}$  vertei (3.38 pav. d) santykinis greitis mažėja ties priekine kavernos sienele didėjant  $Wo_{Dh}$  vertei ir išlieka pastovus ties atgaline sienele.

Galima pastebėti, kad sūkurio centro padėtis, atitinkanti greičio minimumą, priklauso nuo  $Re_{Dh}$  ir slenka link priekinės kavernos sienelės didėjant  $Re_{Dh}$ , kaip buvo pastebėta 3.33 pav., tačiau visiškai nepriklauso nuo  $Wo_{Dh}$ .

Apibendrinant galima teigti, kad bendra santykinio greičio pasiskirstymo ties kavernos sienelėmis priklausomybė nuo  $Wo_{Dh}$  ir  $Re_{Dh}$  nėra matoma.





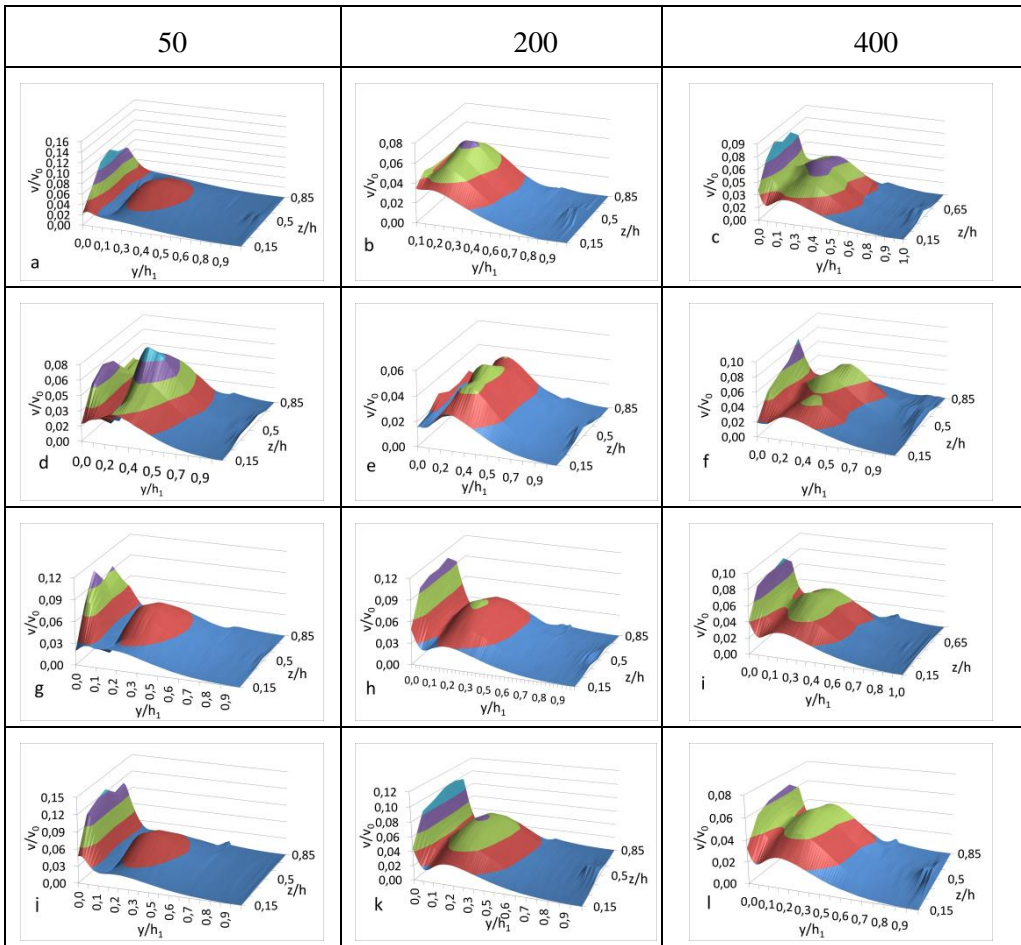
**3.38 pav.** Santykinio greičio profiliai per pirminio sūkurių centrą centrinėje matavimo plokštumoje esant skirtingoms tekėjimo sąlygoms a) –  $Re = 50$ , b)  $Re = 100$ , c)  $Re = 200$ , d)  $Re = 400$

### 3.3.6. Erdviniai greičio profiliai esant pulsuojančiam tekėjimui

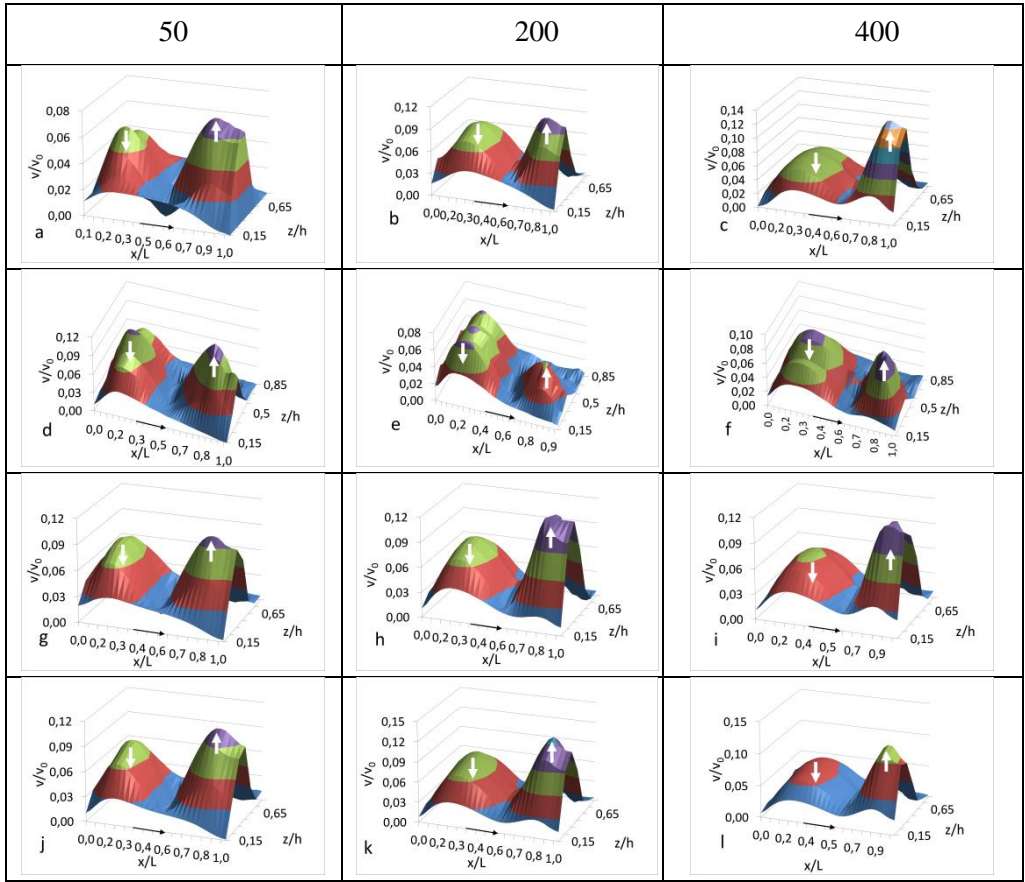
3.39 pav. pateikti greičio profiliai išmatuoti kaveros ašyje esant skirtingoms tekėjimo sąlygoms. Kūginis greičio pasiskirstymas, būdingas laminariniam tekėjimo režimui, matomas, kai  $Re_{Dh} = 50$ , ir išlieka pastovus kintant  $Wo_{Dh}$  vertėms. Tekėjimo greičiui kanale didėjant, kol pasiekiamas  $Re_{Dh} = 200$ , kūginis greičio pasiskirstymas išsiplečia per kaveros plotį, bet maksimalus greitis išlieka centrinėje matavimo plokštumoje. Analogiškas greičio pasiskirstymas išlieka ir  $Re_{Dh} = 400$  atveju, tik šiuo atveju maksimalus greitis pasiskirsto per keletą gretimų matavimo plokštumų ties kanalo ašimi, kas rodo profilio plokštėjimą. Pulsacijų įtaka pastebima tik esant mažoms  $Wo_{Dh} = 2$  vertėms ir pasireiškia maksimalaus greičio sutrikdymu ir lokaliu jo padidėjimu lyginant su stacionaraus tekėjimo ir didesnių  $Wo_{Dh}$  verčių atvejais.

Erdvinis greičio profilių pasiskirstymas per pirminio sūkurių centrą pateiktas 3.40 pav. Baltos rodyklės nurodo srauto tekėjimo kryptį kavernoje ties atgaline ir priekine kaveros sienelėmis, o juodos rodyklės – srauto kryptį kanale. Keičiantis tekėjimo režimui kanale, daugeliu atvejų greičio pasiskirstymas ties atgaline ir priekine kaveros sienelėmis išlaiko parabolinius greičio profilius ir didesnių pasikeitimų greičio pasiskirstyme nematome. Išskirtinis yra tik  $Wo_{Dh} = 0,6$  atvejis, esant visoms pateiktoms  $Re_{Dh}$  vertėms. Kai  $Re_{Dh} = 50$  (3.40 pav. d), greičio profilis turi aštrų piką ties priekine kaveros sienele centrinėje matavimo plokštumoje.  $Re_{Dh} = 200$  atveju (3.40 pav. e) greitis ties atgaline kaveros sienele tampa didesnis nei

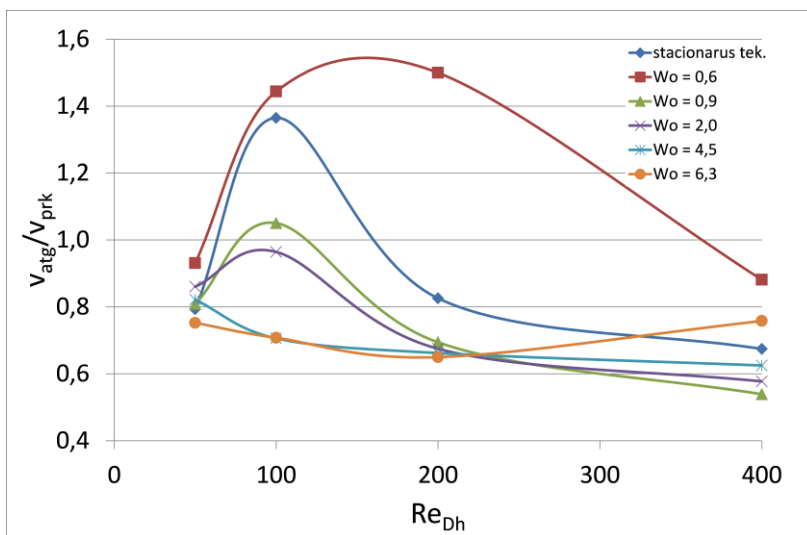
ties priekine sienoje, kuo išsiskiria iš visų kitų matavimų. Taip pat ties atgaline sienoje matomi keletas greičio pikų, pasiskirsčiusių kavernos centrinėje matavimo plokštumoje ir ties šoninėmis kavernos sienelėmis. Pasiėkus  $Re_{Dh} = 400$  (3.40 pav. f), greičio pasiskirstymas vėl tampa panašus į  $Re_{Dh} = 50$  atvejį.



**3.39 pav.** Erdvinis greičio pasiskirstymas kanalo ašyje esant skirtingoms tekėjimo kanale sąlygoms: a) b) c) – stacionarus tekėjimas, d) e) f) –  $Wo_{Dh} = 0,6$ , g) h) i) –  $Wo_{Dh} = 2,0$  ir j) j) k) –  $Wo_{Dh} = 6,3$



3.40 pav. Erdvinis greičio pasiskirstymas per pirminio sūkurių centrą kavernoje esant skirtingoms tekėjimo kanale sąlygoms: a) b) c) – stacionarus tekėjimas, d) e) f) –  $W_{0Dh} = 0,6$ , g) h) i) –  $W_{0Dh} = 2,0$  ir j) k) –  $W_{0Dh} = 6,3$



**3.41 pav.** Greičio santykio ties atgaline ir priekine kavernos sienelėmis priklausomybė nuo tekėjimo režimo kanale

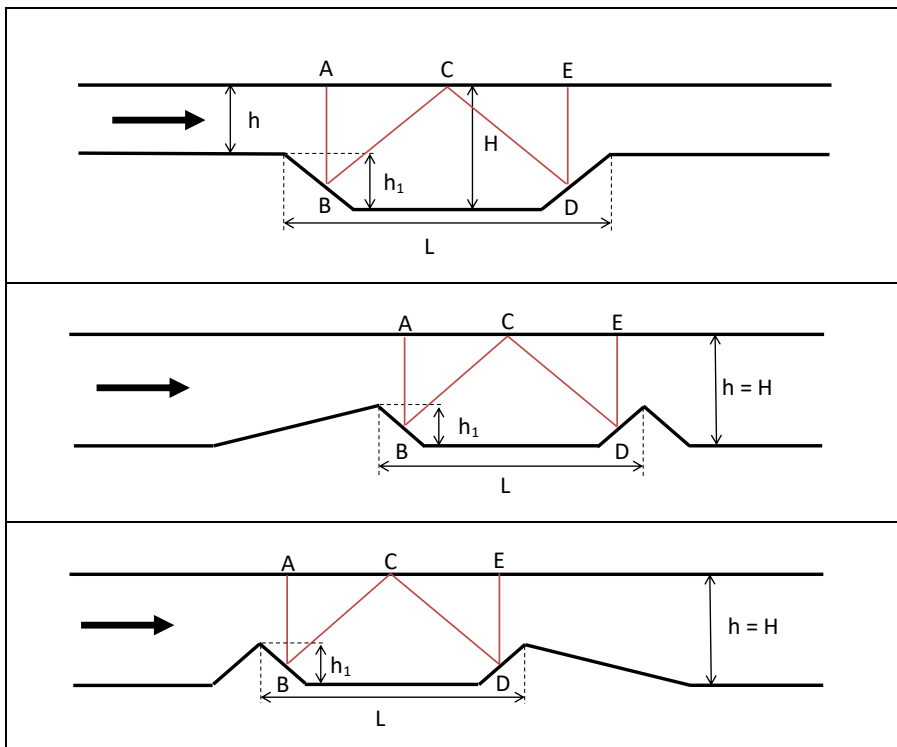
3.41 pav. pateiktos greičių ties atgaline ( $v_{atg}$ ) ir priekine ( $v_{prk}$ ) kavernos sienelėmis santykio vertės priklausomai nuo  $Re_{Dh}$  ir  $Wo_{Dh}$  verčių. Daugeliu atvejų ( $Wo_{Dh} = 0,4-6,3$  ir stacionarus tekėjimas) santykinio greičio pikas stebimas ties  $Re_{Dh} = 100$ , ir piko aukštis mažėja didėjant  $Wo_{Dh}$  vertei, kol visiškai išnyksta kai  $Wo_{Dh} = 4,5-6,3$ .

Iš šio pasiskirstymo galima matyti, kad, esant nedidelėms  $Wo_{Dh}$  vertėms ( $Wo_{Dh} = 0,6-2$ ) ir stacionariam tekėjimo režimui, maksimalus greitis per pirminio sūkurio centrą pasiskirsto ties atgaline kavernos sienele, kai  $Re_{Dh} = 100$  ir po to vėl susilygina didėjant  $Re_{Dh}$  vertei. Tai patvirtina ir 3.40 pav. pateikti greičio profiliai.  $Wo_{Dh} = 0,6$  atveju (3.40 pav. d, e ir f) matomas staigus greičio padidėjimas centrinėje matavimo plokštumoje, kai  $Re_{Dh} = 50$ . Be to greičio padidėjimas per visą kavernos plotį ties atgaline sienele, kai  $Re_{Dh} = 200$  (3.40 pav. e), lemia greičio sumažėjimą ties priekine kavernos sienele, kadangi debitas kavernoje išlieka nepakitęs.

Kaip galima matyti iš 3.41 pav. pateiktų kreivių, esant dideliems pulsacijos dažniams ( $Wo_{Dh} = 4,5-6,3$ ) greičio santykis išlieka beveik pastovus visame tirtame  $Re_{Dh}$  verčių intervale.

#### 4. PRAKTINIS TYRIMŲ KAVERNOSE REZULTATŲ IR ĮRANGOS PANAUDOJIMAS

Kavernos aptekėjimo dinamika turi esminius panašumus su praktikoje plačiai paplitusiais atvejais, kai srautas įteka į ribotų matmenų kameras. Tokios kameros dažnai būna tam tikro technologinio įrenginio, pvz., degimo, maišytuvo, reaktoriaus ar srauto matuoklio kamera, elementas. Visais šiais atvejais srauto dinamika veikiama staigiai pakitusio kanalo skerspjūvio ir jo geometrinių duomenų, kurie sukelia srauto atitrūkimus, recirkuliacinius tekėjimus ir padidintą maišymąsi. Visi šie veiksniai gali būti panaudoti masės ir šilumos pernašos procesams intensyvinti ir siekti didesnio srauto homogeniškumo ir stabilumo ribotų matmenų kamerose. Pastarasis uždavinys labai svarbus tiriant ir konstruojant mažus ultragarsinius srauto matuoklius ir siekiant stabilaus ir tolygaus greičio pasiskirstymo ultragarsinio spindulio pereigos kelyje bei stabilios pereigos trukmės koreliacijos su pertekančiu srautu plačiame  $Re$  diapazone nuo laminarinio iki turbulentinio tekėjimo režimo.



**4.1 pav.** Ultragarsinio srauto matuoklio kameros skersinis pjūvis su skirtingais įtekėjimo geometriniais duomenimis: A ir E – numatomos ultragarso keitiklių įrengimo vietos; AB, BC, CD ir DE – ultragarso spindulio kelio atkarpos kameroje

Tuo tikslu buvo suprojektuoti ir pagaminti matavimo kameros modeliai, kurių schemas pateiktos 4.1 pav. Modelių forma buvo artima realaus srauto matuoklio formai. Forma buvo parenkama siekiant kuo tiksliau išmatuoti pereigos trukmę

ruožuose BC ir CD tarp ultragarsinių keitiklių taškuose A ir E, nukreipiant ultragarso spindulį „veidrodžiais“, patalpintais taškuose B, C ir D. Būtent dėl tokio „veidrodžių“ išdėstymo apatinėje matavimo kameros sienelėje susiformuoja kaverna, kurioje srauto tekėjimo struktūra buvo artima tirtai disertaciniame darbe.

Tyrimo metu buvo keičiamas esančio įtekėjime į kaverną laipto nuožulnumas ir ieškoma sąlygų, kurioms esant atitolinamas srauto atitrūkimas ir recirkuliacinių zonų kavernoje formavimasis. Pagal geometrinius parametrus, kaverna yra pereinamojo tipo ( $L/h_1 = 8,8$ ). Kaip rodo atliktų eksperimentinių matavimų ir skaitinio modeliavimo analizė, esant laminariniam tekėjimo režimui, už įdubos atgalinės briaunos vyksta srauto atitrūkimas ir prisijungimas, dėl kurių formuojasi pavienis sūkurys. Tačiau dėl riboto įdubos ilgio, toliau didėjant Reynoldso skaičiui prisijungiantis srautas, dėl priekinės įdubos sienelės įtakos atkeliamas nuo dugno ir visa įduba užpildoma recirkuliacinio tekėjimo kontūru. Perėjus į turbulentinį tekėjimo režimą, prisijungimas vėl įvyksta ir prisijungimo vieta stabilizuojasi. Taip pat buvo nustatyta, kad greičio pasiskirstymo netolygumus ultragarsinio signalo kelyje galima sumažinti suformavus tinkamą perėjimą iš apvalaus į vamzdžio į stačiakampio skerspjūvio formos kamerą. Šie tyrimai leido pateikti praktinius pasiūlymus realaus ultragarsinio vandens skaitiklio modeliui.

Mikrosrautų vizualizacijos sistema, kartu su srauto pulsacijas generuojančia įranga, buvo panaudota kraujo tekėjimo kraujagyslės modelyje tyrimams atlikti (Venslauskas, Ostasevicius, & Vilkinis, 2017). Šiame darbe buvo analizuotas greičio pasiskirstymas ir jo pokytis priklausomai nuo pulsacijos dažnio ir amplitudės. Kaip parodė eksperimentiniai matavimai ir skaitinis tekėjimo modeliavimas, didžiausia įtaka greičio pasiskirstymui pasiekama esant nedideliems pulsacijos dažniams ir didelėms amplitudėms (4,3 Hz ir 6 mm). Greičio pokyčiai tiriamoje kanalo dalyje buvo susieti su slėgio pokyčiais sukeliama srauto pulsacijų. Didėjant pulsacijos dažniams ( $> 49$  Hz) ir esant nedidelėms pulsacijoms amplitudėms ( $< 1$  mm) greičio pasiskirstymo pokyčių tiriamajame kanale nepastebėta. Šiais tyrimais ieškoma būdų suintensyvinti sutrikusią kraujo apytaką galūnių kapiliaruose.

## 5. DISERTACIJOS REZULTATŲ TRŪKUMAI IR ATEITIES DARBŲ PLANAS

Apžvelgiant disertacijoje pateiktus rezultatus galima nustatyti tyrimo kryptis, kurių link turėtų būti kreipiami ateityje planuojami darbai. Viena tyrimų dalis turi būti siejama su disertacijoje esančių trūkumų užglaistymu. Tai, visų pirma, recirkuliacinės zonos ilgio priklausomybės nuo tekėjimo režimo ir geometrinių parametrų radimas pereinamajame tekėjimo režime, esant simetriniam kanalo išplatėjimui. Šis atvejis tik labai paviršutiniškai aptariamas šiame darbe. Be to, šiame darbe kanalo, prieš įtekėjimą į kaverną, skersmuo buvo pasirinktas pastovus dydis, dėl to turi būti atlikta analizė, kaip recirkuliacinės zonos ilgio dinamika priklauso nuo kanalo skersmens ir kavernos gylio santykio. Taip pat darbe neatlikta recirkuliacinės zonos ilgio kitimo analizė skersai kavernos. Buvo atlikti tik vienos formos atvirojo tipo kavernos tyrimai ir nėra aišku, kaip tekėjimo struktūra kinta priklausomai nuo kavernos formos ir kokie geometriniai parametrai lemia takoskyros tarp sūkurių susidarymą. Analogiškai, nagrinėtas tik vienas atvejis – kai tekėjimas pulsuojantis. Kadangi tai daug dėmesio sulaukianti ir praktinį pritaikymą turinti tyrimo kryptis, recirkuliacinės zonos dinamika turi būti tyrinėjama ir pereinamojo bei uždarojo tipo kavernose.

Atsižvelgiant į tai, kuria linkme atliekami tyrimai skysčių mechanikos srityje šiomis dienomis, tolesni tyrimai turėtų būti nukreipiami į gilesnį tekėjimo struktūros pažinimą. Autoriaus nuomone, tuo tikslu turi būti atlikta turbulencijos struktūros analizė įvertinant sūkurių struktūrą ( $q$ -kriterijus), Reynoldso įtempių ir turbulentinės kinetinės energijos pasiskirstymą tekėjime. Be to, turima eksperimentinė įranga leidžia analizuoti struktūrinę tekėjimo analizę panaudojant pagrindinių komponentų išskyrimo metodą (*proper orthogonal decomposition*).

## IŠVADOS

Derinant dalelių judėjimo sraute vizualizaciją ir skaitinį vidutinių ir momentinių greičio laukų modeliavimą, ištirta tekėjimo kavernoje dinamika ir struktūra, keičiant kavernos ilgį, gylį ir tekėjimo režimą. Gauti rezultatai leidžia daryti tokias išvadas:

1. Pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje ( $L/h_1 > 8$ ), esant laminariniam tekėjimo režimui, atitrūkęs šlyties sluoksnis prisijungia prie kavernos dugno ir už jos atgalinės sienelės formuojasi stabilus recirkuliacinis kontūras, kurio santykinį ilgį  $x_r/h_1$  lemia  $Re_{h1}$  ir  $H/h$ . Šis dėsniumas iki pereinamojo tekėjimo režimo pradžios aprašomas priklausomybe:  $(x_r/h_1) \left(\frac{H}{h}\right) = 0,35Re_{h1}^{0,7}$ .
2. Pereinamojo tipo kavernoje ( $8 \leq L/h_1 \leq 12$ ), esant laminariniam tekėjimo režimui ir recirkuliacinei zonai pasiekus kavernos vidurį ( $x_r/h_1 \approx (0,5-0,6)L$ ), priekinė sienelė pradeda daryti įtaką tekėjimo struktūrai. Dėl jos poveikio prisijungiantis šlyties sluoksnis atkeliamas nuo kavernos dugno ir visoje kavernoje susidaro stovintis recirkuliacinis kontūras, kurį suardo tik tekėjimo kanale perėjimas į turbulentinį tekėjimo režimą. Šio recirkuliacinio tekėjimo pradinėje ir galutinėje stadijoje susidaro dviejų sūkurių sistema su balno tipo skiriamąja zona, kurioje šlyties įtempiai ant kavernos dugno yra minimalūs.
3. Pereinamojo ir uždarojo tipo kavernoje ( $L/h_1 \geq 8$ ), kai  $Re_{h1} > 400$ , įvyksta perėjimas į turbulentinį tekėjimo režimą, kuriam būdingas nestabilumų susidarymas kavernoje. Tai stiprina atitrūkusio šlyties sluoksnio sąveiką su recirkuliaciniu tekėjimu ir greitina jo prisijungimą prie kavernos dugno. Turbulentiniame tekėjimo režime artėjama link asimptotinio dėsniumo  $\left(\frac{x_r}{h_1}\right) = 7 + 50Re_{h1}^{-0,55}$ , kai recirkuliacinės zonos ilgis artėja vertę, lygią  $x_r/h_1 = 6-8$ . Tai lemia sūkurių sistemos už laipto formavimasis, kurią sudaro mažiausiai trys periodiškai atsinaujinantys sūkuriai. Šlyties sluoksniui atitrūkus nuo atgalinės kavernos briaunos, formuojasi pirminis sūkurys, kuris didėdamas generuoja recirkuliacinėje zonoje kitus sūkurius. Pirminiam sūkuriui pasiekus kritinį dydį, lygų kavernos gyliui, jis atitrūksta. Šis procesas periodiškai atsikartoja ir paaiškina recirkuliacinės zonos ilgio priklausomumą nuo kavernos gylio.
4. Parametras  $H/h$  (kanalo išplatėjimo santykis) parodo stabilizuojantį teigiamo slėgio gradiento poveikį recirkuliacinei zonai kavernoje. Šio poveikio dėsniumas siejasi su laisvos srovės plitimo nejudančioje aplinkoje arba pasroviui tekančiame sraute pobūdžiu ir gali būti išreikštas priklausomumu  $(v_1-v_2)/(v_1+v_2) = f(H/h)$ .  $H/h \approx 2,5 \pm 0,5$  reikšmė parodo priklausomumo esminio pokyčio vietą, nuo kurios santykinis recirkuliacinės zonos ilgis  $x_r/h_1$ , didėjant  $H/h$  ir  $Re$ , tolygiai didėja artėdamas prie asimptotinės reikšmės.
5. Atvirojo tipo kavernoje ( $L/h_1 < 6$ ) šlyties sluoksnio prisijungimas prie kavernos dugno nevyksta, bet tekėjimo struktūra kavernoje priklauso nuo jos



gylio, kuris lemia pagrindinių sūkurių kiekį sistemoje. Kai  $L/h_1 = 0,5$ , kavernoje formuojasi dviejų pagrindinių sūkurių sistema.

- 5.1 Tekėjimas gilioje atvirojo tipo kavernoje yra dvimatis esant laminariniam tekėjimo režimui kanale ir pasikeičia į trimatį, kai  $Re_{Dh} \geq 1000$ . Trimatiškumas pasireiškia sūkurių pasidalinimu kavernoje ir skersiniais pertekėjimais per plokštumą, kertančią pirminio sūkurių centrą.
- 5.2 Esant pulsuojančiam tekėjimo režimui, greičio pasiskirstymas atvirojo tipo kavernoje priklauso nuo  $Re$  ir  $Wo$ . Esant mažoms  $Wo_{Dh}$  ( $Wo_{Dh} \leq 2$ ) vertėms, maksimalus greitis keičia savo padėtį nuo atgalinės link priekinės kavernos sienelės priklausomai nuo  $Re_{Dh}$ . Kai  $Wo_{Dh}$  vertės didelės ( $Wo_{Dh} = 4,5-6,3$ ) maksimalus greitis išlieka ties priekine kavernos sienele visame tirtame  $Re_{Dh}$  verčių intervale ( $Re_{Dh} = 50-400$ ).

## LITERATŪROS SARAŠAS

1. A. TOMS, B. Large-eddy Simulation of Flow over a Backward Facing Step: Assessment of Inflow Boundary Conditions, Eddy Viscosity Models, and Wall Functions. *Journal of Applied Mechanical Engineering*. 2015, 04(03), 1000169. ISSN 21689873.
2. ALAM, T., KIM, M.-H. A comprehensive review on single phase heat transfer enhancement techniques in heat exchanger applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2018, 81, 813–839. ISSN 13640321.
3. ANASTASIOU, A. D., SPYROGIANNI, A. S., PARAS, S. V. Experimental study of pulsatile blood flow in micro channels. 19th International Congress of Chemical and Process Engineering. 2010, Prague, Czech Republic.
4. ARMALY, B. F., DURST F., PEREIRA J. C. F., SCHÖNUNG B. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1983, 127(1), 473. ISSN 0022-1120.
5. ASHCROFT, G., ZHANG, X. Vortical structures over rectangular cavities at low speed. *Physics of Fluids*. 2005, 17(1), 015104. ISSN 1070-6631.
6. BACK, L. H., ROSCHKE, E. J. Shear-Layer Flow Regimes and Wave Instabilities and Reattachment Lengths Downstream of an Abrupt Circular Channel Expansion. *Journal of Applied Mechanics*. 1972, 39(3), 677–681. ISSN 0021-8936.
7. BAI, J., FANG, H., STOESSERT, T. Transport and deposition of fine sediment in open channels with different aspect ratios. *Earth Surface Processes and Landforms*. 2013, 38(6), 591–600. ISSN 01979337.
8. BARKLEY, D., GOMES, M. G. M., HENDERSON, R. D. Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*. 2002, 473, 167–190.
9. BARRI, M., KHOURY, E. G. K., ANDERSSON, H. I. PETTERSEN, B. . DNS of backward-facing step flow with fully turbulent inflow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 2009, 64, 777–792. ISSN 02712091.
10. BASU, M., ZAHOOR, A., KHAN, R. A. Review of fluid flow and heat transfer through microchannels. *International Journal of Scientific and Technical Advancements*. 2019, 5(1), 17–20.
11. BEAUDOIN, J.-F., CADOT, O., AIDER, J.-L., WESFREID, J. E. Three-dimensional stationary flow over a backward-facing step. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. 2004, 23(1), 147–155. ISSN 09977546.
12. BISWAS, G., BREUER, M., DURST, F. Backward-Facing Step Flows for Various Expansion Ratios at Low and Moderate Reynolds Numbers. *Journal of Fluids Engineering*. 2004, 126(3), 362–374. ISSN 0098-2202.
13. BRAVO, H. R., ZHENG, Y.-H. Turbulent Flow over Step with Rounded Edges: Experimental and Numerical Study. *Journal of Hydraulic Engineering*. 2000, 126(1), 82–85. ISSN 0733-9429.
14. BREDERODE, V. A. S. L. DE. Three-dimensional effects in nominally 2D flows. [s.l.] University of London, 1974.
15. BRUUS, H. Theoretical Microfluidics. First ed. Oxford University Press, 2008. ISSN 19454589.

16. CANTWELL, C. D., BARKLEY, D., BLACKBURN, H. M. Transient growth analysis of flow through a sudden expansion in a circular pipe. *Physics of Fluids*. 2010, 22(3), 034101. ISSN 1070-6631.
17. CARLSOHN, M. F., KEMMLING, A., PETERSEN, A., WIETZKE L. 3D real-time visualization of blood flow in cerebral aneurysms by light field particle image velocimetry. Proc. SPIE 9897, Real-Time Image and Video Processing 2016.
18. CARVALHO, M. G., DURST, F., PEREIRA, J. C. F. Predictions and measurements of laminar flow over two-dimensional obstacles. *Applied Mathematical Modelling*. 1987, 11(1), 23–34. ISSN 0307904X.
19. CATTAFESTA, L. N., SONG, Q., WILIAMS, D. R., ROWLEY C. W., ALVI F. S. Active control of flow-induced cavity oscillations. *Progress in Aerospace Sciences*. 2008, 44(7–8), 479–502. ISSN 03760421.
20. CHEN, L., ASAI, K., NONOMURA, T., XI, G., LIU, T. A review of Backward-Facing Step (BFS) flow mechanisms, heat transfer and control. *Thermal Science and Engineering Progress*. 2018a, 6, 194–216. ISSN 24519049.
21. CHEN, X., LI, T., ZENG, H., HU, Z., FU, B. Numerical and experimental investigation on micromixers with serpentine microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016, 98, 131–140. ISSN 00179310.
22. CHENG, C.-H., CHEN, C.-L. Buoyancy-induced periodic flow and heat transfer in lid-driven cavities with different cross-sectional shapes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2005, 32(3–4), 483–490. ISSN 07351933.
23. CHENG, W. C., LIU, C.-H., LEUNG, D. Y. C. On the correlation of air and pollutant exchange for street canyons in combined wind-buoyancy-driven flow. *Atmospheric Environment*. 2009, 43(24), 3682–3690. ISSN 13522310.
24. CHOI, H. H., NGUYEN, V. T., NGUYEN, J. Numerical Investigation of Backward Facing Step Flow over Various Step Angles. *Procedia Engineering*. 2016, 154, 420–425. ISSN 18777058.
25. COLEMAN, S. E., NIKORA, V. I., MCLEAN, S. R., SCHLICKE, E. Spatially Averaged Turbulent Flow over Square Ribs. *Journal of Engineering Mechanics*. 2007, 133(2), 194–204. ISSN 0733-9399.
26. COUTANCEAU, M., MIGEON, C., EHRMANN, P. Particulars of the cross- and spanwise near-wake development of a short Semicircular-section Shell, through the Transition Re-range ( $60 \leq Re \leq 600$ ). *Journal of Visualization*. 2000, 3(1), 9–26. ISSN 1343-8875.
27. DAS, S., COHEN, J. Effect of Rear Face Geometry on the Open Cavity Oscillatory Flow at  $M=0.9$ . 8th AIAA Flow Control Conference. 2016, Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
28. DE VICENTE, J., BASLEY, J., MESEGUER-GARRIDO, F., SORIA, J., THEOFILIS, V. Three-dimensional instabilities over a rectangular open cavity: from linear stability analysis to experimentation. *Journal of Fluid Mechanics*. 2014, 748, 189–220. ISSN 0022-1120.
29. DOUAY, C. L., PASTUR, L. R., LUSSEYRAN, F. Centrifugal instabilities in an experimental open cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 2016, 788, 670–

694. ISSN 0022-1120.

30. DRIVER, D. M., SEEGMILLER, H. L. Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow. *AIAA Journal*. 1985, 23(2), 163–171. ISSN 0001-1452.

31. DURST, F., TROPEA, C. Flows over Two-Dimensional Backward — Facing Steps. In: *Structure of Complex Turbulent Shear Flow*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1983. P. 41–52.

32. EL KHOURY, G. K., ANDERSSON, H., BARRI, M., PETTERSEN, B. Massive separation of turbulent Couette flow in a one-sided expansion channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2010, 31(3), 274–283. ISSN 0142727X.

33. ESTEVE, M. J., REULET, P., MILLAN, P. Flow field characterization within a rectangular cavity. 10th International Symposium Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. 2000, Lisbon, Portugal.

34. EURAMET, CG-19/V.01. Guidelines on the Determination of Uncertainty in Gravimetric Volume Calibration. Calibration Guide. September 2009.

35. FAURE, T. M., ADRIANOS, P., LUSSEYRAN, F., PASTUR, L. Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*. 2007, 42(2), 169–184. ISSN 07234864.

36. FAURE, T. M., DEFRASNE, A., LUSSEYRAN, F., PASTUR, L. Flow instabilities development inside an open cavity. 13th International Symposium on Flow Visualization. 2008, Nice, France.

37. FAURE, T. M. Velocity field and parametric analysis of a subsonic, medium-Reynolds number cavity flow. *Experiments in Fluids*. 2014, 55(11), 1822. ISSN 0723-4864.

38. FELDMAN, Y. Theoretical analysis of three-dimensional bifurcated flow inside a diagonally lid-driven cavity. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2015, 29(4), 245–261. ISSN 0935-4964.

39. FERNANDO, J. N., KRIEGSEIS, J., RIVAL, D. E. On the separated region behind a confined backward-facing step. 20th Annual Conference of the CFD Society of Canada (CFDSC). 2012, Canmore, Canada.

40. FISHLER, R., MULLIGAN, M. K., SZNITMAN, J. Mapping low-Reynolds-number microcavity flows using microfluidic screening devices. *Microfluidics and Nanofluidics*. 2013, 15(4), 491–500. ISSN 1613-4982.

41. GOHARZADEH, A., RODGERS, P. Experimental Measurement of Laminar Axisymmetric Flow Through Confined Annular Geometries With Sudden Inward Expansion. *Journal of Fluids Engineering*. 2009, 131(12), 124501. ISSN 0098-2202.

42. GONG, S. C., LIU, R. G., CHOU, F. C., CHIANG, A. S. T. Experiment and simulation of the recirculation flow in a CVD reactor for monolithic materials. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1996, 12(1), 45–51. ISSN 08941777.

43. GUAN, G., WU, L., BHADAT, A. A. S., LI, Z., CHEN, P. C. Y., CHAO, S., ONG, C. J., HAN, J. Spiral microchannel with rectangular and trapezoidal cross-sections for size based particle separation. *Scientific Reports*. 2013, 3, 1475. ISSN

20452322.

44. GURCAN, F. Streamline Topologies in Stokes Flow Within Lid-Driven Cavities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2003, 17(1), 19–30. ISSN 0935-4964.

45. HADDADI, H., DI CARLO, D. Inertial flow of a dilute suspension over cavities in a microchannel. *Journal of Fluid Mechanics*. 2017, 811, 436–467. ISSN 0022-1120.

46. HAWA, T., RUSAK, Z. The dynamics of a laminar flow in a symmetric channel with a sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 436, 283–320. ISSN 0022-1120.

47. HEATON, C. J. On the appearance of Moffatt eddies in viscous cavity flow as the aspect ratio varies. *Physics of Fluids*. 2008, 20(10), 103102. ISSN 1070-6631.

48. HENDERSON, J., BADCOCK, K., RICHARDS, B. E. Subsonic and transonic transitional cavity flows. 6th Aeroacoustics Conference and Exhibit. 2000, Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.

49. HERMAN, C., KANG, E. Heat transfer enhancement in a grooved channel with curved vanes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2002, 45(18), 3741–3757. ISSN 00179310.

50. HETSRONI, G., MOSYAK, A., POGREBNYAK, L. P., YARIN, L. P. Fluid flow in micro-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2005, 48(10), 1982–1998. ISSN 00179310.

51. HUANG, W. Supersonic mixing augmentation mechanism induced by a wall-mounted cavity configuration. *Journal of Zhejiang University Science A*. 2016, 17, 45–53. ISSN 1673-565X.

52. JANG, Y.-H., KWON, C. H., KIM, S. B., SELIMOVIC, Š., SIM, W.-Y., BAE, H., KHADEMOSSEINI, A. Deep wells integrated with microfluidic valves for stable docking and storage of cells. *Biotechnology Journal*. 2011, 6(2), 156–164. ISSN 18606768.

53. JAYARAJ, S., SALEEL, C. A., SHAIJA, A. On simulation of backward facing step flow using immersed boundary method. *International Journal of Advanced Computer Science*. 2013, 3(4), 164–174.

54. JUDY, J., MAYNES, D., WEBB, B. . Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2002, 45, 3477–3489.

55. KANDLIKAR, S. G., GARIMELLA, S., LI, D., COLIN, S., KING, M. R. Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels. Elsevier, 2006.

56. KARIMI, A., YAZDI, S., ARDEKANI, A. M. Hydrodynamic mechanisms of cell and particle trapping in microfluidics. *Biomicrofluidics*. 2013, 7(2), 021501. ISSN 1932-1058.

57. KHABIRY, M., CHUNG, B. G., HANCOCK, M. J., SOUNDARARAJAN, H. C., DU, Y., CROPEK, D., LEE, W. G., KHADEMOSSEINI, A. Cell Docking in Double Grooves in a Microfluidic Channel. *Small*. 2009, 5(10), 1186–1194. ISSN 16136810.

58. KHERBEET, A. S., MOHAMMED, H. A., MUNISAMY, K. M.,

SALMAN, B. H. The effect of step height of microscale backward-facing step on mixed convection nanofluid flow and heat transfer characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2014, 68, 554–566. ISSN 00179310.

59. KIM, J., ANTAKI, J. F., MASSOUDI, M. Computational study of blood flow in microchannels. *Journal of Computational and Applied Mathematics*. 2016, 292, 174–187. ISSN 03770427.

60. KNOWLES, K., RITCHIE, S. A., LAWSON, N. J. An Experimental and Computational Investigation of a 3D,  $l/h=5$  Transonic Cavity Flow. 3rd International Symposium on Integrated CFD and Experiments in Aerodynamics. 2007, U.S. Air Force Academy, CO, USA.

61. KOSTAS, J., SORIA, J., CHONG, M. S. Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow. *Experiments in Fluids*. 2002, 33(6), 838–853. ISSN 0723-4864.

62. KOUTSIARIS, A. G. Digital Micro PIV ( $\mu$ PIV) and Velocity Profiles In Vitro and In Vivo. In: *The Particle Image Velocimetry - Characteristics, Limits and Possible Applications*. InTech, 2012.

63. KUHLMANN, H. C., ROMANÒ, F. The Lid-Driven Cavity. In: *Computational Modelling of Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics*. P. 233–309.

64. LADA, C., KONTIS, K. Microjet Flow Control Effectiveness of Cavity Configurations at Low Speeds. *Journal of Aircraft*. 2014, 51(5), 1391–1400. ISSN 0021-8669.

65. LARCHEVÊQUE, L., SAGAUT, P., LE, T.-H., COMTE, P. Large-eddy simulation of a compressible flow in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*. 2004, 516, 265–301. ISSN 0022-1120.

66. LEONARDI, S., ORLANDI, P., SMALLEY, R. J., DJENIDI, L., ANTONIA, R. A. Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall. *Journal of Fluid Mechanics*. 2003, 491, 229–238. ISSN 00221120.

67. LIAKOS, A., MALAMATARIS, N. A. Topological study of steady state, three dimensional flow over a backward facing step. *Computers & Fluids*. 2015, 118, 1–18. ISSN 00457930.

68. LIEBER, B. B., LIVESCU V., HOPKINS, L. N., WAKHLOO, A. K. Particle Image Velocimetry Assessment of Stent Design Influence on Intra-Aneurysmal Flow. *Annals of Biomedical Engineering*. 2002, 30(6), 768–777. ISSN 0090-6964.

69. LIM, K. ., PARK, S. ., SHIM, H. . A low aspect ratio backward-facing step flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1990, 3(5), 508–514. ISSN 08941777.

70. LIMA, R., WADA, S., TAKEDA, M., TSUBOTA, K., YAMAGUCHI, T. In vitro confocal micro-PIV measurements of blood flow in a square microchannel: The effect of the haematocrit on instantaneous velocity profiles. *Journal of Biomechanics*. 2007, 40(12), 2752–2757. ISSN 00219290.

71. LIMA, R., WADA, S., TANAKA, S., TAKEDA, M., ISHIKAWA, T., TSUBOTA, K.-I., IMAI, Y., YAMAGUCHI, T. In vitro blood flow in a rectangular PDMS microchannel: experimental observations using a confocal micro-PIV system. *Biomedical Microdevices*. 2008, 10(2), 153–167. ISSN 1387-2176.
72. LOUDA, P., PRIHODA, J., KOZEL, K., SVACEK, P. Numerical simulation of flows over 2D and 3D backward-facing inclined steps. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2013, 43, 268–276. ISSN 0142727X.
73. LU, H., RUTLAND, C. J. Structural subgrid-scale modeling for large-eddy simulation: A review. *Acta Mechanica Sinica*. 2016, 32(4), 567–578. ISSN 0567-7718.
74. M. GRACE, S., DEWAR, W. G., E. WROBLEWSKI, D. Experimental investigation of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent upstream boundary layers. *Experiments in Fluids*. 2004, 36(5), 791–804. ISSN 0723-4864.
75. MEINHART, C. D., WERELEY, S. T., SANTIAGO, J. G. PIV measurements of a microchannel flow. *Experiments in Fluids*. 1999, 27(5), 414–419. ISSN 0723-4864.
76. MERCAN, H., ATALIK, K. Vortex formation in lid-driven arc-shape cavity flows at high Reynolds numbers. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. 2009, 28(1), 61–71. ISSN 09977546.
77. MERCAN, H., ATALIK, K. Flow structure for Power-Law fluids in lid-driven arc-shape cavities. *Korea-Australia Rheology Journal*. 2011, 23(2), 71–80. ISSN 1226-119X.
78. MEYER, K. E., CAVAR, D., PEDERSEN, J. M. POD as tool for comparison of PIV and LES data. 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry. 2007, Rome, Italy.
79. MIELNIK, M. M., SAETRAN, L. R. Selective seeding for micro-PIV. *Experiments in Fluids*. 2006, 41(2), 155–159. ISSN 0723-4864.
80. MIGEON, C. Details on the start-up development of the Taylor-Gortler-like vortices inside a square-section lid-driven cavity for  $1,000 \leq Re \leq 3,200$ . *Experiments in Fluids*. 2002, 33(4), 594–602. ISSN 0723-4864.
81. MIGEON, C., PINEAU, G., TEXIER, A. Three-dimensionality development inside standard parallelepipedic lid-driven cavities at  $Re=1000$ . *Journal of Fluids and Structures*. 2003, 17(5), 717–738. ISSN 08899746.
82. MOHIUDDIN MALA, G., LI, D. Flow characteristics of water in microtubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 1999, 20(2), 142–148. ISSN 0142727X.
83. MURPHY, D. B., DAVIDSON, M. W. Fundamentals of Light Microscopy and Electronic Imaging. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2012.
84. MUSHYAM, A., BERGADA, J. M., NAVID NAYERI, C. A numerical investigation of laminar flow over a backward facing inclined step. *Meccanica*. 2016, 51(8), 1739–1762. ISSN 0025-6455.
85. N. MERONEY, R., LEITL, B., M., RAFAILIDIS, S., SCHATZMANN, M. Wind-tunnel and numerical modeling of flow and dispersion about several building

shapes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 1999, 81(1–3), 333–345. ISSN 01676105.

86. NADGE, P. M., GOVARDHAN, R. N. High Reynolds number flow over a backward-facing step: structure of the mean separation bubble. *Experiments in Fluids*. 2014, 55(1), 1657. ISSN 0723-4864.

87. NENMENI, V., YU, K. Cavity-induced mixing enhancement in confined supersonic flows. 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. 2002, Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics.

88. NILSSON, J., HAMMARSTROM, B., LAURELL, T. Review of cell and particle trapping in microfluidic systems. *Analytica Chimica Acta*. 2009, 649(2), 141–157. ISSN 00032670.

89. OMORI, T., IMAI, Y., ISHIKAWA, T., YAMAGUCHI, T. Hemodynamics in the Microcirculation and in Microfluidics. *Annals of Biomedical Engineering*. 2015, 43(1), 238–257. ISSN 0090-6964.

90. ÖTÜGEN, M. V. Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step. *Experiments in Fluids*. 1991, 10(5), 273–280. ISSN 0723-4864.

91. OZALP, C., PINARBASI, A., SAHIN, B. Experimental measurement of flow past cavities of different shapes. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2010, 34(5), 505–515. ISSN 08941777.

92. PALHARINI, R. C., SCANLON, T. J., WHITE, C. Chemically reacting hypersonic flows over 3D cavities: Flowfield structure characterisation. *Computers & Fluids*. 2018, 165, 173–187. ISSN 00457930.

93. PEDİŞIUS, A., ŠLANČIAUSKAS, A. Heat Transfer Augmentation in Turbulent Flow. Beggel House, New York, 1995.

94. PIROZZOLI, S., MODESTI, D., ORLANDI, P., GRASSO, F. Turbulence and secondary motions in square duct flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 2018, 840, 631–655. ISSN 0022-1120.

95. RAI, S. K., SHARMA, R., SAIFI, M., TYAGI, R., SINGH, D., GUPTA, H. Review of recent applications of micro channel in MEMS devices. *International Journal of Applied Engineering Research*. 2018, 13(9), 64-69. ISSN 0973-4562.

96. RATHA, D., SARKAR, A. Analysis of flow over backward facing step with transition. *Frontiers of Structural and Civil Engineering*. 2015, 9(1), 71–81. ISSN 2095-2430.

97. SAHAR, A. M., WISSINK, J., MAHMOUD, M., M., KARAYIANNIS, T. G., ISHAK, M., S., A. Effect of hydraulic diameter and aspect ratio on single phase flow and heat transfer in a rectangular microchannel. *Applied Thermal Engineering*. 2017, 115, 793–814. ISSN 13594311.

98. SANTIAGO, J. G., WERELEY, S. T., MEINHART, C. D., BEEBE, D. J., ADRIAN, R. J. A particle image velocimetry system for microfluidics. *Experiments in Fluids*. 1998, 25(4), 316–319. ISSN 0723-4864.

99. SCHÄFER, F., BREUER, M., DURST, F. The dynamics of the transitional flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*. 2009, 623, 85–119. ISSN 0022-1120.



100. SELIMEFENDIGIL, F. Numerical analysis of mixed convection in pulsating flow for a horizontal channel with a cavity heated from below. *Thermal Science*. 2016, 20(1), 35–44. ISSN 0354-9836.

101. SELIMEFENDIGIL, F., ÖZTOP, H. F. Influence of inclination angle of magnetic field on mixed convection of nanofluid flow over a backward facing step and entropy generation. *Advanced Powder Technology*. 2015, 26(6), 1663–1675. ISSN 09218831.

102. SELIMEFENDIGIL, F., ÖZTOP, H. F. Forced convection and thermal predictions of pulsating nanofluid flow over a backward facing step with a corrugated bottom wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017, 110, 231–247. ISSN 00179310.

103. SILVERIO, V., MOREIRA, A. L. N. Friction Losses and Heat Transfer in Laminar Microchannel Single-Phase Liquid Flow. ASME 2008 6th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels. 2008, Darmstadt, Germany.

104. SINGH, A., PAUL, A., RANJAN, P. Investigation of reattachment length for a turbulent flow over a backward facing step for different step angle. *International Journal of Engineering, Science and Technology*. 2011, 3(2), 84–88. ISSN 2141-2839.

105. SINHA, J., ARORA, K. Review of the flow-field analysis over cavities. International Conference on Infocom Technologies and Unmanned Systems. 2017, Dubai, United Arab Emirates.

106. SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*. 1963, 91(3), 99–164. ISSN 0027-0644.

107. SONG, S., EATON, J. The effects of wall roughness on the separated flow over a smoothly contoured ramp. *Experiments in Fluids*. 2002, 33(1), 38–46. ISSN 0723-4864.

108. SPAZZINI, P. G., LUSO, G., ONORATO, M., ZURLO, N., CICCÀ, D., G. M. Unsteady behavior of back-facing step flow. *Experiments in Fluids*. 2001, 30(5), 551–561. ISSN 0723-4864.

109. STALLINGS, R. L., WILCOX, F. J. Experimental cavity pressure distributions at supersonic speeds. *NASA Technical Paper 2683*. 1987,

110. STOEßER, T., NIKORA, V. I. Flow structure over square bars at intermediate submergence: Large Eddy Simulation study of bar spacing effect. *Acta Geophysica*. 2008, 56(3), 876–893. ISSN 1895-6572.

111. STOGIANNIS, I. A., PASSOS, A. D., MOUZA, A. A., PARAS, S. V., PENKAVOVA, V., TIHON, J. Flow investigation in a microchannel with a flow disturbing rib. *Chemical Engineering Science*. 2014, 119, 65–76. ISSN 00092509.

112. SU, Y., CHEN, G., KENIG, E. Y. An experimental study on the numbering-up of microchannels for liquid mixing. *Lab on a Chip*. 2015, 15(1), 179–187. ISSN 1473-0197.

113. TAO, W. Q., HE, Y. L., WANG, Q. W., QU, Z. G., SONG, F. Q. A unified analysis on enhancing single phase convective heat transfer with field synergy principle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2002, 45(24),

4871–4879. ISSN 00179310.

114. TIHON, J., PENKAVOVA, V., HAVLICA, J., ŠIMČIK, M. The transitional backward-facing step flow in a water channel with variable expansion geometry. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2012, 40, 112–125. ISSN 08941777.

115. TIHON, J., LEGRAND, J., LEGENTILHOMME, P. Near-wall investigation of backward-facing step flows. *Experiments in Fluids*. 2001, 31(5), 484–493. ISSN 0723-4864.

116. TOJA-SILVA, F., PERALTA, C., LOPEZ-GARCIA, O., NAVARRO, J., CRUZ, I. Effect of roof-mounted solar panels on the wind energy exploitation on high-rise buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2015, 145, 123–138. ISSN 01676105.

117. TRACY, M. B., PLENTOVICH, E. B. Cavity unsteady pressure measurements at subsonic and transonic speeds. *NASA Technical Paper 3669*. 1997,

118. VELAZQUEZ, A., ARIAS, J. ., MONTANES, J. . Pulsating flow and convective heat transfer in a cavity with inlet and outlet sections. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2009, 52(3–4), 647–654. ISSN 00179310.

119. VENS LAUSKAS, M., OSTASEVICIUS, V., VILKINIS, P. Influence of low-frequency vibrations on blood flow improvement in human's limbs. *Bio-Medical Materials and Engineering*. 2017, 28(2), 117–130. ISSN 18783619.

120. VIDAL, A., VINUSA, R., SCHLATTER, P., NAGIB, H. M. Influence of corner geometry on the secondary flow in turbulent square ducts. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2017, 67, 69–78. ISSN 0142727X.

121. WARD, K., FAN, Z. H. Mixing in microfluidic devices and enhancement methods. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. 2015, 25(9), 094001. ISSN 0960-1317.

122. WEE, D., YI, T., ANNASWAMY, A., GHONIEM, A. F. Self-sustained oscillations and vortex shedding in backward-facing step flows: Simulation and linear instability analysis. *Physics of Fluids*. 2004, 16(9), 3361–3373. ISSN 1070-6631.

123. WERELEY, S. T., GUI, L., MEINHART, C. D. Advanced Algorithms for Microscale Particle Image Velocimetry. *AIAA Journal*. 2002, 40(6), 1047–1055. ISSN 0001-1452.

124. WERELEY, S. T., MEINHART, C. D. Recent Advances in Micro-Particle Image Velocimetry. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2010, 42(1), 557–576. ISSN 0066-4189.

125. WESTPHAL, R. V., JOHNSTON, J. P. Effect of initial conditions on turbulent reattachment downstream of a backward-facing step. *AIAA Journal*. 1984, 22(12), 1727–1732. ISSN 0001-1452.

126. WILLERT, C. E., GHARIB, M. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*. 1991, 10(4), 181–193. ISSN 0723-4864.

127. WILLIAMS, P. T., BAKER, A. J. Numerical simulations of laminar flow over a 3D backward-facing step. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 1997, 24(11), 1159–1183. ISSN 0271-2091.

128. WU, Y., REN, H., TANG, H. Turbulent flow over a rough backward-facing step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2013, 44, 155–169. ISSN 0142727X.
129. XIA, G., CHEN, Z., CHENG, L., MA, D., ZHAI, Y., YANG, Y. Micro-PIV visualization and numerical simulation of flow and heat transfer in three micro pin-fin heat sinks. *International Journal of Thermal Sciences*. 2017, 119, 9–23. ISSN 12900729.
130. XIE, X., LIU, C. H., LEUNG, D. Y. C. Impact of building facades and ground heating on wind flow and pollutant transport in street canyons *Atmospheric Environment*, 2007. ISSN 13522310.
131. YAO, H., COOPER, R. K., RAGHUNATHAN, S. Numerical Simulation of Incompressible Laminar Flow over Three-Dimensional Rectangular Cavities. *Journal of Fluids Engineering*. 2005, 126(6), 919–927. ISSN 0098-2202.
132. ZAMZARI, F., MEHREZ, Z., CAFSI, A. E., BELGHITH, A., ZUERE, P. L. Numerical investigation of entropy generation and heat transfer of pulsating flow in a horizontal channel with an open cavity. *Journal of Hydrodynamics*. 2017, 29(4), 632–646. ISSN 1001-6058.
133. ZHAI, Y., XIA, G., LI, Z. Micro-PIV study of flow and the formation of vortex in micro heat sinks with cavities and ribs. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016, 98, 380–389. ISSN 00179310.
134. ZHANG, F. et al. Experimental and numerical analysis of heat transfer enhancement and flow characteristics in grooved channel for pulsatile flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019, 141, 1168–1180. ISSN 00179310.
135. ZHANG, J., MORISHITA, E., OKUNUKI, T., ITOH, H. Experimental Investigation on the Mechanism of Flow-Type Changes in Supersonic Cavity Flows. *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES*. 2002, 45(149), 170–179. ISSN 0549-3811.
136. ZHIYIN, Y. Large-eddy simulation: Past, present and the future. *Chinese Journal of Aeronautics*. 2015, 28(1), 11–24. ISSN 10009361.
137. ZHOU, J., KASPER, S., PAPAUTSKY, I. Enhanced size-dependent trapping of particles using microvortices. *Microfluidics and Nanofluidics*. 2013, 15(5), 611–623. ISSN 1613-4982.

## **MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS**

### **Straipsniai „Clarivate Analytics“ duomenų bazėje „Web of Science Core Collection“ referuojamuose leidiniuose**

1. VENSLAUSKAS M., OSTASEVIČIUS V., VILKINIS P. Influence of low-frequency vibrations on blood flow improvement in human's limbs. *Bio-medical materials and engineering*. 2017, 28(2), 117-130. ISSN 0959-2989.
2. VILKINIS P., PEDIŠIUS N., VALANTINAVIČIUS M. Investigation of flow dynamics over transitional-type microcavity. *Journal of fluids engineering*. 2018, 140(7), 071203-1-071203-7. ISSN 0098-2202

### **Straipsniai mokslo leidiniuose, registruotose tarptautinėse mokslinės informacijos duomenų bazėse**

1. VILKINIS P., PEDIŠIUS N., VALANTINAVIČIUS M. Vandens tekėjimo mikrokanaile tyrimas dalelių vizualizacijos metodu. *Energetika*. 2015, 61(2), 189-205. ISSN 0235-7208.
2. VILKINIS P., VALANTINAVIČIUS M., PEDIŠIUS N. Investigation of fluid structure in open type cavity under stationary and pulsatile flow conditions. *Energetika*. 2016, 62(1-2), 37-44. ISSN 0235-7208.

### **Tarptautinių konferencijų pranešimų medžiagoje paskelbti straipsniai**

1. VILKINIS P., PEDIŠIUS N., VALANTINAVIČIUS M. Investigation of pulsating flow in open type microcavity. *14th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2017)*, Kaunas, Lithuania, May 25-26, 2017. Kaunas: LEI, 2017. p. 308-315. ISSN 1822-7554
2. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. Parametric analysis of recirculating flow dynamics in microcavity. *15th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2018)*, Kaunas, Lithuania, May 23-25, 2018. Kaunas: LEI, 2018. p. 353-359. ISSN 1822-7554
3. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. Investigation of primary vortex structure in open type cavity. *16th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2019)*, Kaunas, Lithuania, May 23-24, 2019. Kaunas: LEI, 2019. p. 330-340. ISSN 1822-7554

### **Tarptautinėse konferencijose skaityti pranešimai**

1. VILKINIS P., PEDIŠIUS N., VALANTINAVIČIUS M. Investigation of fluid flow structure in open type cavity under stationary and pulsatile flow conditions. *13th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2016)*, Kaunas, Lithuania, May 26-27, 2016. Kaunas: LEI, 2016. p. 200. ISSN 1822-7554

2. VILKINIS P., PEDIŠIUS N., VALANTINAVIČIUS M. Investigation of pulsating flow in open type microcavity. *14th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2017)*, Kaunas, Lithuania, May 25-26, 2017. Kaunas: LEI, 2017. p. 308-315. ISSN 1822-7554
3. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. Parametric analysis of recirculating flow dynamics in microcavity. *15th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2018)*, Kaunas, Lithuania, May 23-25, 2018. Kaunas: LEI, 2018. p. 353-359. ISSN 1822-7554
4. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. Investigation of flow dynamics over microcavities with different inlet types. *The 12th European Fluid Mechanics Conference (EFMC12)*, Vienna, Austria, September 9-13, 2018.
5. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. Investigation of primary vortex structure in open type cavity. *16th Annual international conference of young scientists on energy issues (CYSENI 2019)*, Kaunas, Lithuania, May 23-24, 2019. Kaunas: LEI, 2019. p. 330-340. ISSN 1822-7554
6. VILKINIS P., PEDIŠIUS N. The analysis of recirculation zone dynamics in cavity flow. *17th European Turbulence Conference (ETC17)*, Turin, Italy, September 3-6, 2019

## PADEKA

Pirmiausia dėkoju moksliniam vadovui dr. Nerijui Pedišiui už vadovavimą ir pagalbą rengiant disertaciją ir habil. dr. Antanui Pedišiui už vertingus patarimus ir suteiktas mokslines žinias. Taip pat dėkoju visiems laboratorijos ir instituto darbuotojams, kurie tiesiogiai ar netiesiogiai prisidėjo prie mokslinių tyrimų.

Dėkoju disertacijos recenzentams dr. Raimondui Pabarčiui, dr. Algiui Džiugiui ir dr. Egidijui Urbonavičiui už vertingas pastabas ir komentarus.

Taip pat dėkoju studijų administratori Jolantai Kazakevičienei už pagalbą sprendžiant su doktorantūros studijomis susijusius klausimus.

Pabaigoje norėčiau padėkoti savo tėvams ir žmonai Viktorijai už kantrybę, palaikymą ir supratingumą.



UDK 532.5(043.3)

SL344. 2019-12-03, 14 leidyb. Apsk. 1 Tiražas 12 egz. Užsakymas 252.  
Išleido Kauno technologijos universitetas, K. Donelaičio g. 73, 44249 Kaunas  
Spausdino leidyklos „Technologija“ spaustuvė, Studentų g. 54, 51424 Kaunas