



Disertační práce

Experimentální analýza

Rayleighovy-Bénardovy-Poiseuilleovy konvekce

Studijní program:

P0715D270004 Aplikovaná mechanika

Autor práce:

Ing. Jaroslav Pulec

Školitel práce:

Ing. Václav Vinš, Ph.D.

Ústav termomechaniky AV ČR, v.v.i.

Liberec 2024

Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé disertační práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má disertační práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

ABSTRAKT

Tato disertační práce se zaměřuje na experimentální výzkum termodynamické stability proudící tekutiny v přímém vodorovném kanále s obdélníkovým průřezem. Hlavním cílem je využít možností metod Particle Image Velocimetry (PIV, česky též integrální laserová anemometrie) a Laser-Induced Fluorescence (LIF, laserem indukovaná fluorescence) pro výzkum jevů spojených se ztrátou stability při Rayleighově-Bénardově-Poiseuilleově konvekci. Práce porovnává známé metody a nové přístupy v určování charakteristik smíšené konvekce. Klíčovými zjištěními byla identifikace a kvantifikace hranic rozvoje sekundárního proudění, určení rychlostního profilu a zejména analýza součinitele přestupu tepla pomocí metody LIF. Výsledky jsou porovnány s dřívějšími pracemi jiných autorů a poskytují cenné informace pro další studium teplotní stability. Získaná data lze využít v další analýze tepelně řízeného sekundárního proudění, jako je validace numerických simulací. Tento výzkum je důležitý pro mnoho technických aplikací, kde přesný popis proudění a přenosu tepla hraje důležitou roli, např. při návrhu jaderných a chemických reaktorů, výměníků tepla, solárních ohřívačů a chlazení elektronických zařízení.

Klíčová slova: Rayleighova-Bénardova-Poiseuilleova konvekce, přestup tepla, experiment, Particle Image Velocimetry, Laser-Induced Fluorescence.

ABSTRACT

This dissertation focuses on the experimental research of thermodynamic stability of a liquid flow in a straight horizontal channel with a rectangular cross-section. The main aim is to take advantage of the possibilities of the Particle Image Velocimetry (PIV) and the Laser-Induced Fluorescence (LIF) methods in researching phenomena associated with stability loss during Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection. The work compares known methods and new approaches in determining the characteristics of mixed convection. Key findings include identifying and quantifying the boundaries of secondary flow development, determination of the velocity profile, and analysis the heat transfer coefficient using the LIF method. The results are compared with previous works by other authors, providing valuable information for further temperature stability studies. The data obtained can be used in further analysis of the thermally driven secondary flow such as validation of computational fluid dynamics simulations. This research is relevant for many technical applications where accurate description of flow and heat transfer play important role such as in design of nuclear and chemical reactors, heat exchangers, solar heaters, and cooling of electronic devices.

Keywords: Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection, heat transfer, experiment, Particle Image Velocimetry, Laser-Induced Fluorescence.

PODĚKOVÁNÍ

Chtěl bych poděkovat těm, kteří mi byli nápomocni při tvorbě této disertační práce. V první řadě chci poděkovat školiteli Ing. Václavu Vínšovi, Ph.D. a školitelce-specialistce doc. Ing. Petře Dančové, Ph.D. Děkuji prof. Ing. Tomáši Vítovi, Ph.D., za cenné konzultace, ale i dalším kolegům z katedry energetických zařízení Technické univerzity v Liberci a Ústavu termomechaniky Akademie věd ČR, v. v. i. Poděkování si také zaslouží dr hab. inž. Kazimierz Peszyński za vedení při zahraniční stáži na univerzitě Politechnika Bydgoska v Bydhošti (Polsko). V neposlední řadě chci poděkovat své rodině a přátelům za podporu a trpělivost.

Tato práce byla podpořena Studentskou grantovou soutěží Technické univerzity v Liberci v rámci projektu č. SGS-2022-5006 a dále z části z projektu GA ČR č. GA22-03380S a z institucionální podpory ÚT AV ČR č. RVO:61388998.

OBSAH

| | |
|--|-----------|
| ABSTRAKT | 3 |
| ABSTRACT | 5 |
| PODĚKOVÁNÍ | 6 |
| OBSAH | 7 |
| SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK | 10 |
| 1 Úvod | 15 |
| 1.1 STABILITA PROUDĚNÍ | 15 |
| 1.2 RAYLEIGHOVA-BÉNARDOVA-POISEUILLEOVA KONVEKCE | 16 |
| 1.3 CÍLE VÝZKUMU | 16 |
| 2 SOUČASNÝ STAV POZNÁNÍ | 19 |
| 2.1 ZÁKLADNÍ ROVNICE | 19 |
| 2.1.1 Bilance hmoty | 20 |
| 2.1.2 Bilance hybnosti | 20 |
| 2.1.3 Bilance mechanické energie | 20 |
| 2.1.4 Bilance celkové energie | 20 |
| 2.1.5 Bilance vnitřní energie | 21 |
| 2.1.6 Bilance entropie | 21 |
| 2.1.7 Navierova-Stokesova rovnice | 21 |
| 2.1.8 Eulerova rovnice | 22 |
| 2.2 MEZNÍ VRSTVA | 22 |
| 2.2.1 Tloušťka mezní vrstvy | 22 |
| 2.3 TEPLOTNÍ MEZNÍ VRSTVA | 24 |
| 2.3.1 Prandtlovo číslo | 25 |
| 2.4 STABILITA PROUDĚNÍ | 26 |
| 2.4.1 Stabilita nevazkého proudění | 26 |
| 2.4.2 Stabilita vazkého proudění | 28 |
| 2.5 DRUHY NESTABILITY | 31 |
| 2.5.1 Kelvinova-Helmholtzova nestabilita | 31 |
| 2.5.2 Rayleighova-Bénardova nestabilita | 31 |
| 2.5.3 Taylorova-Couettova nestabilita | 32 |
| 2.5.4 Görtlerova nestabilita | 33 |
| 2.5.5 Tollmienova-Schlichtingova nestabilita | 33 |
| 2.6 PROUDĚNÍ V KANÁLECH | 34 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.6.1 | Poiseuilleovo rovinné proudění | 34 |
| 2.6.2 | Rozvoj rychlostního profilu | 35 |
| 2.6.3 | Rozvinuté laminární proudění s rozvíjející se teplotní mezní vrstvou | 36 |
| 2.7 | STABILITA POISEUILLEOVA PROUDĚNÍ | 37 |
| 2.7.1 | Nevazké proudění | 37 |
| 2.7.2 | Vazké proudění | 37 |
| 2.8 | RAYLEIGHOVA-BÉNARDOVA-POISEUILLEOVA KONVEKCE | 38 |
| 3 | METODY | 43 |
| 3.1 | PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY | 43 |
| 3.1.1 | Zpracování obrazu | 44 |
| 3.1.2 | Stereoskopické PIV | 45 |
| 3.1.3 | PIV měření proudění kapalin v uzavřených kanálech | 46 |
| 3.1.4 | Nejistota PIV měření a zdroje chyb | 47 |
| 3.2 | LASER-INDUCED FLUORESCENCE | 51 |
| 3.2.1 | Metody jednoho a dvou barviv | 52 |
| 3.2.2 | Fluorescenční barviva | 52 |
| 3.2.3 | Koncentrace fluorescenčních barviv | 53 |
| 3.2.4 | Nejistota LIF měření a zdroje chyb | 54 |
| 4 | ŘEŠENÍ | 57 |
| 4.1 | NÁVRH EXPERIMENTU | 57 |
| 4.1.1 | Základní požadavky na kanál | 57 |
| 4.1.2 | Návrh vstupní délky kanálu | 58 |
| 4.2 | PŘÍPRAVNÉ EXPERIMENTY A KALIBRACE | 58 |
| 4.2.1 | Kalibrace termočlánků | 58 |
| 4.2.2 | Měření LIF v režimu jednoho barviva | 59 |
| 4.2.3 | Testovací kombinované měření 2D PIV a LIF | 61 |
| 4.2.4 | Měření distribuce teploty na stěně | 63 |
| 4.2.5 | Kalibrace průtokoměrů | 65 |
| 4.2.6 | Ověření rozvinutosti rychlostního profilu pomocí PIV | 66 |
| 4.3 | USPOŘÁDÁNÍ HLAVNÍHO EXPERIMENTU | 69 |
| 4.3.1 | PIV a LIF hardware a software | 71 |
| 4.3.2 | Kombinované měření 2D PIV a LIF | 72 |
| 4.3.3 | Samostatné měření LIF | 75 |
| 4.3.4 | Měření stereo-PIV | 76 |
| 5 | VÝSLEDKY | 79 |
| 5.1 | KOMBINOVANÉ MĚŘENÍ 2D PIV A LIF | 79 |
| 5.1.1 | Skalární a vektorové mapy | 80 |
| 5.1.2 | Určení hranice sekundárního proudění | 83 |
| 5.1.3 | Rozvoj rychlostního profilu | 86 |
| 5.2 | SAMOSTATNÉ MĚŘENÍ LIF | 89 |
| 5.2.1 | Skalární mapy teploty | 90 |

| | |
|--|-------------------|
| ÚVOD | 9 |
| 5.2.2 Průběh střední hodnoty teploty v příčném směru | 93 |
| 5.2.3 Určení hranice sekundárního proudění | 95 |
| 5.2.4 Určení součinitele přestupu tepla | 98 |
| 5.3 MĚŘENÍ STEREO-PIV | 102 |
| 5.3.1 Analogie Re_{H-x} | 103 |
| 5.3.2 Vektorové mapy | 104 |
| 5.3.3 Svislá složka rychlosti | 105 |
| 5.4 SOUHRNNÁ ANALÝZA VÝSLEDKŮ | 107 |
| 6 ZÁVĚR | 109 |
| 6.1 VYUŽITÍ VÝSLEDKŮ A DALŠÍ VÝZKUM | 111 |
| <u>SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY</u> | <u>112</u> |
| <u>SEZNAM PUBLIKACÍ AUTORA</u> | <u>119</u> |
| <u>SEZNAM OBRÁZKŮ</u> | <u>120</u> |
| <u>SEZNAM PŘÍLOH</u> | <u>123</u> |
| <u>PŘÍLOHA 1: MĚŘENÍ A - TEPLOTA</u> | <u>124</u> |
| <u>PŘÍLOHA 2: MĚŘENÍ A - RYCHLOST</u> | <u>128</u> |
| <u>PŘÍLOHA 3: MĚŘENÍ B - TEPLOTA</u> | <u>132</u> |

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

Standardní symboly

| symbol | jednotka | popis |
|-------------|---|--|
| a | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ | teplotní vodivost, termální difuzivita (z angl. thermal diffusivity) |
| B | m | šířka kanálu |
| C | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ | koncentrace |
| c | 1 | bezrozměrná fázová rychlost poruchy, komplexní číslo $c_r + c_i$ |
| c_1, c_2 | 1 | integrační konstanty |
| D_h | m | hydraulický průměr |
| e | 1 | Eulerovo číslo |
| f | $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ | pole vnějších objemových sil (zrychlení) |
| g | $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ | tíhové zrychlení |
| Gz | 1 | Graetzovo číslo, $HPrRe_H/x$ |
| H | m | výška kanálu, $2h$ |
| h | m | vzdálenost osy a stěny kanálu |
| h_c | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ | celková specifická energie, měrná celková entalpie |
| I | $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ | pole intenzity světla, měrná emise |
| i | 1 | imaginární jednotka, $\sqrt{-1}$ |
| I_0 | $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ | hustota světelného toku |
| J | jedn. $\cdot \text{s}^{-1}$ | tok obecné veličiny |
| j | jedn. $\cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ | hustota molekulárního toku obecné veličiny |
| k | 1 | bezrozměrné vlnové číslo, $2\pi x^*/\lambda_p$ |
| k_f | 1 | konverzní faktor LIF |
| l_{hy} | m | vstupní délka |
| l_{hy}^+ | 1 | bezrozměrná vstupní délka, $l_{hy}/D_h Re_{D_h}$ |
| l_t | m | vstupní délka teplotní mezní vrstvy |
| l_t^* | 1 | bezrozměrná vstupní délka teplotní mezní vrstvy, $l_t/D_h Re_{D_h} Pr$ |
| m | kg | hmotnost |
| n | 1 | index lomu |
| Nu | 1 | Nusseltovo číslo, $\alpha L/H$ |
| \vec{n} | 1 | normálový vektor |
| o | m | smáčený obvod |
| P | jedn. $\cdot \text{s}^{-1}$ | produkce obecné veličiny |
| p | Pa | tlak |
| \tilde{p} | 1 | bezrozměrný tlak |
| Pr | 1 | Prandtlovo číslo, ν/a |
| q | $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ | plošná hustota tepelného toku |
| Q | W | tepelný tok |

Standardní symboly

| symbol | jednotka | popis |
|--|---|---|
| \dot{Q}_v | $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ | objemový průtok |
| R_{II} | | funkce diskrétní vzájemné korelace |
| Ra | 1 | Rayleighovo číslo, $\beta g D_h^3 \Delta T / \lambda \nu$ resp. $\beta g D_h^4 q / \lambda^2 \nu$ |
| Re | 1 | Reynoldsovo číslo, $D_h \bar{v}_x / \nu$ |
| S | $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ | entropie |
| S | m^2 | plocha průřezu |
| s | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ | měrná entropie |
| s | | pole posunutí |
| T | K, resp. °C | termodynamická teplota, resp. teplota |
| t | s | čas |
| T_b | K, resp. °C | střední teplota v průřezu |
| v, \vec{v} | $\text{m} \cdot \text{s}$ | rychlost, vektor rychlosti |
| \bar{v} | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | střední rychlost proudění |
| \tilde{v} | 1 | bezrozměrná rychlost |
| $\delta v_x, \delta v_y, \delta p$ | | rovinná porucha veličiny |
| $\widehat{\delta v}_x, \widehat{\delta v}_y, \widehat{\delta p}$ | | amplitudy kmitů veličiny |
| U | V | elektrické napětí |
| u | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ | měrná vnitřní energie |
| $u_1, u_2, u_A, u_B,$ $u_{\text{sum}}, u_F \dots$ | | vnášené nejistoty |
| V | m^3 | objem |
| X, Y, Z | 1 | bezrozměrné souřadnice v kanálu, $x/H, y/H, z/H$ |
| x, y, z | m | Kartézské souřadnice |
| \tilde{x}, \tilde{y} | 1 | bezrozměrné souřadnice |
| x^* | m | charakteristický rozměr |

Řecké symboly

| symbol | jednotka | popis |
|---------------|--|----------------------------------|
| α | $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ | součinitel přestupu tepla |
| α_x | $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ | příčný průměr α |
| β | K^{-1} | součinitel objemové roztažnosti |
| Δ | | diference veličiny |
| δ | m | tloušťka mezní vrstvy |
| δ_p | m | pošínovací tloušťka mezní vrstvy |
| δ_h | m | hybnostní tloušťka mezní vrstvy |
| δ_t | m | tloušťka teplotní mezní vrstvy |
| ε | $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ | součinitel absorpce |
| λ | $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ | tepelná vodivost |
| λ_p | m | vlnová délka poruchy |
| μ | $\text{Pa} \cdot \text{s}$ | dynamická viskozita |

Řecké symboly

| symbol | jednotka | popis |
|------------------|--|--|
| ν | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ | kinematická viskozita |
| π | $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ | hustota disipované energie |
| ρ | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ | hustota |
| σ | Pa | vnitřní napětí |
| $\dot{\sigma}$ | jednotka $\cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ | objemová hustota produkce veličiny |
| $\dot{\sigma}_Q$ | $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ | vnější energetický vliv, vnější tepelný tok |
| σ_s | | střední směrodatná odchylka |
| σ_s | $\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ | produkce entropie |
| τ | Pa | smykové napětí |
| Φ | l | kvantová účinnost |
| ϕ | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ | potenciál vnějších objemových sil |
| Φ | jednotka | obecná bilancovaná veličina |
| φ | jednotka $\cdot \text{m}^{-3}$ | objemová hustota obecné bilancované veličiny |

| index | význam |
|-------------|--|
| 0, ∞ | související s počátkem nebo s volným proudem, neovlivněná hodnota veličiny |
| a | analogický |
| avg | aritmetický průměr |
| c | související s vnitřní nestabilitou |
| D_h | související s hydraulickým průměrem |
| H | související s výškou H |
| i, j, k | indexy složkového zápisu |
| I | související s inflexním bodem I |
| kr | kritická hodnota |
| kond | související s kondukcí |
| konv | související s konvekcí |
| max | maximální |
| mol | související s molekulárním (nekonvektivním) přenosem |
| q | související s tepelným tokem |
| r | související s rozvojem sekundárního proudění |
| t | související s teplotou |
| u | související se změnou Nusseltova čísla |
| W | wall, související se stěnou |
| x, y, z | týkající se Kartézských souřadnic |

| zkratka | význam | překlad/ekvivalent/poznámka |
|------------|----------------------------------|---------------------------------|
| 1B, 2B | jedno-, dvoubarevná metoda | |
| 2C, 3C | dvou-, tříložkové | z angl. component |
| 1D, 2D, 3D | jedno-, dvoj-, trojdimenzionální | |
| CVD | Chemical Vapour Deposition | chemická depozice z plynné fáze |

| zkratka | význam | překlad/ekvivalent/poznámka |
|----------------|----------------------------|------------------------------------|
| CWL | Center Wavelength | střední vlnová délka pásma |
| DC | Direct Current | stejnoseměrný proud |
| EPS | expandovaný polystyren | |
| FWHM | Full Width at Half Maximum | plná šířka v polovině maxima pásma |
| LIF | Laser-Induced Fluorescence | laserem indukovaná fluorescence |
| MOCVD | Metalorganic CVD | CVD organokovových prekurzorů |
| PIV | Particle Image Velocimetry | integrální laserová anemometrie |
| RBP | Rayleigh-Bénard-Poiseuille | |
| XPS | extrudovaný polystyren | |

1 Úvod

1.1 Stabilita proudění

Ztráta stability proudění, tedy počátek rozvoje turbulentního režimu je matematicky obtížně popsitelný a experimentálně složitě izolovatelný proces. Může být iniciován dvěma mechanismy či jejich kombinací, a to působením tlakového gradientu (tj. ztráta hydrodynamické stability) nebo působením teplotního gradientu (tj. ztráta termodynamické stability). Oba mechanismy lze pozorovat jak při vnějším proudění (obtékání těles či proudění podél stěn), tak při vnitřním (proudění v kanálech).

Počátek kvalitativní analýzy stability lze datovat kolem roku 1500, kdy Leonardo da Vinci popisoval a kreslil vírové útvary. Zde se zřejmě poprvé objevuje výraz turbulence, respektive italské *la turbolenza* z latinského *turba*, výrazu pro zmatek. Jeho myšlenky však neměly charakter studie a staly se známými až mnohem později, ve druhé polovině 20. století. Neměly tak žádný vliv na pozdější studium mechaniky tekutin [1].

Skutečný rozvoj vědního oboru započal až v 19. století. Hagen [2] v roce 1839 pozoroval turbulentní jevy v potrubí. Prvními teoretickými pracemi, které se dotýkaly turbulence, byly práce Kelvina a Rayleigha. Právě Kelvin zřejmě skutečně zavedl výraz turbulence do praxe, ačkoliv o spisech da Vinciho nic nevěděl. S prací zaměřenou přímo na rozvinutou turbulenci přišel v roce 1883 Osborne Reynolds [3]. V potrubí pozoroval režimy, které popsal jako přímé a sinusové, dnes laminární a turbulentní. Zároveň představil bezrozměrnou charakteristiku proudění, dnes nazývanou Reynoldsovo číslo

$$\text{Re} = \frac{D_h \bar{v}_x}{\nu}, \quad (1.1)$$

kde D_h (m) je charakteristický rozměr, resp. hydraulický průměr, \bar{v}_x ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) je střední rychlost proudění a ν ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) je kinematická viskozita, kterou lze vyjádřit jako podíl dynamické viskozity μ ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) a hustoty ρ . Reynolds rovněž přišel s kritériem, kterému dnes říkáme kritické Reynoldsovo číslo Re_{kr} , pro které platí, že turbulence může existovat pouze za podmínky, že $\text{Re} \geq \text{Re}_{\text{kr}}$. Kritická hodnota nabývá různých hodnot pro různá proudění a různé úrovně počátečních poruch. Ve své další práci z roku 1895 [4] obor obohatil o striktní popis Reynoldsova rozkladu, odvodil Reynoldsovy rovnice a učinil první pokus o odhad Re_{kr} pomocí Navierových-Stokesových rovnic.

Ačkoliv od objevů Reynoldse uběhlo mnoho času a byly vydány stovky publikací, které přinesly mnoho zajímavých výsledků, a bylo vyřešeno mnoho technických problémů, problematika turbulentního proudění dosud není uspokojivě popsána [1].

1.2 Rayleighova-Bénardova-Poiseuilleova konvekce

Tato práce se zabývá experimentálním výzkumem termodynamické stability, a to v přímém vodorovném kanále s obdélníkovým průřezem (200×20) mm² s vytápěným úsekem spodní stěny. V měřeném úseku kanálu se předpokládá smíšená konvekce, tj. kombinace konvekce nucené vyvolané oběhovým čerpadlem a konvekce volné vyvolané tepelným výkonem přiváděným do topné vrstvy složené spodní stěny kanálu. Před vstupem na ohřívání úsek je požadován plně rozvinutý laminární rychlostní profil ve svislém podélném řezu. Inicializačním mechanismem ztráty stability tedy není primární nucená konvekce, ale sekundární volná konvekce. Tento mechanismus ztráty stability je v literatuře uváděn jako Rayleighova-Bénardova-Poiseuilleova (RBP) konvekce.

Znalosti z oblasti tohoto problému najdou uplatnění v mnoha odvětvích a technických aplikacích. Významný doprovodný jev ztráty stability je zvyšování součinitele přestupu tepla na teplosměnných plochách. Jak je zřejmé z mnoha studií posledních dekád, nejvyšší součinitel přestupu tepla se vyskytuje v oblasti přechodu z laminárního do turbulentního proudění. Znalostí je proto využíváno zejména ve vývoji jaderných a chemických reaktorů, výměníků tepla, solárních ohřivačů či při chlazení elektronických zařízení. Z oblasti reaktorů lze uvést například výzkumy Evanse a Greifa [5, 6], Jensena a kol. [7] zabývající se prouděním v CVD (*chemical vapour deposition*) reaktorech nebo Moffata a Jensena [8] v MOCVD (*metalorganic CVD*) reaktorech. Kompaktní tepelné výměníky popisuje například Kays a London [9] a chlazení elektronických součástek se zabýval například Incropera [10]. Z novějších prací lze zmínit numerickou analýzu solární komínové elektrárny Fasela a kol. [11], kde byla v kolektorech RBP nestabilita též detekována.

Výzkum se v posledních dekádách ubírá směrem numerických simulací, ale i experimentů, které využívají moderní měřicí metody. Přínos této práce spočívá v použití dvou optických metod: *Particle Image Velocimetry* (PIV, česky též integrální laserová anemometrie) a *Laser-Induced Fluorescence* (LIF, laserem indukovaná fluorescence). Tyto metody byly v minulosti ke studiu těchto jevů používány zejména jednotlivě, nikoliv dohromady, ačkoliv je to technicky možné a v mnoha ohledech i výhodné, protože se tak docílí zisku dat rychlostních i teplotních polí současně. Tato práce cílí na současné měření PIV a LIF ve 2D uspořádání. Je rovněž použito PIV ve stereoskopickém uspořádání (stereo-PIV) a samostatné rovinné LIF měření pro studium plošné distribuce teploty u zahřívání stěny dále použité pro vyhodnocení součinitele přestupu tepla, respektive Nusseltova čísla.

1.3 Cíle výzkumu

Hlavním cílem práce je využít možností PIV a LIF systému pro výzkum jevů spojených se ztrátou stability při Rayleighově-Bénardově-Poiseuilleově (RBP) konvekci. Práce je zaměřena

řena na porovnání známých metod a nových přístupů v určování charakteristik smíšené konvekce. Jedná se o experimentální popis složitého problému. Získané výsledky jsou dále porovnány s pracemi jiných autorů.

K naplnění cíle vedou dílčí úkoly:

1. Rešerše fenoménů ztráty stability.
2. Studium experimentálních metod.
3. Návrh režimů měření.
4. Příprava a optimalizace experimentálního kanálu a cirkulačního okruhu s ohledem na požadavky z bodu 2.
5. Provedení měření a analýza výsledků včetně porovnání s výsledky jiných autorů.
6. Stanovení limitů metod pro studium RBP proudění.

Výsledkem práce je spojitý popis teplotního a rychlostního pole. Nové experimentální výsledky poskytnou cenné informace pro další studium teplotní stability proudění.

2 Současný stav poznání

2.1 Základní rovnice

Pro popis termodynamických systémů a jejich změn v čase t (s) se užívají základní veličiny, jako je poloha materiálového bodu $x = x(t)$ a termodynamická teplota $T = T(t)$. Obecné vztahy systému se pak popisují pomocí časově nezávislých veličin, kterými jsou například hmotnost, moment hybnosti nebo celková energie. Bilance těchto veličin neboli zákony zachování lze odvodit z obecného bilančního zákona [12]

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \int_V \frac{\partial \varphi}{\partial t} dV = J(\Phi) + P(\Phi), \quad (2.1)$$

kde člen vlevo vyjadřuje akumulaci veličiny Φ , respektive objemové hustoty φ veličiny Φ , člen J celkový tok veličiny povrchem kontrolního objemu a člen P produkci veličiny uvnitř objemu. Tok J lze rozdělit na člen konvektivního přenosu J_{konv} a nekonvektivního (molekulárního) přenosu J_{mol} [13]. Konvektivní i nekonvektivní přenos jsou definovány plošnými integrály

$$J_{\text{konv}(\Phi)} = - \int_{\partial V} \vec{v} \cdot \vec{n} \varphi dA - \int_{\partial V} \vec{j} \cdot \vec{n} dA, \quad (2.2)$$

kde φ je objemová hustota, j je hustota molekulárního toku veličiny Φ , \vec{v} je vektor rychlosti. Záporná znaménka jsou dána vnější normálou \vec{n} . Pomocí Gaussovy věty lze plošné integrály nahradit objemovými

$$J_{\text{konv}(\Phi)} = - \int_V \frac{\partial (v_i \varphi)}{\partial x_i} dV - \int_V \frac{\partial j_i}{\partial x_i} dV, \quad (2.3)$$

Produkci P lze vyjádřit jako objemový integrál

$$P(\Phi) = \int_V \dot{\sigma}(\Phi) dV, \quad (2.4)$$

kde $\dot{\sigma}$ je objemová hustota produkce veličiny. Substitucí rovnic (2.1), (2.3) a (2.4) vznikne bilance obecné veličiny Φ

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{\partial (\varphi v_i)}{\partial x_i} - \frac{\partial j_i}{\partial x_i} + \dot{\sigma}. \quad (2.5)$$

2.1.1 Bilance hmoty

Bilance hmoty je substitucí hmotnosti m za obecnou veličinu Φ [13]

$$\Phi(t) = m(t) = \int_V \rho(x, t) dV, \quad (2.6)$$

kde ρ je hustota. Dosazením do rovnice (2.5) vznikne obecná bilance hmoty neboli rovnice kontinuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i}. \quad (2.7)$$

Rovnice kontinuity pro nestlačitelnou tekutinu, kdy $\rho = \text{konst.}$, se zjednoduší na tvar $0 = \partial v_i / \partial x_i$.

2.1.2 Bilance hybnosti

Bilancovanou veličinou Φ bilance hybnosti je hybnost $m v_i$ vztažená na jednotku objemu, tj. ρv_i . Plošná hustota obecné veličiny j je zde dána třením a projeví se jako vnitřní napětí $-\sigma_{ij}$. Záporná hodnota je důsledkem znaménkové konvence, kde kladně značíme tahové napětí. Vznik hybnosti je vázán na pole vnějších objemových sil f_i . Tím je často gravitační pole g_i . Objemová hustota zdroje hybnosti je ρf_i [13]. Po dosazení do rovnice (2.5) vznikne bilance hybnosti [13]

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} = -\frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} + \rho f_i. \quad (2.8)$$

2.1.3 Bilance mechanické energie

Bilance mechanické energie vznikne skalárním součinem bilance hybnosti (2.8) rychlostí v_i . Po úpravě pomocí bilance hmoty (2.6) vznikne bilance mechanické energie [12, 14]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{v_i v_i}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho v_j \frac{v_i v_i}{2} \right) + v_i \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} + \rho f_i v_i. \quad (2.9)$$

2.1.4 Bilance celkové energie

Bilanci celkové energie lze vytvořit dosazením celkové energie jako součtu kinetické a vnitřní $m(u + v^2/2)$ za obecnou veličinu Φ v rovnici (2.5). Plošná hustota j je definována jako $(\dot{q}_j - \sigma_{ji} v_i)$, kde \dot{q}_j je tepelný tok. Objemová produkce celkové energie je $(\dot{\sigma}_Q + \rho f_i v_i)$, kde σ_Q je blíže nespecifikovaný vnější energetický vliv. Vzniklou bilanční rovnicí celkové energie lze vyjádřit takto [12]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(u + \frac{v_i v_i}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \rho \left[v_j \left(u + \frac{v_i v_i}{2} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\dot{q}_j - \sigma_{ji} v_i) + \dot{\sigma}_Q + \rho f_i v_i. \quad (2.10)$$

2.1.5 Bilance vnitřní energie

Odečteme-li od bilance celkové energie (2.10) bilanci mechanické energie (2.9), získáme bilanci vnitřní energie

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u = - \frac{\partial}{\partial x_j} \rho u v_j - \frac{\partial}{\partial x_j} (\dot{q}_j - \sigma_{ji} v_i) + \dot{\sigma}_Q. \quad (2.11)$$

2.1.6 Bilance entropie

Bilance entropie vychází z Clausiovy nerovnosti, která udává, že produkce entropie je vždy nenulová kladná, tj.

$$dS \geq \frac{dQ}{T}. \quad (2.12)$$

Celková entropie systému je dána vztahem

$$S = \int_V \rho(x, t) s(x, t) dV, \quad (2.13)$$

kde s je měrná entropie. Zobecněním rovnice (2.12) lze získat rovnici

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho s dV \geq - \int_{\partial V} \frac{\dot{q}_i}{T} dA_i + \int_V \frac{\dot{\sigma}_Q}{T} dV. \quad (2.14)$$

Členy vpravo tvoří konvektivní a nekonvektivní přenos J . Produkce entropie je rovna

$$\sigma_s(S) = \rho \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{q_i}{T} - \frac{\dot{\sigma}_Q}{T} \geq 0. \quad (2.15)$$

Vyloučením zdrojů tepla $\partial q_i / \partial x_i - \dot{\sigma}_Q$ pomocí rovnice (2.11) vznikne fundamentální termodynamická nerovnost

$$\pi = T \sigma_s(S) = \rho (T \dot{s} - \dot{u}) - \frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \sigma_{ji} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \geq 0, \quad (2.16)$$

kde π je hustota disipované energie.

2.1.7 Navierova-Stokesova rovnice

Odvození Navierovy-Stokesovy rovnice vychází ze substituce rovnice kontinuity (2.7) a bilance hybnosti (2.8) a je zákonem zachování hybnosti pro Newtonovskou tekutinu. Pro případ nestlačitelné tekutiny ji lze psát jako

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + f_i, \quad (2.17)$$

kde p (Pa) je tlak.

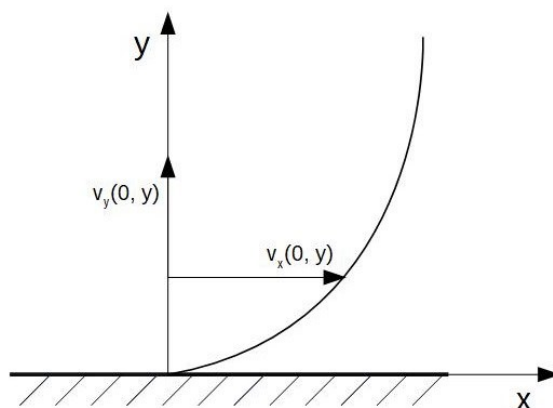
2.1.8 Eulerova rovnice

Eulerova rovnice je pohybová rovnice nevazké Newtonovské tekutiny. Lze ji odvodit od rovnice (2.8) vypuštěním členu závislého na viskozitě

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = f_i, \quad (2.18)$$

2.2 Mezní vrstva

Mezní vrstva vzniká ulpíváním vazké tekutiny na tuhém povrchu. Na Obr. 2.1 je znázorněn souřadný systém v obecné dvoudimenzionální mezní vrstvě.



Obr. 2.1 Souřadnicový systém v mezní vrstvě.

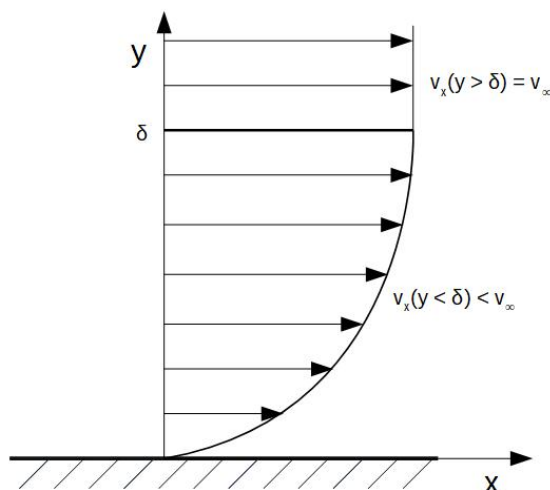
Okrajovými podmínkami takové mezní vrstvy je podmínka nulové tečné rychlosti na povrchu, tedy $v_x(0; 0) = 0$ a podmínka neprostupnosti povrchu, tedy $v_y(0; 0) = 0$. Příčinou ulpívání tekutiny je vnitřní tření. Náhodné pohyby molekul způsobují jejich pronikání z míst rychlejšího proudění do míst proudění pomalejšího a naopak. Analogicky k rázu těles si pak tyto srážející se molekuly předávají hybnost. Na rozhraní proudění se tento proces projevuje jako tečné napětí definované Newtonovým zákonem viskozity pro Newtonovské tekutiny [15]

$$\tau = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y}. \quad (2.19)$$

kde τ (Pa) je smykové napětí.

2.2.1 Tloušťka mezní vrstvy

Jak je znázorněno na Obr. 2.2, existuje taková vzdálenost od povrchu obtékaného tělesa $y = \delta$, kde se místní rychlost obtékání v_x neliší od rychlosti volného proudu v_∞ . Vzdálenost od stěny, kde $y = \delta$, se nazývá tloušťka mezní vrstvy. Znalost této tloušťky může být v praxi důležitá.



Obr. 2.2 Rychlostní profil mezní vrstvy.

Tloušťku mezní vrstvy lze zjistit například následujícím odhadem [16]

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\mu x}{\rho v_{\infty}}} = \sqrt{\frac{\nu x}{v_{\infty}}}, \quad (2.20)$$

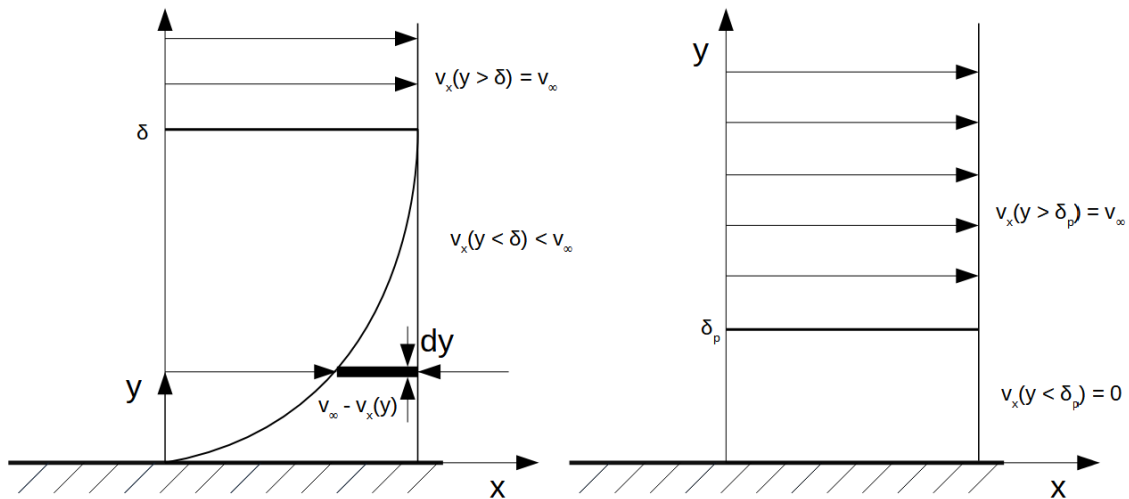
kde x je vzdálenost od náběžné hrany. Přesným řešením Heinricha Blasiuse z roku 1908 lze určit funkci tloušťky laminární mezní vrstvy

$$\delta_{99} = 5 \sqrt{\frac{\nu x}{v_{\infty}}}. \quad (2.21)$$

Index 99 znamená, že za hranici mezní vrstvy je považována taková vzdálenost od stěny, kde je rychlost o 1 % nižší, než je rychlost volného proudu.

a) Pošínovací tloušťka mezní vrstvy

Tloušťku mezní vrstvy lze též nahradit ekvivalentním popisem. Jedním z nich je pošínovací (odtlačovací) tloušťka mezní vrstvy. Pošínovací tloušťka mezní vrstvy je vzdálenost od stěny, ve které je tekutina vlivem viskozity úplně zastavena při zachování stejného úbytku průtoku jako ve skutečné mezní vrstvě. Na Obr. 2.3 je takový případ znázorněn.



Obr. 2.3 Rychlostní profil mezní vrstvy: *vlevo* skutečná tloušťka mezní vrstvy, *vpravo* pošinovací tloušťka mezní vrstvy.

Pošinovací tloušťka mezní vrstvy δ_p je pak definována jako rovnost ploch reprezentujících úbytek rychlosti [16]

$$v_{\infty} \delta_p(x) = \int_{y=0}^{\infty} (v_{\infty} - v_x) dy. \quad (2.22)$$

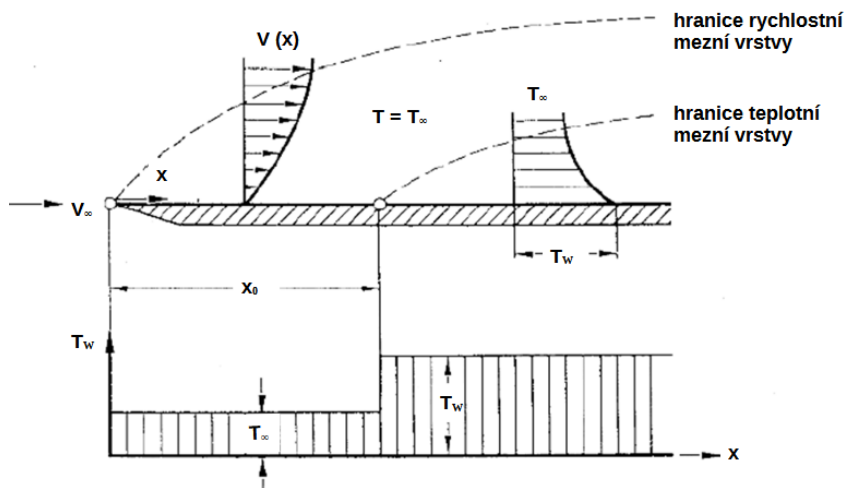
b) Hybnostní tloušťka mezní vrstvy

Tloušťka hybnostní (impulsové) mezní vrstvy δ_h je výška hladiny plně zbržděné tekutiny, která představuje stejný úbytek toku hybnosti u povrchu tělesa jako ve skutečné mezní vrstvě. Je dána vztahem [16]

$$\rho v_{\infty}^2 \delta_h(x) = \rho \int_{y=0}^{\infty} v_x (v_{\infty} - v_x) dy. \quad (2.23)$$

2.3 Teplotní mezní vrstva

Vytváření teplotní mezní vrstvy je analogické mezní vrstvě rychlostní. Při jednoduchém případě obtékání rovinné desky ohřívané na teplotu $T_W > T_{\infty}$ (nebo s tepelným tokem $q = \text{konst.}$) proudem tekutiny o rychlosti v_{∞} se za nástupní hranou začne rozvíjet rychlostní mezní vrstva s lokální tloušťkou δ_x , viz Obr. 2.4. Do místa x_0 se teplota stěny T_W udržuje na teplotě volného proudu T_{∞} . V místě nastává náhlý skok v povrchové teplotě stěny. Je to právě místo počátku rozvoje teplotní mezní vrstvy o lokální tloušťce $\delta_{t,x}$. Analogicky k rychlostní mezní vrstvě platí, že tloušťka teplotní mezní vrstvy představuje tepelně ovlivněnou vrstvu proudící tekutiny.



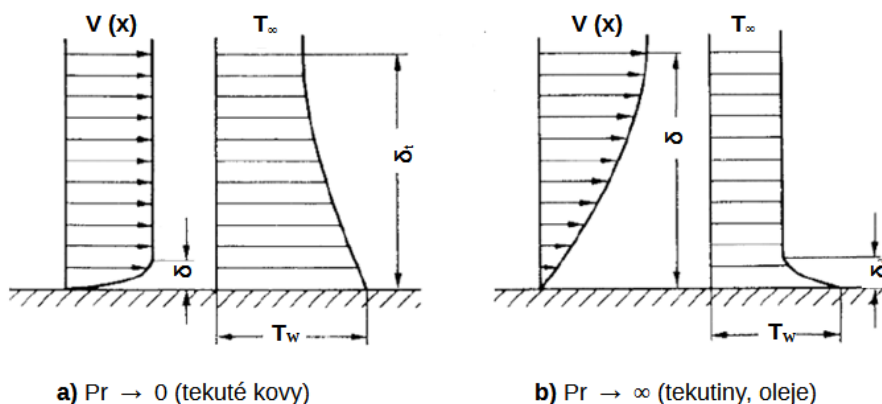
Obr. 2.4 Rozvoj rychlostní a teplotní mezní vrstvy (převzato z Schlichting a Gersten [17]).

2.3.1 Prandtlovo číslo

Prandtlovo číslo je hlavním charakteristickým číslem teplotní mezní vrstvy a přestupu tepla při nucené konvekci [17]. Popisuje relativní tloušťku rychlostní a teplotní mezní vrstvy [18]

$$Pr = \frac{\nu}{a}, \tag{2.24}$$

kde a ($m \cdot s^{-2}$) je teplotní vodivost, respektive difuzivita. Prandtlovo číslo je vlastnost tekutiny závislá především na teplotě. Méně než $Pr = 0,01$ mají například tekuté kovy. Přibližně $Pr \approx 1$ je hodnota vzduchu za normální teploty a $Pr \approx 10$ má voda. Pokud je vysoká kinematičká viskozita ν , bude i rychlostně ovlivněná oblast δ_x relativně vysoká. Totéž platí pro teplotní difuzivitu a a mezní vrstvu $\delta_{t,x}$. Pro extrémní případy $Pr > 0$ a $Pr > \infty$ platí porovnání mezních vrstev na Obr. 2.5. Teplotní mezní vrstva pro velmi nízká Prandtlova čísla je mnohem větší než rychlostní. Opačně je tomu u tekutin s velmi vysokým Prandtlovým číslem [17].



Obr. 2.5 Porovnání mezních vrstev (převzato z Schlichting a Gersten [17]).

Tloušťka teplotní mezní vrstvy nad rovinnou stěnou se udává jako [19]

$$\delta_t = \delta \text{Pr}^{-\frac{1}{3}}. \quad (2.25)$$

Pro vzduch je tedy tloušťka teplotní i mezní vrstvy přibližně stejná, zatímco u vody přibližně poloviční.

2.4 Stabilita proudění

2.4.1 Stabilita nevazkého proudění

Při proudění idealizované, nevazké tekutiny, nedochází ke vzniku mezní vrstvy. V takovém případě lze proudění popsat Eulerovými rovnicemi pro nevazkou tekutinu. Eulerovy rovnice a rovnice kontinuity ve 2D případě vodorovného proudění mezi stěnami mají tvar

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Uvažujeme bezrozměrný tvar soustavy rovnic (2.26) tak, že $v_x = \tilde{v}_x v_\infty$, $v_y = \tilde{v}_y v_\infty$, $p = \tilde{p} \rho v_\infty^2$ a $t = \tilde{t} x^* / v_\infty$ pro $x = \tilde{x} x^*$ a $y = \tilde{y} y^*$, kde v_∞ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) je rychlost neovlivněného proudění a x^* (1) je charakteristický rozměr. Získáme soustavu rovnic

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Pro lepší čitelnost jsou vlnovky nad bezrozměrnými veličinami vypuštěny. Nyní předpokládejme rovinné poruchy rychlosti δv_x , δv_y a tlaku δp a okamžité hodnoty těchto veličin jako součet středních hodnot a okamžitých poruch tak, že $v_x = \bar{v}_x + \delta v_x$ apod. Dosazením do soustavy rovnic (2.27) lze po úpravách získat [20]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta v_x}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} + \delta v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{\partial \delta p}{\partial x}, \\ \frac{\partial \delta v_y}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \delta v_y}{\partial x} &= -\frac{\partial \delta p}{\partial y}, \\ \frac{\partial \delta v_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Rovinné poruchy uvažujeme ve tvaru rovinných harmonických kmitů

$$\begin{aligned} \delta v_x &= \delta \widehat{v}_x(y) e^{ik(x-ct)}, \\ \delta v_y &= \delta \widehat{v}_y(y) e^{ik(x-ct)}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\delta p = \widehat{\delta p}(y)e^{ik(x-ct)},$$

kde $\widehat{\delta v}_x$, $\widehat{\delta v}_y$ a $\widehat{\delta p}$ jsou amplitudy kmitů, $i = \sqrt{-1}$, k (1) je bezrozměrné vlnové číslo ($k = 2\pi x^*/\lambda$) a c (1) je bezrozměrná fázová rychlost poruchy. Vlnové číslo nabývá reálných kladných hodnot, fázová rychlost se předpokládá jako komplexní. Dosazením rovnic (2.29) do rovnic (2.28) vznikne po úpravách rovnice stability nevazkého proudění neboli Rayleighova rovnice

$$\frac{\partial^2 \widehat{\delta v}_y}{\partial y^2} + \frac{\widehat{\delta v}_y}{(c - \bar{v}_x)} \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} - k^2 \widehat{\delta v}_y = 0. \quad (2.30)$$

Stabilita nevazkého systému je dána hodnotou imaginární složky c_i . Je-li $c_i < 0$, jsou poruchové vlny tlumeny. Pokud $c_i > 0$, jsou vlny nestabilní [20].

Okrajové podmínky jsou $\widehat{\delta v}_y = 0$ pro $y = \pm H/2$, kde H je vzdálenost vodorovných paralelních stěn, mezi kterými se nachází libovolný rychlostní profil $v_x = v_x(y)$, protože amplituda poruch ve svislém směru je na stěnách nulová. Po vynásobení rovnice (2.30) veličinou $\widehat{\delta v}_y^*$ komplexně sdruženou k amplitudě $\widehat{\delta v}_y$ a integraci získáme

$$\int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \widehat{\delta v}_y^* \left| \frac{\partial^2 \widehat{\delta v}_y}{\partial y^2} \right|^2 dy + \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \left[\frac{1}{(c - \bar{v}_x)} \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} - k^2 \right] |\widehat{\delta v}_y|^2 dy = 0. \quad (2.31)$$

Integraci po částech a po dosazení okrajových podmínek a dosazením zpět do rovnice (2.30) vznikne rovnice

$$- \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \left| \frac{\partial \widehat{\delta v}_y}{\partial y} \right|^2 dy + \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \left[\frac{(c_r - \bar{v}_x - ic_i)}{(c - \bar{v}_x)^2} \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} - k^2 \right] |\widehat{\delta v}_y|^2 dy = 0. \quad (2.32)$$

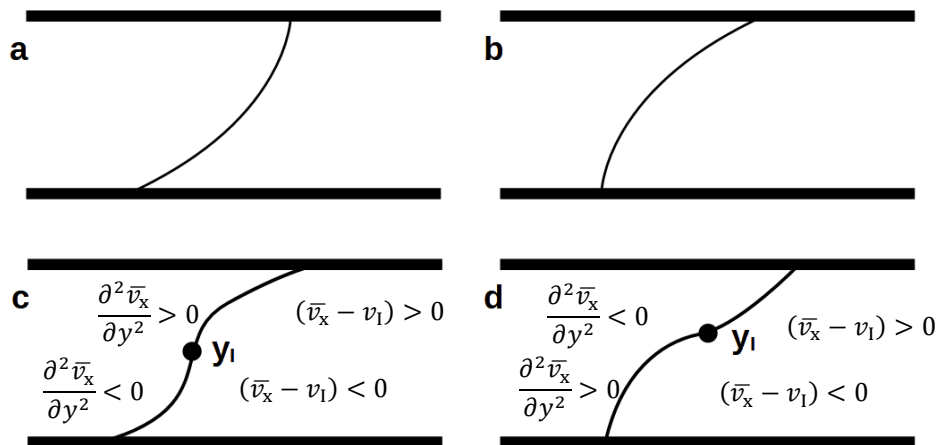
Aby bylo proudění stabilní, musí být reálný i imaginární člen nulový. Imaginární člen je

$$c_i \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \frac{|\widehat{\delta v}_y|^2}{(c - \bar{v}_x)^2} \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} dy = 0. \quad (2.33)$$

Je-li splněna podmínka nestability $c_i > 0$, musí platit, že je nulový integrál. To znamená, že se ve funkci $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2$ nachází někde v integrovaném intervalu inflexní bod. Této skutečnosti se říká Rayleighovo kritérium a je to podmínka nutná, ne však dostačující. Pro nestabilitu nevazké tekutiny je nutné splnit i reálnou část rovnice. Její analýzou vzniká Fjørtoftovo kritérium nestability

$$\frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} (\bar{v}_x - v_l) < 0, \quad (2.34)$$

kdy y_l je inflexní bod, kde platí $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2 = 0$ a $v_s = \bar{v}_x(y_l)$.



Obr. 2.6 Rychlostní profily; *a-c* stabilní, *d* nestabilní.

Mějme profily *a-d* na Obr. 2.6. Profily *a* a *b* jsou dle Rayleighova kritéria stabilní, protože nemají inflexní bod. Profily *c* a *d* inflexní bod mají, rozhoduje tedy Fjørtoftovo kritérium. Pro profil *c* platí, že $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2 (\bar{v}_x - v_1) \geq 0$, protože zatímco $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2$ je ve spodní části profilu záporné, rychlost v_1 je vyšší než hodnota rychlosti, proto $(\bar{v}_x - v_1) < 0$. V horní části je tomu naopak. Profil je proto stabilní. Opačná situace nastává u profilu *d*, kde $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2$ je ve spodní části kladné, ale $v_1 > \bar{v}_x$. Profil je proto nestabilní.

2.4.2 Stabilita vazkého proudění

Problematika stability vazkého proudění tekutin je studována soustavně přibližně 150 let. Vhodný matematický popis procesů vzniku hydrodynamické nestability byl objeven začátkem minulého století nezávisle pány Orrem [21] a Sommerfeldem [22]. Tzv. Orrovy-Sommerfeldovy rovnice jsou linearizované rovnice stability a počítají s poruchami ve formě změn amplitud malých oscilací superponovanými na základní laminární proudění. Matematický aparát potřebný k řešení této rovnice dozrál až koncem 20. let 20. století. Tehdy Walter Tollmien [23] vyřešil problém vlastních hodnot pro případ základního proudění s rychlostním profilem Blasiový mezní vrstvy. Rovněž spočítal meze neutrální stability, tedy vlnovou délku oscilací (resp. vlnové číslo) pro hodnoty Reynoldsova čísla Re . Hermann Schlichting [24] pak ve třicátých letech vypočetl rychlost růstu amplitudy zesílovaných vln a fázové rychlosti šíření. Rovinné poruchy, které jsou generovány v mezní vrstvě, se nazývají Tollmienovy-Schlichtingovy vlny [25]. Teprve v roce 1947 byl proveden experiment Schubauerem a Skramstadem [26] s uměle vybuzenými Tollmienovými-Schlichtingovými vlnami v mezní vrstvě na desce. Teorie sekundární nestability Thorwalda Herberta z roku 1988 [27] umožnila popis prvních prostorových fází přechodu do turbulence.

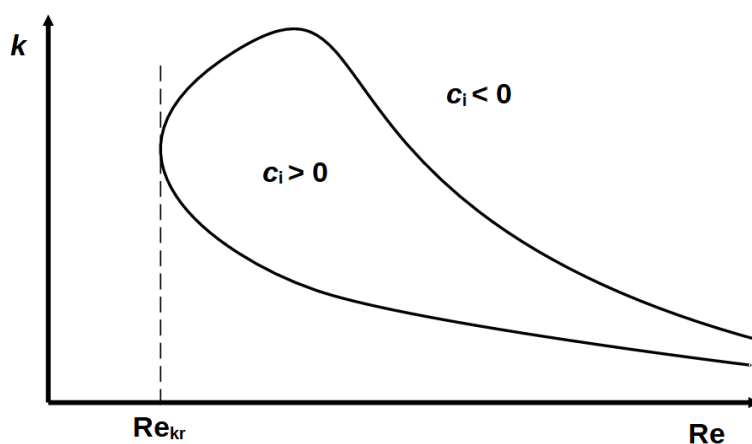
a) Lineární teorie stability

Pro nestlačitelnou a dokonale tepelně vodivou tekutinu lze pomocí metody malých poruch odvodit Orrovy-Sommerfeldovy rovnice. Vychází se z Navierových-Stokesových rovnic (2.17) a rovnice kontinuity (2.7) pro dvoudimenzionální případ bez vnějších sil, kde složky rychlosti a tlak jsou uvažovány jako součet hodnot pro základní proud (\bar{v}_x , \bar{v}_y , \bar{p}) a fluktučních složek symbolizujících poruchu. Ty jsou popsány jako rovinné harmonické kmity ve

tvarech (2.29). Po úpravách vznikne bezrozměrná Orra-Sommerfeldova rovnice ve tvaru [12, 20, 28]:

$$\begin{aligned} (\bar{v}_x - c) \left(\frac{\partial^2 \widehat{\delta v}_y}{\partial y^2} - k^2 \widehat{\delta v}_y \right) - \widehat{\delta v}_y \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} \\ = -\frac{i}{k \text{Re}} \left(\frac{d^4 \widehat{\delta v}_y}{dy^4} - 2k^2 \frac{d^2 \widehat{\delta v}_y}{dy^2} + k^4 \widehat{\delta v}_y \right). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Analýzou rovnice pro konkrétní rychlostní profil vznikne pro kombinace Reynoldsových a vlnových čísel křivka neutrální stability. Oblast stability je vymezena křivkou při nulové imaginární části c_i . Pro $c_i > 0$ (oblast uvnitř smyčky) je proudění nestabilní a pro $c_i < 0$ naopak stabilní [20]. Levá hranice smyčky je vymezena kritickým Reynoldsovým číslem. Grafická ilustrace analýzy je znázorněna na Obr. 2.7. Tvar diagramu závisí na daném případě.



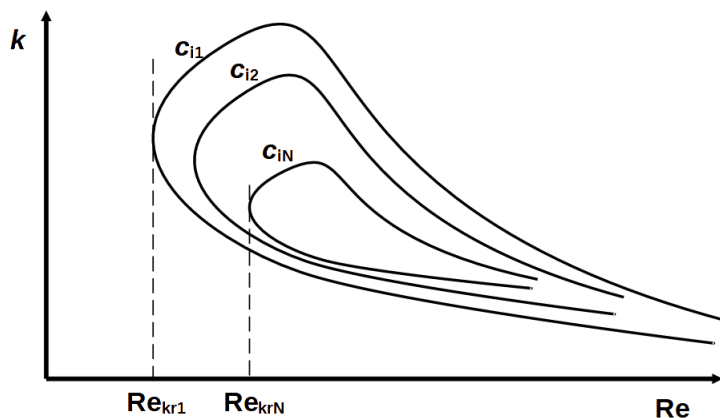
Obr. 2.7 Možný tvar diagramu stability.

b) Teorie termodynamické stability

Rovnice (2.35) je platná pro případ izotermního proudění, tj. případ konstantní teploty a tedy i viskozity. Pro případ anizotermního proudění je nutné uvažovat dynamickou viskozitu jako funkci teploty $\mu = \mu[T(y)]$. Orra-Sommerfeldova rovnice je modifikována na tvar [28]

$$\begin{aligned} (\bar{v}_x - c) \left(\frac{\partial^2 \widehat{\delta v}_y}{\partial y^2} - k^2 \widehat{\delta v}_y \right) - \widehat{\delta v}_y \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} \\ = -\frac{i}{k \text{Re}} \left[\mu \left(\frac{d^4 \widehat{\delta v}_y}{dy^4} - 2k^2 \frac{d^2 \widehat{\delta v}_y}{dy^2} + k^4 \widehat{\delta v}_y \right) \right. \\ \left. + 2 \frac{d^2 \mu}{dy^2} \left(\frac{d^3 \widehat{\delta v}_y}{dy^3} - k^2 \frac{d \widehat{\delta v}_y}{dy} \right) + \frac{d^2 \mu}{dy^2} \left(\frac{d^2 \widehat{\delta v}_y}{dy^2} + k^2 \widehat{\delta v}_y \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Řešením této rovnice vznikají různé křivky stability pro různé teplotní okrajové podmínky, viz Obr. 2.8. Jednotlivé křivky neutrální stability se liší v závislosti na okrajových podmínkách systému a s nimi i kritické Reynoldsovo číslo Re_{kr} .



Obr. 2.8 Diagram stability pro různé tepelné podmínky.

Kritéria termodynamické stability lze rovněž odvodit pomocí Ljapunovy teorie stability. Základem odvození je fundamentální termodynamická nerovnost a bilance mechanické energie. K rovnici (2.16) se přičte rovnice (2.9). S užitím tenzoru napětí pro termoviskózní tekutinu $\sigma_{ji} = -p\delta_{ji} + \tau_{ji}$ a bilanci hmoty (2.7) platí [12]

$$\pi = \rho \left[T\dot{s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} - \overline{\left(\frac{|v^2|}{2} + u + \frac{p}{\rho} + \phi \right)} \right] - \frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} + v_i \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + \tau_{ji} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \geq 0, \quad (2.37)$$

kde ϕ je potenciál vnějších objemových sil. Jestliže pro celkovou specifickou energii h_c platí, že $h_c = |v^2|/2 + u + p/\rho + \phi$ a že závisí pouze na měrné entropii s a tlaku p , potom dostaneme

$$\pi = \rho \left[T - \left(\frac{\partial h_c}{\partial s} \right)_p \right] \dot{s} + \rho \left[\frac{1}{\rho} - \left(\frac{\partial h_c}{\partial p} \right)_s \right] \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \tau_{ji} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \geq 0. \quad (2.38)$$

Tato nerovnost platí, pokud jsou splněny následující podmínky

$$T = \left(\frac{\partial h_c}{\partial s} \right)_p; \quad \frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial h_c}{\partial p} \right)_s, \quad (2.39)$$

Rovnice (2.38) je potom modifikována na tvar

$$\tilde{\pi} = -\frac{q_i}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \tau_{ji} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \geq 0. \quad (2.40)$$

Z tohoto vychází definice celkové specifické energie

$$h_c = T\dot{s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (2.41)$$

Při předpokladech, že $\dot{s} = 0$ a $\partial p/\partial t = 0$ potom platí

$$h_c = \frac{|v^2|}{2} + u + \frac{p}{\rho} + \phi = \text{konst.} \quad (2.42)$$

S pomocí substituce konstitutivních vztahů

$$q_i = -\lambda(s, T) \delta_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \sigma_{ij} = -p(\rho, T) \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (2.43)$$

do rovnice (2.40), kde λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je tepelná vodivost. Za předpokladu, že se jedná o 2D proudění blízko stěny, lze zavést následující zjednodušení

$$v_x \ll v_y; \quad \left| \frac{\partial v_x}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial v_y}{\partial x} \right|; \quad \left| \frac{\partial v_y}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial v_x}{\partial y} \right|; \quad \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|. \quad (2.44)$$

Vznikne **termodynamická podmínka stability** [12]

$$\frac{\lambda}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 + \mu v_x \left[\frac{d \ln \mu}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right] \geq 0. \quad (2.45)$$

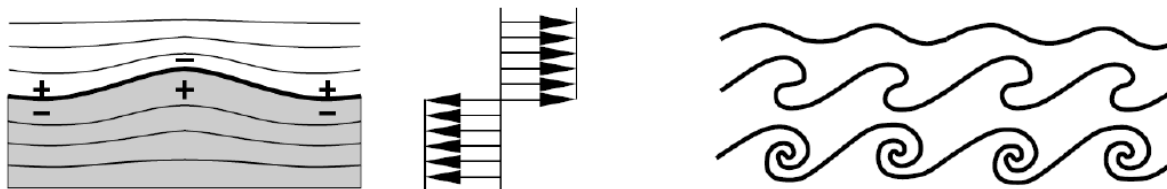
Z analýzy nerovnice vyplývá, že nestabilitu může způsobit jen poslední člen, protože první dva členy budou vždy kladné. Z toho lze vyvodit zákonitost laminární podvrstvy. V blízkosti stěny, kde se hodnota v_x blíží k nule, se destabilizační člen neuplatní.

2.5 Druhy nestability

S ohledem na kritéria stability nastávají za specifických podmínek různé inicializace nestability.

2.5.1 Kelvinova-Helmholtzova nestabilita

K této nestabilitě dochází typicky na styku dvou tekutin s různými vlastnostmi, například na hladině vodní plochy. U hladiny vznikají poruchy tlaku za vzniku periodických vírových struktur. Schéma je znázorněno na Obr. 2.9 [20].



Obr. 2.9 Schéma Kelvinovy-Helmholtzovy nestability (převzato z Uruba [20]).

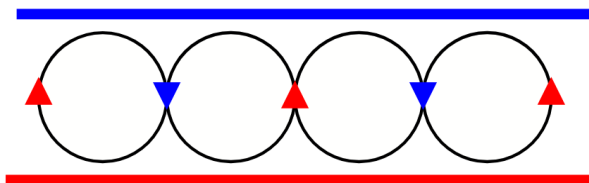
2.5.2 Rayleighova-Bénardova nestabilita

Tekutina je v nádobě, jejíž spodní stěna je zahřívána. Nestabilita je vyvolaná tepelným gradientem a lokální změnou hustoty tekutiny a vznikem vztlaku při nadkritické hodnotě Rayleighova čísla

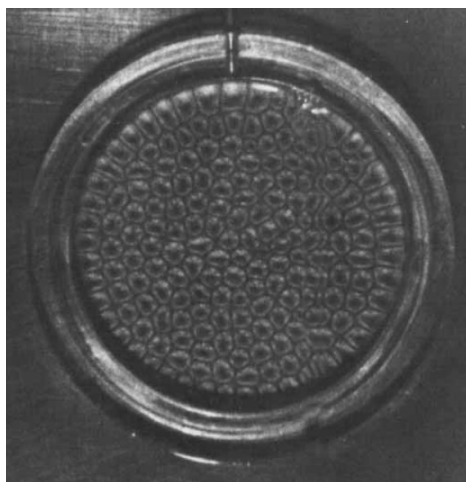
$$\text{Ra}_{D_h} = \frac{\beta g D_h^3 \Delta T}{\lambda \nu}, \quad (2.46)$$

kde β (K^{-1}) je součinitel objemové roztažnosti, g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$) je tíhové zrychlení a ΔT (K) je rozdíl teploty stěny a teploty volného proudu [18]. V případech, kdy je teplosměnná plocha definována konstantní hustotou tepelného toku, lze s pomocí Fourierova zákona $q = -\lambda \partial T / \partial x_i$ modifikovat na tvar $\text{Ra}_{D_h} = \beta g D_h^4 q / \lambda^2 \nu$. Jako kritická hodnota se udává $\text{Ra}_{H,kr} = 1\,708$ pro $D_h = H$ [29, 18, 30].

Důsledkem nestability je vznik tzv. Bénardových buněk, kdy teplejší tekutina stoupá vzhůru, v horní části se ochlazuje a opět klesá ke dnu. Schéma vzniku Bénardových buněk je znázorněno na Obr. 2.10. Fotografie Bénardových buněk je na Obr. 2.11. Tyto buňky ve svislém řezu vytvářejí typické houbovité struktury.



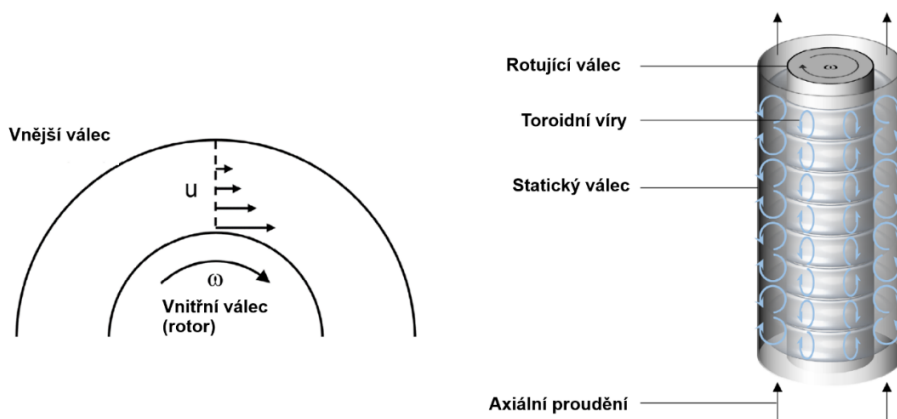
Obr. 2.10 Schéma Rayleighovy-Bénardovy konvekce.



Obr. 2.11 Bénardovy buňky v pohledu shora (převzato z Bérge a Dubois [31]).

2.5.3 Taylorova-Couettova nestabilita

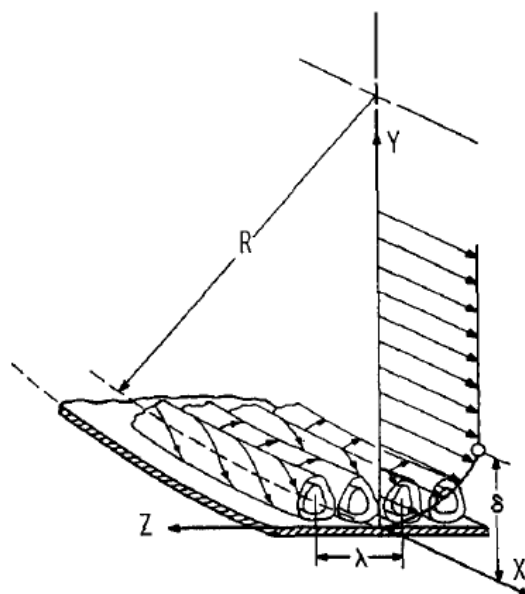
Taylorova-Couettova nestabilita vzniká důsledkem rotace dvou souosých válců, mezi kterými axiálně proudí tekutina. Schéma problému je zobrazeno na Obr. 2.12.



Obr. 2.12 Schéma Taylorovy-Couettovy nestability (převzato z Schrimpf a kol. [32]).

2.5.4 Görtlerova nestabilita

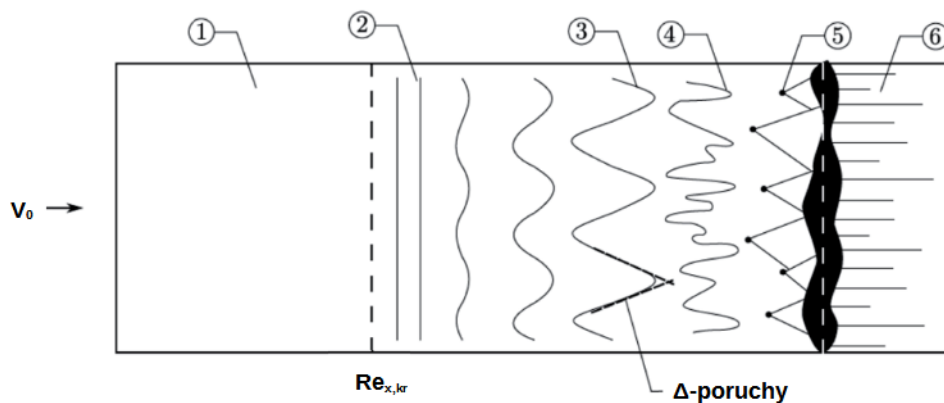
Görtlerova nestabilita vzniká prouděním na konkávně zakřivené stěně důsledkem setrvačných sil, viz Obr. 2.13.



Obr. 2.13 Geometrie Görtlerovy nestability (převzato z Floryan [33]).

2.5.5 Tollmienova-Schlichtingova nestabilita

Tollmienova-Schlichtingova nestabilita vzniká v mezní vrstvě izotermního proudění při nadkritickém Reynoldsově čísle $Re_{x,kr}$. Je to základní inicializační princip ztráty stability. Schéma je znázorněno na Obr. 2.14. Z laminárního proudění 1 se postupně přechází ke vzniku Tollmienových-Schlichtingových vln 2, které po proudu nabývají na síle a vznikají prostorové poruchy trojúhelníkového tvaru 3. Dále se tvoří vlásečnicové víry 4. Ty spolu dále interagují 5, až se nakonec plně rozvine turbulentní režim 6 [20].



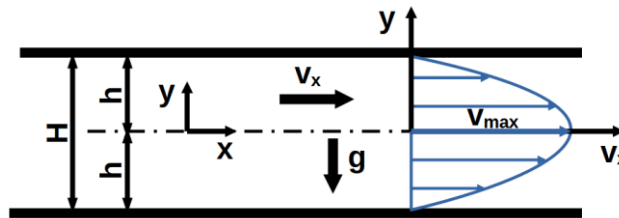
Obr. 2.14 Rozvoj Tollmienových-Schlichtingových vln (převzato z Genç a kol. [34]).

2.6 Proudění v kanálech

Proudění vazké tekutiny je ovlivněno třecími silami. Důsledkem spojitosti prostředí je vrstva tekutiny přiléhající stojící stěně úplně zastavena a při zvyšující se vzdálenosti od stěny rychlost narůstá až na hodnoty rychlosti volného proudu. Takto ovlivněná oblast se nazývá mezní vrstva. Při proudění v kanálech se mezní vrstva rozvíjí až do bodu, kdy její tloušťka dosáhne středu kanálu. Od této chvíle hovoříme o plně rozvinutém rychlostním profilu.

2.6.1 Poiseuilleovo rovinné proudění

Specifickým případem proudění je proudění mezi rozlehlými paralelními deskami nebo v kanále s obdélníkovým průřezem, jehož šířka je řádově vyšší než výška. Schéma problému je znázorněno na Obr. 2.15. Mezi rovnoběžnými rovinnými stěnami se vzdáleností H je vlivem tření vytvářen rychlostní profil v_x .



Obr. 2.15 Schéma Poiseuilleova rovinného proudění tloušťky $H = 2h$.

Mějme Navierovy-Stokesovy rovnice (2.17) pro stacionární 2D případ a pro rychlostní profil $v_x = v_x(y)$. Rychlost ve směru y $v_y = 0$ [15]

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial x} &= \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= -\rho g.\end{aligned}\quad (2.47)$$

Dolní rovnici integrujeme. Získáme

$$p = -\rho g y + c(x). \quad (2.48)$$

Rovnice ukazuje, že tlak narůstá hydrostaticky ve směru y . První rovnici integrujeme dvakrát. Získáme

$$v_x = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + c_1 y + c_2. \quad (2.49)$$

Hodnoty konstant c_1 a c_2 musí být určeny z okrajových podmínek $v_x(h) = 0$ a $v_x(-h) = 0$. Po dosazení do (2.49) je

$$\begin{aligned}c_1 &= 0, \\ c_2 &= -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} h^2.\end{aligned}\quad (2.50)$$

Vznikne distribuce rychlosti

$$v_x = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - h^2). \quad (2.51)$$

Objemový průtok \dot{V} ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) vznikne integrací funkce $v_x(y)$ v mezích od $-h$ do h

$$\dot{V} = \int_{-h}^h v_x(y) dy = \int_{-h}^h \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - h^2) dy. \quad (2.52)$$

Tlakový gradient $\partial p/\partial x$ je záporný, protože tlak ve směru proudění klesá. Předpokládejme plně rozvinutý laminární rychlostní profil. Pak je gradient $-\partial p/\partial x$ roven tlakovému spádu $\Delta p/l_{hy}$, kde l_{hy} (m) je vzdálenost potřebná k rozvinutí rychlostního profilu neboli vstupní délka. Objemový průtok bude roven

$$\dot{V} = \frac{2h^3 \Delta p}{3\mu l_{hy}}. \quad (2.53)$$

Jestliže $\partial p/\partial x = \Delta p/l_{hy}$, lze gradient tlaku vyjádřit pomocí rovnice (2.53) jako

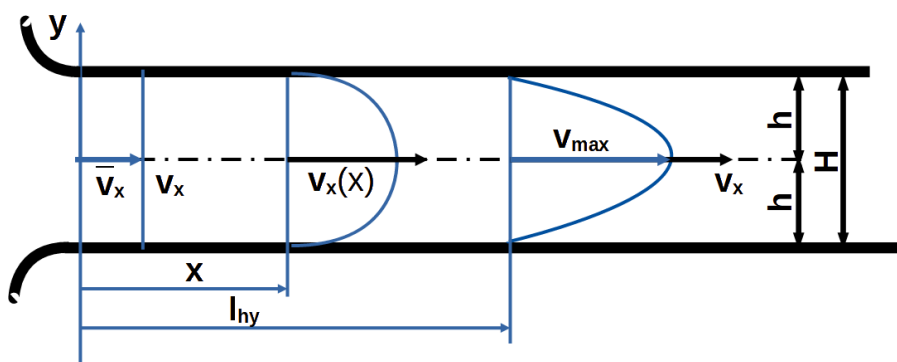
$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{3\mu \dot{V}}{2h^3}. \quad (2.54)$$

Substitucí do rovnice (2.51) vznikne funkce pro Poiseuilleův rychlostní profil

$$v_x = \frac{3\dot{V}}{4h} \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) = \frac{3}{2} \bar{v}_x \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) = v_{\max} \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right). \quad (2.55)$$

2.6.2 Rozvoj rychlostního profilu

V místě, kde vazké proudění vstupuje do potrubí, je rychlostní profil v celém průřezu roven střední rychlosti proudění. Vlivem třecích sil dochází u stěn k rozvoji mezní vrstvy. Zatímco se tekutina ve směru proudění v blízkosti stěny postupně zpomaluje, ve středu kanálu se v důsledku platnosti rovnice kontinuity naopak urychluje, dokud nedosáhne maximální hodnoty v_{\max} v místě $x = l_{hy}$. Schéma rozvoje Poiseuilleova proudění je znázorněno na Obr. 2.16.



Obr. 2.16 Rozvoj rychlostního profilu pro Poiseuilleův profil tloušťky $H = 2h$.

Vstupní délka l_{hy} je obvykle hledaným parametrem. Stanovit jej lze analyticky, numericky či pomocí empirických vztahů.

Schlichting [16] popisuje analytický postup založený na zrychlení volného proudu. Pomocí rovnice kontinuity (2.7) a pošnovací tloušťky mezní vrstvy (2.22) lze odvodit vztah

$$l_{hy} = \frac{0,16h^2 \bar{v}_x}{\nu} = 0,04HRe_H. \quad (2.56)$$

Shah a London [35] sepsali empirii týkající se mezních vrstev a shrnuli poznatky o určení vstupní délky. Za účelem určení tohoto rozměru je definována bezrozměrná hydrodynamická vstupní délka:

$$l_{hy}^+ = \frac{l_{hy}}{D_h \cdot Re_{D_h}}. \quad (2.57)$$

Charakteristický rozměr D_h je pro případ paralelních stěn $D_h = 4h = 2H$. Bodoia a Liu nezávisle zjišťovali hodnotu parametru l_{hy}^+ z momentové rovnice mezní vrstvy. Oba dospěli ke konstantní hodnotě $l_{hy}^+ = 0,011$. l_{hy}^+ se stává závislým na Reynoldsově čísle v případě, že je řešeno kompletní soustavou Navier-Stokesových rovnic. Atkinson dospěl ke vztahu

$$\frac{l_{hy}}{D_h} = 0,3125 + 0,011Re_{D_h} \quad (2.58)$$

a Chen vypočetl

$$\frac{l_{hy}}{D_h} = \frac{0,315}{0,0175Re_{D_h} + 1} + 0,011Re_{D_h}. \quad (2.59)$$

Uvažujeme-li případ proudění v obdélníkovém kanále, lze vstupní délku určit s pomocí tabulkových hodnot. Han [36] a McComas [37] stanovili hodnoty l_{hy}^+ pro různé poměry stran průřezu kanálu. Některé hodnoty jsou vypsány v Tab. 2.1. První sloupec symbolizuje poměr stran průřezu H/B , kde B je jeho šířka.

Tab. 2.1 l_{hy}^+ pro plně rozvinuté laminární proudění v obdélníkovém kanálu.

| H/B | Han [36] | McComas [37] |
|--------|----------|--------------|
| 0,25 | 0,0427 | 0,0147 |
| 0,1677 | - | 0,0110 |
| 0,125 | 0,0227 | 0,00938 |
| 0,1 | - | 0,00855 |
| 0,05 | - | 0,00709 |
| 0 | 0,0099 | 0,00588 |

Charakteristický rozměr je určen vztahem

$$D_h = \frac{4S}{o}, \quad (2.60)$$

kde S (m²) je průtočná plocha a o (m) je smáčený obvod.

2.6.3 Rozvinuté laminární proudění s rozvíjející se teplotní mezní vrstvou

Shah a London [35] se zabývali rovněž rozvojem teplotní mezní vrstvy. Shah stanovil, že bezrozměrná délka potřebná pro rozvinutí teplotní mezní vrstvy v již rozvinutém Poiseuilleově proudění mezi paralelními stěnami je $l_t^* = 0,0079735 = l_t/D_h Re_{D_h} Pr$.

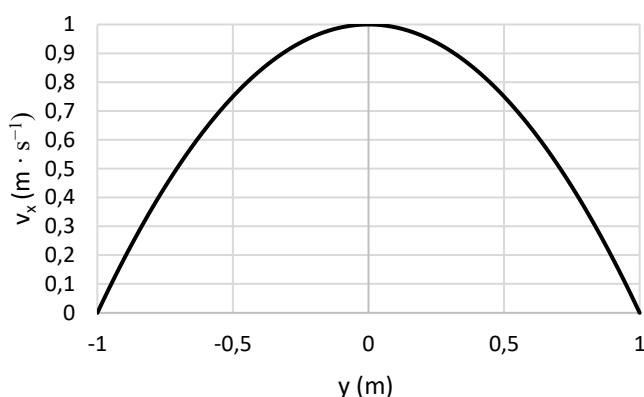
Pro případ obdélníkového kanálu s konstantním tepelným tokem byla stanovena Tab. 2.2 s hodnotami l_t^* podle poměru stran průřezu [35].

Tab. 2.2 l_t^* pro tepelně plně rozvinuté laminární proudění v obdélníkovém kanále.

| H/B | l_t^* |
|-------|---------|
| 1 | 0,066 |
| 1/2 | 0,057 |
| 1/3 | 0,048 |
| 1/4 | 0,042 |
| 0 | 0,0115 |

2.7 Stabilita Poiseuilleova proudění

Mějme obecný Poiseuilleův rovinný plně rozvinutý laminární rychlostní profil dle rovnice (2.55) jako na Obr. 2.17.



Obr. 2.17 Obecný Poiseuilleův profil.

2.7.1 Nevazké proudění

Dle teorie popsané v kapitole 2.4.1 rychlostní profil vyžaduje splnění Rayleighovy a zároveň Fjortoftovy podmínky. Vzhledem k tomu, že $\partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2 \neq 0$, a tudíž se v profilu nenachází inflexní bod, profil nesplňuje nutnou podmínku nestability. Z hlediska proudění nevazké tekutiny je jej možné považovat za stabilní.

2.7.2 Vazké proudění

a) Izotermní proudění

Izotermní proudění může být nestabilní i v případě rychlostního profilu bez inflexního bodu a záleží na znaménkách a síle jednotlivých členů Orrovy-Sommerfeldovy rovnice (2.35). Její řešení dává konkrétní tvar křivky stability, viz Obr. 2.7. Řešení pro Poiseuilleův rychlostní profil pak dává kritickou hodnotu Reynoldsova čísla $Re_{H,kr} = 2\,886$ [20].

Jak z rovnice (2.35) vyplývá, nárůst a následná ztráta stability v mezní vrstvě vody jsou způsobeny dvojí rolí viskozity. Ta na jednu stranu pomáhá rozšiřovat vířivost pomocí

smyku molekul vody podél stěny, což způsobuje destabilizaci, na stranu druhou disipuje energii poruch, čímž se proudění stabilizuje. Při nízkých Reynoldsových číslech je dominantní především disipativní aktivita, zatímco při kritickém Reynoldsově čísle dochází k vyrovnání efektů obou aktivit a při jeho dalším zvyšování se stává dominantní destabilizace. V případě vzduchu je stabilizační efekt při ohřevu v blízkosti stěny příliš slabý, proto k dominantní stabilizaci nedochází [38].

b) Anizotermní proudění

Anizotermní teorie lineární stability zohledňuje závislost viskozity na teplotě. Řešením rozšířených Orrových-Sommerfeldových rovnic (2.36) lze dospět kromě kritického Reynoldsova čísla rovněž k hodnotě kritického Rayleighova čísla $Ra_{H,kr} = 1\,708$ [18, 29, 30]. V případě ohřívání spodní stěny a chlazení horní stěny vzniká při této hodnotě sekundární, tj. volná konvekce, kdy v nekonečně dlouhém kanále dojde nakonec k její destabilizaci.

Kritérium termodynamické stability (2.45) odvozené termodynamickým přístupem dává rovněž do souvislosti teplotu a rychlost proudění. První dva členy nikdy nenabývají záporných hodnot. Člen $\partial^2 v_x / \partial y^2$ je záporný, protože rovnice (2.55) je konkávní a má tedy destabilizující účinek. Hodnota funkce $d \ln \mu / dT$ pro případ proudění vody, jejíž viskozita s teplotou klesá, je též záporná. Proudí-li však voda přes ohřívání dna kanálu, je funkce $\partial T / \partial y$ záporná také a jejich součin tak nabývá kladných hodnot. Zde je rozhodující hodnota funkce $\partial v_x / \partial y$. První derivace Poiseuilleova profilu je v polovině přiléhající ohřívání stěně záporná, tudíž je celý člen destabilizující. Toto proudění má tedy potenciál stát se nestabilním, překročí-li hodnoty rovnice (2.61) vpravo hodnoty vždy stabilizujících členů vlevo.

$$\frac{\lambda}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 < \mu v_x \left| \frac{d \ln \mu}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right| \quad (2.61)$$

2.8 Rayleighova-Bénardova-Poiseuilleova konvekce

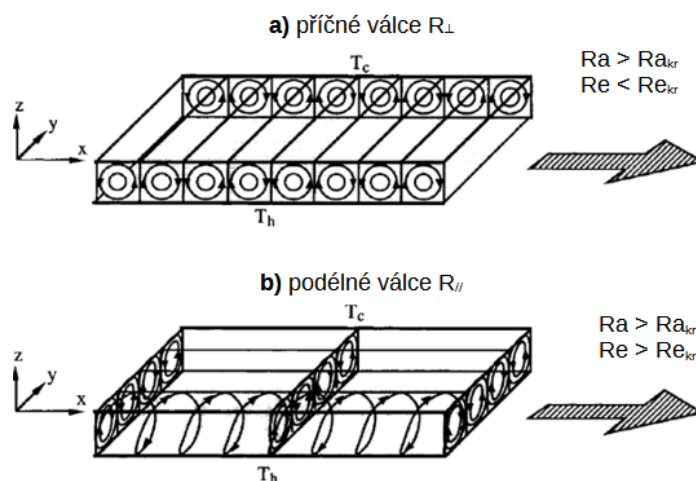
Rayleighova-Bénardova-Poiseuilleova (RBP) konvekce je specifickým mechanismem ztráty stability. Jedná se o Rayleighovu-Bénardovu nestabilitu v Poiseuilleově proudění. Při podkritickém Reynoldsově čísle (tj. v laminárním proudění) a nadkritickém Rayleighově čísle vznikají vzájemným působením nucené (primární) a volné (sekundární) konvekce typické termokonvektivní vírové struktury. Ty se s postupujícím proudem postupně rozpadají a proudění ztrácí stabilitu.

Typ termokonvektivních struktur závisí na Reynoldsově čísle. Při $Re = 0$ dochází k Rayleighovu-Bénardovu proudění a kapalina vytváří pravidelnou strukturu Bénardových buněk.

Je-li Re nenulové, ale menší než kritická hodnota Re_{kr} , objevují se v kanálu válce s osami příčnými k ose kanálu, které tvoří řetězec protiběžných válců nesených prouděním, jako je na Obr. 2.18a. Tento režim se označuje jako příčné válce R_{\perp} . Tímto jevem se zabývali například Luijkx a kol. [39], jejichž cílem bylo dosáhnout tohoto režimu experimentálně. Jak

popsali ve své práci, režim příčných válců se vyskytuje pouze v kanálech s konečným poměrem stran H/B v důsledku účinků bočních stěn, nejedná se tedy o 2D případ. Popsali také, že příčné válce se poprvé objevily v řádu hodin a byly stabilní v řádu dnů.

Pokud Reynoldsovo číslo překročí kritickou hodnotu, objeví se spirálovité, protiběžně rotující, stacionární termokonvektivní válce s osami rovnoběžnými s osou kanálu. Tyto válce se nazývají podélné válce označované $R_{//}$ [40, 41]. To zobrazuje schéma na Obr. 2.18b. Lin [42] podrobně shrnul problematiku podélných a příčných válců včetně jejich možných kombinací při nízkých Reynoldsových číslech.



Obr. 2.18 Režim příčných (a) a podélných válců (b) (převzato z Nicolas a kol. [41]).

Od 80. let minulého století bylo publikováno mnoho experimentálních prací zabývajících se jevem podélných válců ve vodě. Osborne a Incropera [43] provedli výzkum efektu ohřevu horní a dolní stěny v širokém obdélníkovém kanálu. Krátce poté Incropera a kol. [44] publikovali práci zabývajících se podélnými válci v kanálu s vyhříváním dnem. Tuto práci zpřesnili ve svém článku Maughan a Incropera [45]. Z posledních let lze zmínit podobné práce, a to Benderradji a kol. [46], Koffi a kol. [47], Mey a kol. [48], Taher a Abid [49] a Taher a kol. [50]. Jako příklad lze uvést také numerickou studii Rahliho a kol. [51].

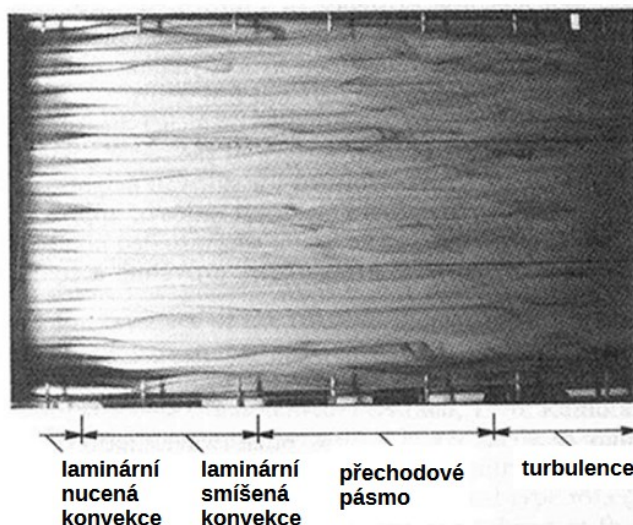
Tyto jevy byly studovány také při proudění vzduchu, například práce Hwang a Liu [52], Chen a kol. [53] nebo Mergui a kol. [54].

Incropera a kol. [44] provedli experiment za podmínek $H/B = 5$ a 10 , $Re = (240 \div 1010)$ a $Ra = (2 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^9)$ a rozdělili přechod do turbulence do tří fází: laminární nucená konvekce, laminární smíšená konvekce, přechodový režim a turbulence, to znázorňuje Obr. 2.19. Bylo také popsáno, že vznik sekundárního proudění je spjat s nárůstem Nusseltova čísla Nu_H v důsledku intenzivnějšího ochlazování. Nu_H se zde odkloní od křivky nucené konvekce.

Nusseltovo číslo popisuje poměr mezi konvektivním a konduktivním přenosem tepla

$$Nu_H = \frac{q_{konv}}{q_{kond}} = \frac{\alpha \Delta T}{\lambda \Delta T / H} = \frac{\alpha H}{\lambda}. \quad (2.62)$$

Vyjadřuje zvýšení přenosu tepla vrstvou kapaliny v důsledku konvekce ve srovnání s vedením přes stejnou vrstvu kapaliny H a často se proto používá pro bezrozměrný popis součinitele přestupu tepla α ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) [18].

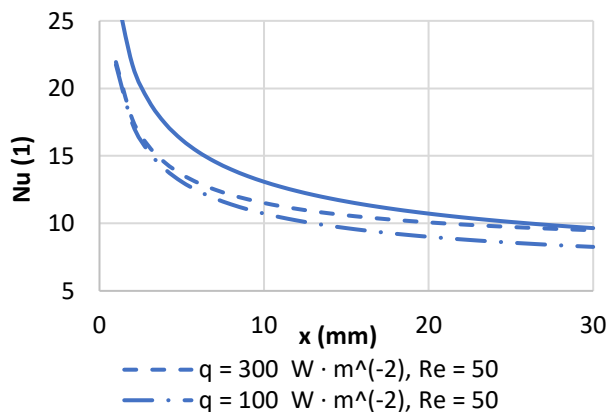


Obr. 2.19 Vizualizace RBP proudění, pohled shora (převzato z Incropera a kol. [44]).

Křivku nucené konvekce popisuje empirická korelace, kterou popsali Osborne a Incropera [43]. Definiuje podmínky laminární nucené konvekce v oblasti poblíž počátečního bodu ohřevu, kde ještě není detekovatelné sekundární proudění

$$\text{Nu}_H = \left[\frac{1,656H\text{Re}_H\text{Pr}}{x} + 0,012\text{Ra}_{H,q}^{\frac{3}{4}} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (2.63)$$

kde x (m) je vzdálenost od počátku ohřívání oblasti. Výraz s Re popisuje část s nucenou konvekcí a výraz s Ra část s přirozenou konvekcí. Za zmínku stojí, že Nusseltovo číslo podél vyhřívání dna obecně roste s rychlostí proudění a hustotou tepelného toku a klesá s podélnou souřadnicí x . Na Obr. 2.20 je znázorněna závislost Nusseltova čísla na podélné souřadnici pro různé hodnoty hustoty tepelného toku q a Reynoldsova čísla Re . Jak je vidět, rostoucí Reynoldsovo číslo způsobuje větší nárůst Nusseltova čísla než rostoucí hustota tepelného toku, zejména v oblasti blízko počátku ohřevu při $x = 0$.



Obr. 2.20 Závislost Nusseltova čísla na podélné souřadnici pro různé parametry proudění při teplotě $25 \text{ }^\circ\text{C}$ dle rovnice (2.63).

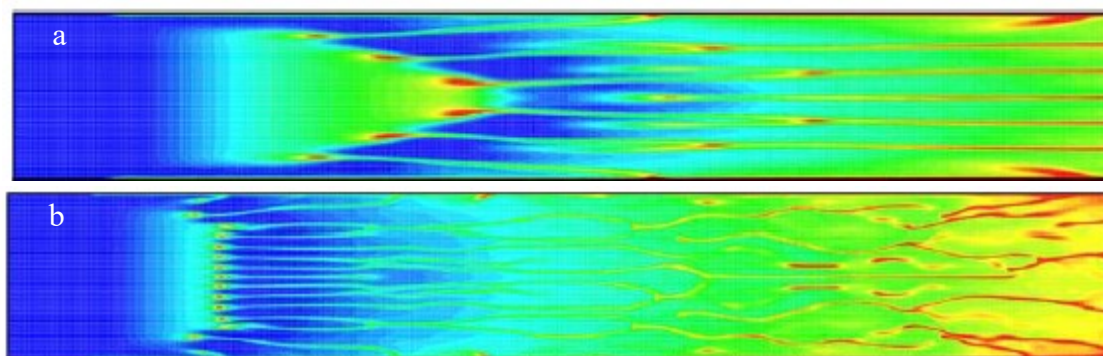
S odklonem od křivky (2.63) přichází oblast, kde se rychle zvětšuje tloušťka teplotní mezní vrstvy a začíná docházet k promíchávání stoupající teplejší tekutiny a klesající chladnější tekutiny.

Maughan a Incropera [8] v témže roce vysvětlili přechod podrobněji. V režimu laminární nucené konvekce vztahové síly nestačí k překonání stabilizačního účinku tepelné vodivosti a viskozity kapaliny. Tepelná nestabilita se nejprve projeví v rozích kanálu, kde se začínají tvořit jednotlivé příčné podélné válce. Jakmile se objeví druhá sada válců po celé šířce kanálu, začíná laminární smíšená konvekce. Bylo zjištěno, že v tomto režimu se vzdálenost mezi vnitřními a vnějšími bočními válci zmenšuje s rostoucím Ra. Byl také pozorován nízkofrekvenční příčný drift válců. Viskózní a tlakové síly však postupně působí na obnovení rovnovážných podmínek. V přechodné fázi ztrácejí podélné struktury válců svou stacionaritu.

Maughan a Incropera. také shrnuli svoje dosavadní poznatky a našli korelaci mezi souřadnicí x_u , kde dochází ke vzniku sekundárního proudění, a Rayleighovým číslem Ra. Souřadnici x_u v korelaci reprezentuje inverzní Graetzovo číslo $Gz^{-1} = x/HPrRe_H$:

$$Ra = 158,2(Gz_u^{-1})^{-1,68} . \quad (2.64)$$

O mnoho let později provedli Benderradji a kol. [46] numerickou simulaci a experiment pro případ poměru stran $H/B = 10$, $Re = (50 \div 100)$ a $Ra = (0 \div 10^6)$. Byly popsány dva způsoby vzniku podélných válců. Pro nízká a střední Rayleighova čísla vznikají na bočních stěnách a postupně se objevují směrem dovnitř. Pro vyšší Rayleighova čísla je typický kombinovaný vznik válců. Přechod mezi iniciačními mechanismy byl určen parametrem $Ra_H/Re_H^2 \approx 18$. Oba mechanismy ukazuje Obr. 2.21.



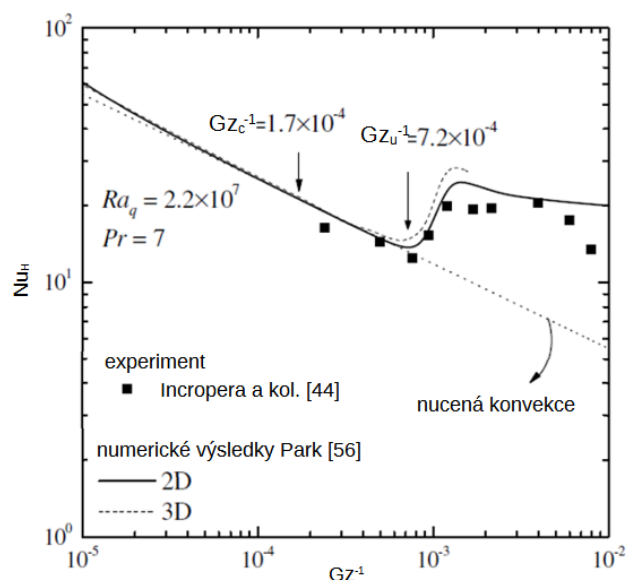
Obr. 2.21 Numerická simulace teplotního pole v blízkosti stěny, pohled shora, $Re = 50$. $Ra_H/Re_H^2 = 5$ (a), $Ra_H/Re_H^2 = 20$ (b) (převzato z Benderradji a kol. [46]).

Elatar a Siddiqui [55] provedli podobnou experimentální studii při vysokých Rayleighových číslech a nízkých Reynoldsových číslech. Ve čtvercovém kanále detekovali zpětné proudění v horní polovině kanálu při $Ra_H/Re_H^2 > 385$.

Podle předchozích prací lze říci, že pozice vzniku sekundárního proudění se posouvá po proudu s klesající Ra a s rostoucím Re. Park a kol. [56] provedli numerickou studii, v níž mimo jiné určili korelační závislost polohy vzniku nestability na hustotě tepelného toku a průtoku, resp. na Rayleighově a Reynoldsově čísle. Stanovili závislost:

$$Gz_c^{-1} = 56Ra_q^{-\frac{3}{4}} \text{ pro } Pr = 7, \quad (2.65)$$

kde Gz_c^{-1} určuje vzdálenost k počátečnímu bodu vnitřní nestability, která souvisí s tepelnou stabilitou systému a která postupně vede k rozvinutému turbulentnímu proudění, a $Ra_{H,q}$ je modifikované Rayleighovo číslo pro hustotu vstupního tepelného toku q . Tato rovnice platí pro Prandtlovo číslo $Pr = 7$, tj. pro vodu za normálních podmínek. Popsali také, že tato hodnota vzdálenosti je zlomkem vzdálenosti k bodu, kde se nachází minimum Nusseltova čísla, respektive součinitele přestupu tepla a dále dochází k jeho prudkému nárůstu, tj. k oblasti vzniku sekundárního proudění. Park a kol. definovali bod nástupu sekundárního proudění jako $Gz_u^{-1} = 4Gz_c^{-1}$ nebo $6Gz_c^{-1}$ v závislosti na amplitudě rychlostních poruch a určili, že $Gz_u^{-1} = 4Gz_c^{-1}$ platí pro $Ra_{H,q} < 3 \cdot 10^7$ a $Gz_u^{-1} = 6Gz_c^{-1}$ pro $Ra_{H,q} > 10^8$. Detailní pohled na region vzniku sekundárního proudění je zobrazen na závislosti Nusseltova čísla na podélné souřadnici na Obr. 2.22. Obrázek také ukazuje rozdíl mezi simulací ve 2D a ve 3D a porovnání s experimentálními hodnotami Incropera a kol. [44].



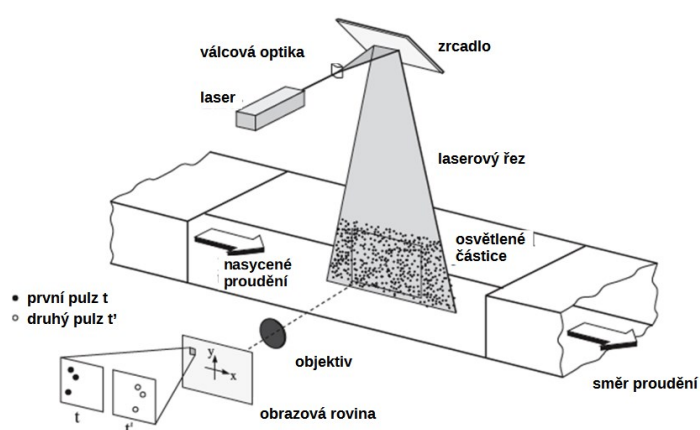
Obr. 2.22 Závislost Nusseltova čísla na podélné souřadnici (převzato z Park a kol. [56]).

3 Metody

3.1 Particle Image Velocimetry

Metoda *Particle Image Velocimetry* (PIV; ekv. integrální laserová anemometrie) je bezkontaktní metoda pro měření proudových polí v čirých tekutinách. Tato metoda zaznamenala prudký rozvoj během posledních několika desítek let díky překotnému rozvoji výpočetní techniky a digitálních obrazových snímačů.

Schéma jednoduchého 2D uspořádání je na Obr. 3.1. Základním principem je záznam posunu osvětlených mikročastic dokonale rozptýlených v pozorovaném proudu digitálním obrazovým snímačem a jeho následné digitální vyhodnocení. S využitím soustavy cylindrických čoček je laserový svazek vytvarován do světelné roviny (2D a stereoskopické PIV), případně do světelného objemu (tomografické PIV). Částice jsou osvětleny dvěma pulzy laseru s jasně definovaným časovým zpožděním Δt a oba obrazy rozptýleného světla jsou zaznamenány na záznamové médium. Snímek je rozdělen na tzv. vyhodnocovací oblasti velikosti obvykle 16×16 , 32×32 pixelů nebo více. Ty jsou pak jednotlivě analyzovány korelačními metodami (autokorelace nebo vzájemná korelace) a nakonec je pomocí základní rovnice $v = \Delta s / \Delta t$ stanovena rychlost proudění v každé vyhodnocovací oblasti.



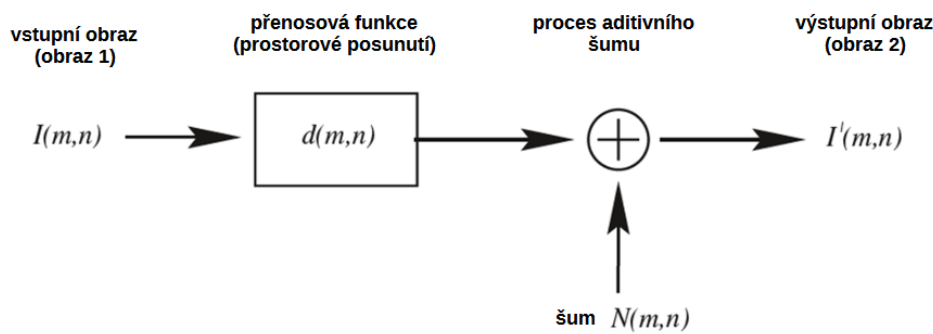
Obr. 3.1 Schéma PIV (převzato z Raffel a kol. [57]).

3.1.1 Zpracování obrazu

Obrazová data jsou v současnosti zpracovávána výhradně digitálně. Na Obr. 3.2 je blokové schéma zpracování obrazu. Z pohledu zpracování signálu lze první obraz považovat za vstup do systému, zatímco druhý obraz z páru je jeho výstupem. Přenosová funkce H složená z funkce posunu d a procesu aditivního šumu N převádí vstupní obraz I na výstupní I' . Jsou-li známy obrazy I i I' , je cílem odhadnout pole posunutí d a vyloučit účinky šumu N . Nespojitosť vstupního signálu (částice na tmavém pozadí) vyžaduje statistický přístup založený na vyhodnocovacích oknech. Toho je dosaženo pomocí funkce diskrétní vzájemné korelace [57]:

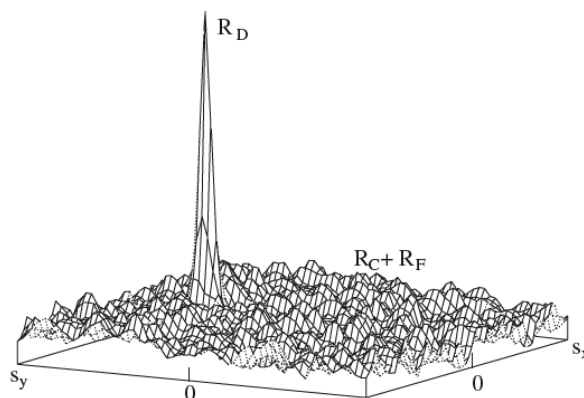
$$R_{II}(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I(i, j) I'(i + x, j + y), \quad (3.1)$$

kde I a I' jsou intenzitní pole vzorků (vyhodnocovacích oken). Pro každou volbu posunu vzorku (x, y) dává součet součinů všech překrývajících se intenzit pixelů jednu hodnotu vzájemné korelace $R_{II}(x, y)$.



Obr. 3.2 Blokové schéma zpracování obrazu (převzato z Raffel a kol. [57]).

Použitím této operace pro rozsah posunů $(-M \leq x \leq +M, -N \leq y \leq +N)$ se vytvoří korelační rovina o velikosti $(2M + 1) \times (2N + 1)$. Pro hodnoty posunu, při kterých se obrazy částic vzorků vzájemně srovnají, bude součet součinů intenzit pixelů větší než jinde, což vede k vysoké hodnotě vzájemné korelace R_{II} v této poloze. Korelační funkce v podstatě statisticky určuje stupeň shody mezi oběma vzorky pro daný posun. Nejvyšší hodnotu v rovině korelace pak lze použít jako přímý odhad posunu obrazu částic. Rovinu vzájemné korelace znázorňuje Obr. 3.3. R_D je složka funkce vzájemné korelace, která odpovídá korelaci obrazů. R_C je konvoluce středních intenzit I související s rozostřením a R_F je fluktuující složka šumu, která je výsledkem $i = j$ členů. Vlastností vyhodnocovacího procesu je, že počet násobení na jednu hodnotu korelace se zvyšuje úměrně ploše vyhodnocovacího okna. Metoda vzájemné korelace také rekonstruuje pouze lineární posuny. Touto metodou prvního řádu nelze rozpoznat žádné rotace nebo deformace. To znamená, že velikost okna by měla být zvolena dostatečně malá, aby bylo možné zanedbat efekty druhého řádu (tj. gradienty posunutí). První vlastnost týkající se kvadratického nárůstu násobení s velikostí vzorku vyžaduje poměrně značný výpočetní výkon [57].

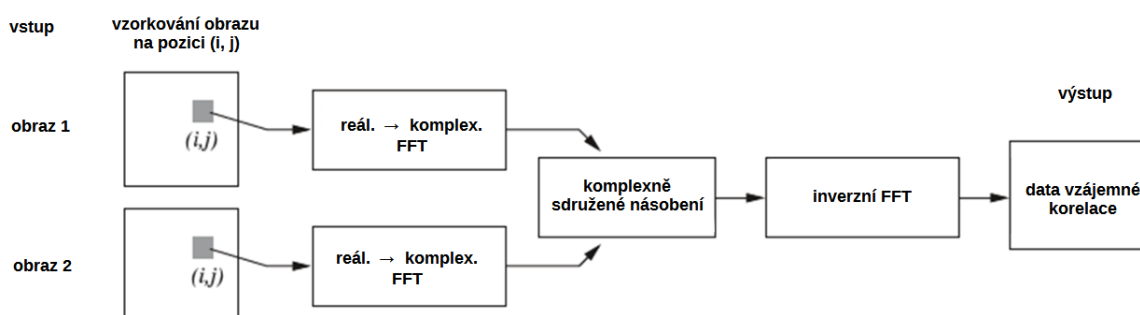


Obr. 3.3 Korelační rovina: vzájemná korelace (převzato z Raffel a kol. [57]).

Alternativou k přímému výpočtu křížové korelace pomocí rovnice (3.1) je využití korelační věty, která říká, že křížová korelace dvou funkcí je ekvivalentní komplexně sdruženému násobení jejich Fourierových transformací, tj.

$$R_{II}(x, y) \Leftrightarrow \hat{I} \cdot \hat{I}^* \quad (3.2)$$

Symbolem „ $\hat{}$ “ jsou označeny Fourierovy transformace funkcí. V praxi je Fourierova transformace nahrazována rychlou Fourierovou transformací (FFT), která redukuje počet operací. Blokové schéma procesu je na Obr. 3.4 [57].



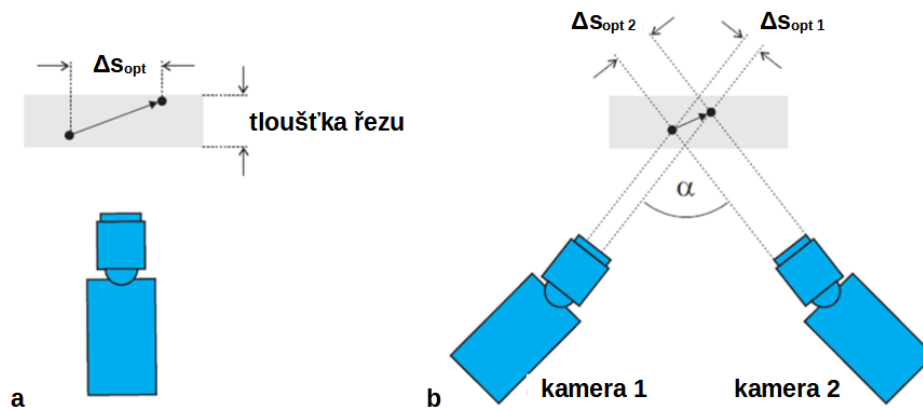
Obr. 3.4 Blokové schéma výpočtu korelační roviny (převzato z Raffel a kol. [57]).

Fourierova transformace je podle definice integrál (nebo součet) v oblasti sahající od záporného nekonečna do kladného nekonečna. V praxi se však integrály (nebo součty) počítají nad konečnou oblastí, což je odůvodněno předpokladem, že data jsou periodická, tj. signál (vzorek obrazu) se neustále opakuje ve všech směrech. Pro spektrální odhad existuje řada metod, jak se vypořádat s přidruženými artefakty (fantomovými částicemi), například aplikace okenní funkce. Jejich použití při výpočtu vzájemné korelace vnese systematické chyby nebo dokonce skryje korelační signál v šumu [57].

3.1.2 Stereoskopické PIV

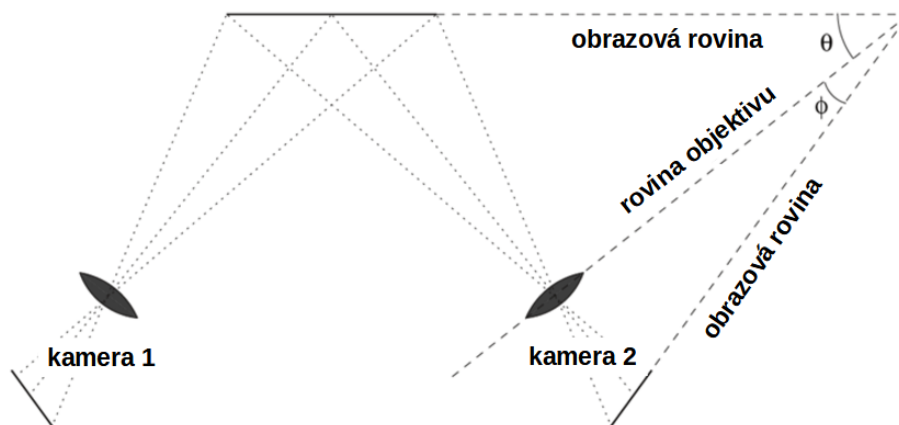
Stereo-PIV je rozšířením 2D PIV. Základním principem je použití dvou stereoskopicky orientovaných kamer pro získání tří složek rychlosti v rovině (označováno 2D-3C z anglického *two-dimensional, three-component*). Oproti klasickému 2D-2C uspořádání, kde přirozeně

vzniká chyba, není-li směr proudění plně paralelní s laserovým řezem (viz Obr. 3.5), je stereo-PIV vhodnější při měření takových případů, protože se informace o třetí složce rychlosti neztrácí. Stereoskopické uspořádání z toho důvodu obecně vyžaduje širší laserový řez než klasické 2D-2C PIV.



Obr. 3.5 Řešení vlastní chyby 2D PIV s použitím druhé kamery (převzato z [58]).

Vzhledem k vlastnostem objektivů a snímačů je však nutné natočit osy kamer vůči rovině měření. S natočením však vzniká problém nedostatečné hloubky ostrosti, to znamená, že kameru nelze zaostřit na celý pozorovaný prostor. V těchto případech je pak nutné natočit obrazovou rovinu a rovinu objektivu tak, aby se s objektovou rovinou protnul v jedné přímce, viz Obr. 3.6. Tato podmínka se nazývá Scheimpflugovo kritérium. Rekonstrukce 3D pole posunutí ze dvou rovinných projekcí pak probíhá pomocí triangulace.

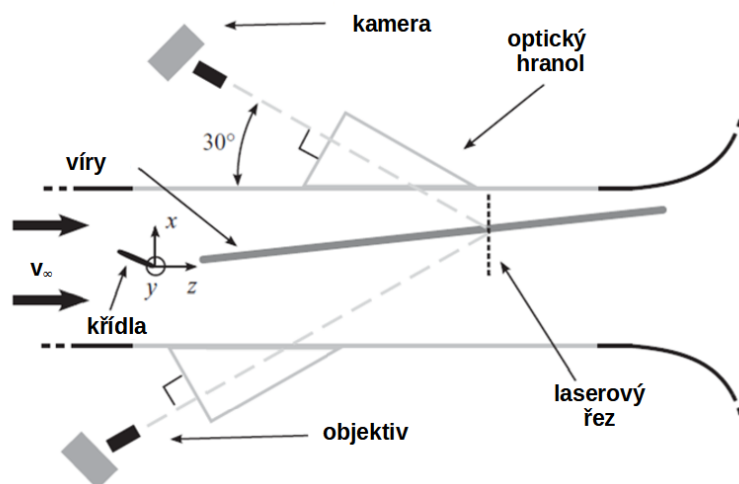


Obr. 3.6 Scheimpflugovo kritérium (převzato z Raffel a kol. [57]).

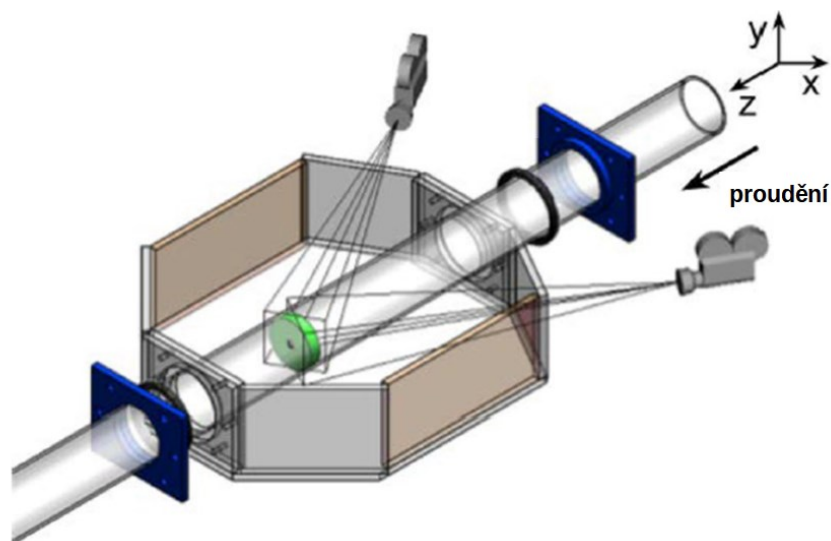
3.1.3 PIV měření proudění kapalin v uzavřených kanálech

Problémem zejména při stereo-PIV měření v kapalinách je lom světla. Index lomu kapaliny n_2 , který je vyšší než index lomu okolního vzduchu n_1 , způsobuje deformaci obrazu, je-li rozhraní vzduch-kapalina, respektive vzduch-transparentní stěna-kapalina nakloněná vůči ose kamery. Takovéto deformace často není možné korigovat kalibrací ani splnit Scheimpflugovo kritérium. V praxi se tento problém řeší vkládáním nádob do optické dráhy tak, aby

první rozhraní vzduch-voda bylo kolmé na kameru (Obr. 3.7) [59-63], v případě měření v kruhových nebo jinak zaoblených kanálech lze pak experimentální úsek integrovat do pravoúhlé nádoby (Obr. 3.8) [64, 65]. Kombinovaným způsobem bylo například zkoumáno i proudění v modelu srdeční aorty [66].



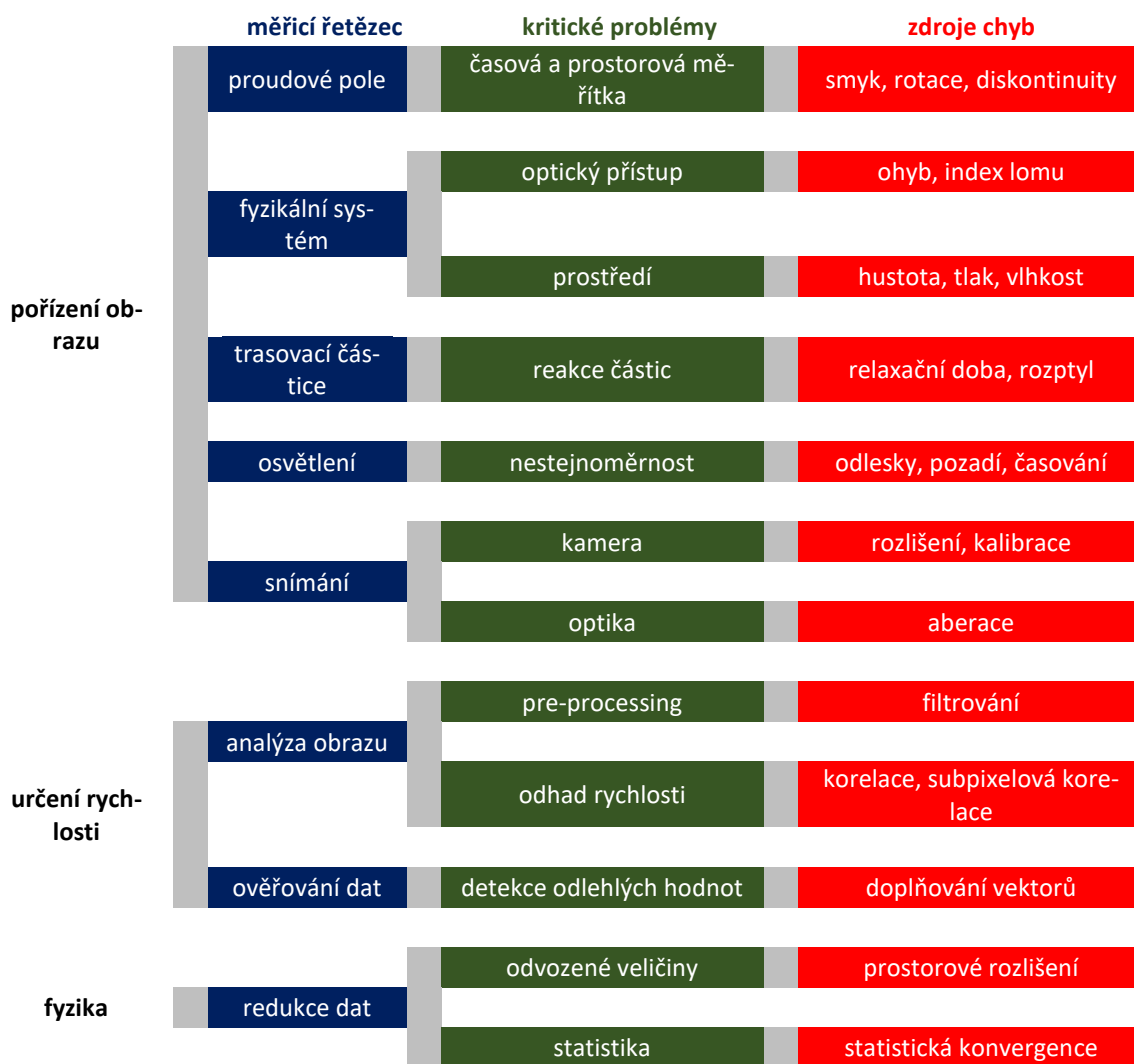
Obr. 3.7 Měření stereo-PIV pomocí optického hranolu (převzato z Roy a kol. [49]).



Obr. 3.8 Měření stereo-PIV v průřezu kruhové trubky (převzato z Winters a Longmire [50]).

3.1.4 Nejistota PIV měření a zdroje chyb

Zdroje chyb a kvantifikaci nejistoty detailně popsal Wieneke [57] ve své práci. Možné zdroje chyb jsou přehledně uvedeny na Obr. 3.9.



Obr. 3.9 Kaskádovité schéma zdroje chyb PIV měření (převzato z Wieneke [67]).

Chyby se obecně dělí na náhodné (preciznost) a systematické (přesnost), které lze u PIV obtížněji kvantifikovat. Je snahou systematické chyby opravit hned a dále kvantifikovat především náhodné složky chyb. Běžnými chybami PIV měření jsou chyby časování a synchronizace, odezva a zpoždění částic, chyba perspektivy 2D PIV a chyby stereo-PIV jako je nepřesnost kalibračních terčů, nevyhovující kalibrační model, chyby v uspořádání, nesprávné zarovnání laserového řezu. Některé chyby lze odhadnout z nahraných snímků. Jsou jimi [67]:

- velikost a tvar obrazu částic,
- šum kamery,
- hustota a nehomogenita sycení,
- změna intenzity osvětlení,
- prostorové rychlostní gradienty,
- Brownův pohyb částic,
- pohyby částic mimo rovinu,
- schéma zpracování PIV.

Chyby se propisují do statisticky vyhodnocované nejistoty.

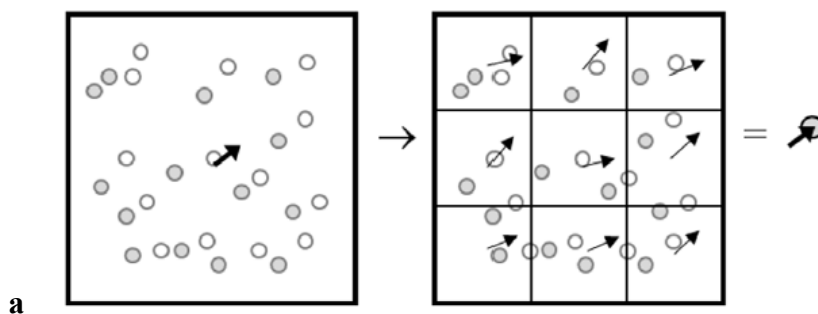
V metodě *uncertainty surface* se analyzují zaznamenané snímky z hlediska parametrů, které ovlivňují chybu. V současné době se zkoumají čtyři parametry: velikost obrazu částic, hustota částic, posunutí a smyk. Zpočátku je třeba otestovat algoritmus PIV se syntetickými snímky měnícími tyto parametry, tj. vytvořit plochu nejistoty pro konkrétní algoritmus a vybrané možnosti zpracování. Porovnáním s naměřenými parametry (velikost částic atd.) uvnitř každého vyhodnocovacího okna lze každému vektoru přiřadit míru nejistoty [67].

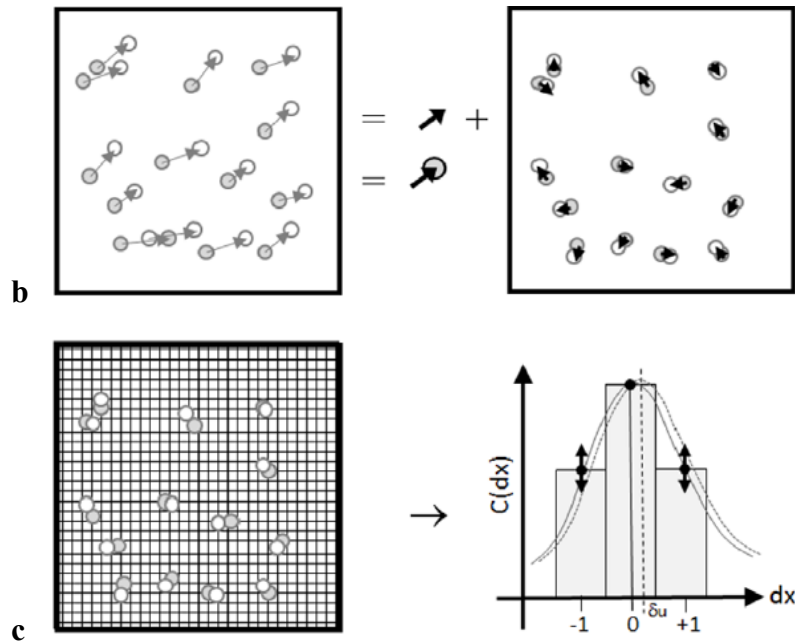
Metoda *peak ratio* předpokládá, že poměr mezi nejvyšším korelačním vrcholem a druhým nejvyšším korelačním vrcholem je dobrým měřítkem nejistoty. Byl odvozen empirický vztah mezi poměrem vrcholů a nejpravděpodobnější nejistotou posunu. Nevýhodou je, že pro všechny složky rychlosti je k dispozici pouze jedna hodnota nejistoty nebo jejich pásmo [67]. Xue a kol. [68] popsali kvantifikaci nejistoty měření PIV přímo z informací v rovině vzájemné korelace.

Metoda *correlation statistics* využívá informace všech pixelů, nejen částic ovlivňujících tvar a případnou asymetrii korelačního vrcholu, ze kterého je odvozena nejistota pro všechny složky rychlosti [67].

V metodě *particle disparity* se naměřené pole posunutí použije k zpětnému odvození druhého obrazu k překrytí s prvním. Poloha částic pro oba snímky se vypočítá v každém dotazovacím okně a zbytková disparita v poloze odpovídajících částic vede k odhadu nejistoty složek vektoru posunutí [67]. Nejprve se z prvního snímku odvodí druhý snímek pomocí vypočteného pole posunutí (*dewarping*), čímž se získají dva téměř dokonale shodné snímky. Rozdíly se analyzují s ohledem na vliv posunu vrcholu korelační funkce [67, 69].

Obecná koncepce je znázorněna na Obr. 3.10. Pro výpočet nejistoty jednoho vektoru uvnitř dotazovacího okna lze v zásadě rozdělit dotazovací okno na menší části Obr. 3.10a, kde každé dílčí okno odpovídá vektoru posunutí s vyšší úrovní šumu v důsledku menšího počtu pixelů a menšího počtu částic. Směrodatná odchylka těchto $n \times n$ vektorů vydělená $(n \times n)$ je tedy hrubým odhadem nejistoty vektoru vypočteného z celého dotazovacího okna za idealizovaných okolností bez odlehlých hodnot, bez gradientů proudění malého rozsahu atd. Metoda *particle disparity* jde do menších měřítek a analyzuje jednotlivé částice a jejich rozptyl v posuvech (Obr. 3.10b) a poskytuje lepší statistiku pro odhad nejistoty. Metoda *correlation statistics* ještě více přibližuje jednotlivé pixely a jejich kolísavé příspěvky k tvaru korelačního vrcholu, z něhož je odvozen odhad nejistoty (Obr. 3.10c) [69].





Obr. 3.10 Princip odhadu nejistot. Rozdělení do podoken (a), *particle disparity* (b), metoda *correlation statistics* (c) (převzato z Wieneke [69]).

Metoda korelační statistiky bere jako vstupní údaje dva obrazy, které mají být porovnány, a pole posunutí vypočtené metodou PIV. Nejprve se obraz 2 odvodí z obrazu 1 pomocí pole posunutí $s(x)$, tj.

$$I_2^* = I_1(x + s), \quad (3.3)$$

Pro standardní dvousnímkové PIV se dává přednost symetrickému dewarpingu obou snímků s $\pm s/2$ [69].

Předpokládá se, že algoritmus PIV konverguje natolik, že pro vypočtený posun s je korelační funkce

$$R_{II}(x) = \sum (I_1(x, y)I_2(x + s, y)) = \sum (I_1(x, y)I_2^*(x, y)) \quad (3.4)$$

v maximu s nulovým sklonem dR_{II}/ds . V malé vzdálenosti $\pm \Delta x$ od s by se tedy korelační funkce $R_{II+} = R_{II}(s + \Delta x)$ měla rovnat $R_{II-} = R_{II}(s - \Delta x)$

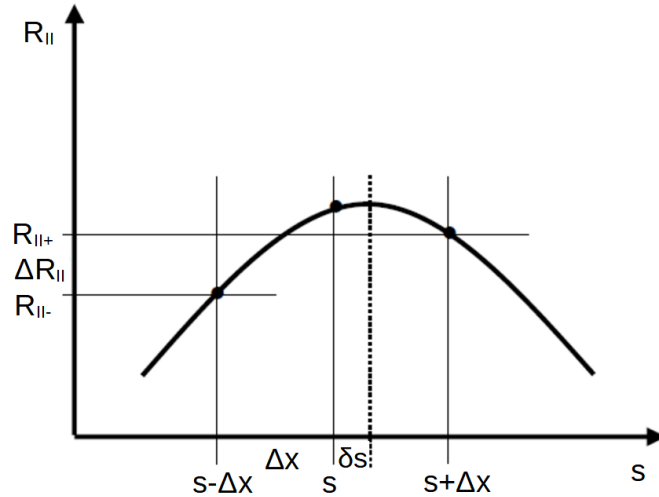
$$\begin{aligned} \Delta R_{II} = R_{II+} - R_{II-} &= \sum (I_1(x, y)I_2^*(x + \Delta x, y)) \\ &- \sum (I_1(x, y)I_2^*(x - \Delta x, y)) \cong 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Obvykle je Δx jeden pixel. Nenulové ΔR_{II} znamená, že algoritmus nebyl z nějakého důvodu schopen konvergovat, a s využitím tří bodů $R_{II,0} = R_{II}(s)$, R_{II-} a R_{II+} by bylo možné vypočítat vylepšené optimální posunutí $s + \delta s$, což by odpovídalo dalšímu iteračnímu kroku algoritmu PIV. Jak je znázorněno na Obr. 3.11, pro nenulové ΔR_{II} vede dosažení Gaussovy křivky přes tři body ke zbytkovému posunutí δs , které je dáno vztahem

$$\begin{aligned} \delta s &= \frac{\Delta x}{2} \frac{\log R_{II+} - \log R_{II-}}{2 \log R_{II,0} - \log R_{II+} - \log R_{II-}} = f(R_{II,0}, R_{II-}, R_{II+}) \\ &= f\left(R_{II,0}, R_{II\pm} - \frac{\Delta R_{II}}{2}, R_{II\pm} + \frac{\Delta R_{II}}{2}\right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

kde $R_{II\pm} = (R_{II+} + R_{II-})/2$. Rovnici (3.7) lze přepsat na

$$\Delta R_{II} = \sum R_{IIi} = \sum (I_1(x, y)I_2^*(x + \Delta x, y)) - \sum (I_1(x, y)I_2^*(x - \Delta x, y)). \quad (3.7)$$



Obř. 3.11 Korelační funkce R_{II} (převzato Wieneke [69]).

Z dané známé variability R_{II} lze odvodit odhad směrodatné odchylky $\sigma_{\Delta R}$, která se pak rovnicí (3.6) promítne do odhadu nejistoty pole posunutí. Obecně střední směrodatná odchylka $\sigma_{\Delta R}$ souvisí se součtem kovariance matice ΔR_{IIi}

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta R}^2 &\equiv \text{var} \left(\sum_{i=1}^N \Delta R_{IIi} \right) \equiv \text{var} \sum \left(\sum_{x,y=1}^n \Delta R_{IIxy} \right) \\ &= \sum_{i,j=1}^N \text{cov}(\Delta R_{IIi}, \Delta R_{IIj}) = \sum_{x_1,y_1,x_2,y_2=1}^n \text{cov}(\Delta R_{IIx_1,y_1}, \Delta R_{IIx_2,y_2}) \end{aligned} \quad (3.8)$$

s požadavkem, aby ΔR_{IIi} měly nulovou střední hodnotu. V případě úplné nezávislosti mezi ΔR_{IIi} a ΔR_{IIj} se tato rovnice redukuje na rovnici

$$\sigma_{\Delta R}^2 = N \sigma_{\Delta Ri}^2 = \sum \Delta R_{IIi}^2. \quad (3.9)$$

Nakonec lze pomocí rovnice (3.6) vypočítat odhad nejistoty pole posunutí jako [69]

$$u_{PIV} = f\left(R_{II,0}, R_{II\pm} - \frac{\sigma_{\Delta R}}{2}, R_{II\pm} + \frac{\sigma_{\Delta R}}{2}\right). \quad (3.10)$$

3.2 Laser-Induced Fluorescence

Metoda *Laser-Induced Fluorescence* (LIF; česky laserem indukovaná fluorescence) umožňuje bezkontaktní měření koncentrace nebo teploty v tekutinách. Využívá vlastnosti některých látek absorbovat světlo o určité vlnové délce, čímž dojde k přesunu elektronu do jiné

energetické hladiny. Po návratu molekuly do původního stavu je přebytečná energie vyzářena světelnou emisí o vlnové délce rozdílné od světla absorbovaného. Vyzářená měrná emise I ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) je popsána rovnicí

$$I = I_0 C \Phi \varepsilon, \quad (3.11)$$

kde I_0 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) je hustota zářivého toku, C ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) je koncentrace fluorescenčního barviva, Φ (1) je kvantová účinnost (tj. poměr celkové vyzářené energie a energie absorbované), která je vlastností použitého fluorescenčního barviva a ε ($\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$) je součinitel absorpce. U většiny organických barviv je kvantová účinnost závislá na teplotě. Změna intenzity fluorescence je obvykle malá, obvykle menší než zlomek procenta na kelvin. Citlivost některých sloučenin, jako je Rhodamin B, však může dosahovat až 2 % K^{-1} . Naproti tomu absorpční koeficient ε nemá významnou závislost na teplotě a je zde menší než 0,05 % K^{-1} . Proto je možné měřit teplotu roztoku, je-li možné udržet konstantní tok dopadajícího světla I_0 a koncentraci C [69].

Základní uspořádání metody LIF je velmi podobné uspořádání PIV. Metoda využívá zdroj koherentního světla (laser) k prosvětlení měřené roviny a techniku pro záznam a zpracování. Z důvodu podobných požadavků na příslušenství je u některých systémů (např. systém společnosti LaVision GmbH, SRN) používání LIF otázkou zajištění softwarového rozšíření, vhodných fluorescenčních barviv a příslušných optických filtrů.

3.2.1 Metody jednoho a dvou barviv

I_0 je ovlivněno různými aspekty, včetně konvergence a divergence světelného řezu a refrakce světla procházejícího tepelným polem, ale především fluktuací světelného výkonu. Jednobarevná metoda LIF (1B) nedokáže sama o sobě dostatečně korigovat toto kolísání. Aby se tomuto problému předešlo, je nutné zajistit prostředky pro měření místní, okamžité intenzity osvětlujícího světla. Toho lze dosáhnout jednak zařazením monitoru energie do dráhy svazku a jednak přidáním druhého fluorescenčního barviva s kvantovou účinností, která není citlivá na teplotu. To vede k použití směsi dvou fluorescenčních barviv, jejichž kvantová účinnost se liší. Tento přístup se nazývá metoda dvou barviv (2B). Kromě toho by tato dvě barviva měla mít různá emisní spektra, aby bylo možné vyzářované světlo opticky oddělit. Pokud lze obě emisní spektra dokonale oddělit, pak lze jednotlivé intenzity měřit dvěma různými kamerami, jejichž napěťové výstupy jsou V^{α} a V^{β} . Jejich poměr

$$\frac{V^{\alpha}}{V^{\beta}} = \frac{I_A}{I_B} = \frac{C_A \Phi_A \varepsilon_A}{C_B \Phi_B \varepsilon_B} \quad (3.12)$$

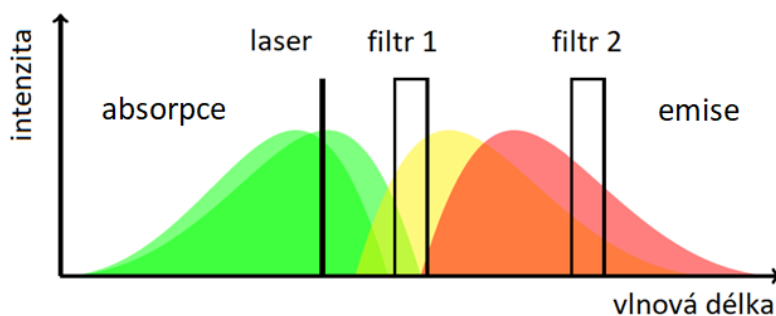
je nezávislý na I_0 zdroje [69].

3.2.2 Fluorescenční barviva

Dobrá citlivost na teplotu se dosáhne, když se teplotní závislost Φ_A a Φ_B výrazně liší. Protože $d\Phi/dT$ je pro většinu organických fluorescenčních barviv záporné, praktickým způsobem, jak splnit tuto podmínku, je zvolit jedno fluorescenční barvivo se silnou závislostí na

teplotě a jedno s malou nebo žádnou teplotní závislostí. Také emisní spektra by se měla lišit natolik, aby bylo možné oddělit emitované světlo optickými prostředky [69].

V technické praxi se pro měření ve vodě používá především dvojice barviv Rhodamin B a Rhodamin 110. Výhodou těchto barviv je, že je lze vybudit laserem s vlnovou délkou 532 nm, což je vlnová délka běžně používaná v laboratořích mechaniky tekutin pro vizualizaci proudění nebo PIV. Rhodamin B byl v minulosti poměrně často používán pro LIF a vykazuje klesající intenzitu fluorescence s rostoucí teplotou [69]. Je též dobře rozpustný ve vodě. Rhodamin 110 byl používán pro mnoho experimentů s použitím argon-iontových kontinuálních vlnových laserů s vlnovou délkou 488 nm. Absorpce při vlnové délce 532 nm je však nízká. Ve skutečnosti je vlnová délka 532 nm na okraji absorpčního spektra. Vzhledem k tomu, že absorpční spektrum Rhodaminu 110 je jen mírně závislé na teplotě, excitace na okraji absorpčního spektra ve skutečnosti poskytuje dodatečnou citlivost a může být pro dvoubarevnou techniku výhodná. Na rozdíl od jiných fluorescenčních barviv, jako je Fluorescein 27, nevykazuje Rhodamin 110 žádnou závislost na pH. Rhodamin 110 je navíc poměrně levný a je dobře rozpustný ve vodě. Absorpční a emisní spektrum Rhodaminu B a Rhodaminu 110 vybuzených Nd:YAG laserem o vlnové délce 532 nm je názorně uvedeno na Obr. 3.12. Obrázek ukazuje rozdílný rozsah emisních spekter těchto barviv (žlutá barva pro Rhodamin 110 a červená pro Rhodamin B), zatímco obě barviva absorbují zelené světlo. Je též vidět překrývání emisního a absorpčního spektra Rhodaminu 110, což může způsobit sekundární rozsah absorpce a emise. Tento efekt může ovlivnit teplotní citlivost kombinace barviv a vést k nelineární kalibrační křivce. Díky aplikaci filtrů jsou pak absorpční i emisní spektra obou barviv od sebe oddělena. Použití metody může být citlivé na širokou škálu sekundárních vlivů (koncentrace, teplota, tloušťka laserového řezu atd.), a proto musí být systém kalibrován na konkrétní podmínky na místě [70].



Obr. 3.12 Absorpční a emisní spektra Rhodaminu 110 a Rhodaminu B, schéma. Absorpce v zeleném pásmu, emise ve žlutém (Rhodamin 110) a v červeném (Rhodamin B) pásmu (převzato z [71]).

3.2.3 Koncentrace fluorescenčních barviv

Jak popsali například Rochlitz a Scholz [70], je získaná intenzita emitovaného spektra tím vyšší, čím je vyšší koncentrace barviv rozpuštěných ve vodě. V praxi je však volba koncentrace limitovaná mnoha aspekty, například:

- Tloušťkou měřené vrstvy kapaliny. Prostup světla roztokem se snižuje s rostoucí koncentrací. V měřené rovině je pak vysoký rozptyl intenzit. To je nutné korigovat při výpočtu teplotních polí, nebo je vhodné volit minimální koncentraci pro ještě dostatečný zisk signálu.
- Minimálním a maximálním výkonem laseru. Při doporučeném rozsahu energie laseru musí barvivo poskytovat dostatečně silný signál. Výrobce systému užitého při této práci doporučuje excitační energii od 40 do 240 mJ [71].
- Citlivostí digitální kamery. Kamera nesmí být přebuzená a zároveň musí být přijímaný signál nad úrovní šumu.

Doporučuje se koncentrace od 10 do 1000 $\mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$ s ohledem na výše zmíněné aspekty [71]. V Tab. 3.1 jsou uvedeny koncentrace použité v některých pracích.

Tab. 3.1 Koncentrace barviv pro metodu LIF volené v různých pracích.

| autor | náplň práce | metoda | koncentrace RhB ($\mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$) |
|----------------------------|--|--------|---|
| Amiri et al. [72] | měření tepelných výměníků | 1B | 10 |
| Zhang et al. [73] | efekt viskozity na intenzitu fluorescence | 1B | 10 ÷ 50 |
| Sakakibara and Adrian [69] | konvekce přes ohřivanou vodorovnou stěnu | 2B | 50 |
| Sakakibara et al. [74] | teplotně stratifikované proudění v potrubí | 1B | 100 ÷ 1000 |
| Pulec a kol. [75] | měření volné konvekce nad stěnou | 1B | 20 |

3.2.4 Nejistota LIF měření a zdroje chyb

Nejistota metody LIF je určována statisticky na základě přesnosti a preciznosti. Faktory, které celkovou nejistotu ovlivňují, jsou optický šum, nejistota zadávaných kalibračních hodnot nebo negativní optické vlivy v experimentálním prostoru, jako jsou bublinky nebo nečistoty, které během experimentu vnikají nebo se přemisťují [71].

Nejistoty měření lze rozdělit na **náhodné** (u_A) a **systematické** (u_B). Pro celkovou nejistotu potom platí [71]

$$u_{\text{LIF}} = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (3.13)$$

a) Náhodné nejistoty

Čtení z kamery a šum signálu

Složky čtení z kamery a šum signálu se vztahují na surové intenzity obrazu I , respektive I_A a I_B a zahrnují náhodné nejistoty vyplývající z převodu fotonů na digitální signál, konkrétně šum snímku a šum při čtení z kamery. Platí

$$\begin{aligned} u_1 &= \sqrt{u_{\text{čtení}}^2 + u_{\text{šum}}^2}, \\ u_{\text{šum}} &= \sqrt{k_f(I - I_{\text{offset}})}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Šum při čtení z kamery $u_{\text{čtení}}$, offset I_{offset} a konverzní faktor k_f jsou atributy zobrazovacího systému a musí být zadány jako uživatelské vstupy při výpočtu skalárních polí při generování kalibrační křivky z kalibračních snímků a také při zpracování experimentálních snímků. Šum při čtení z kamery je generován elektronikou kamery během čtení a jako takový jej nelze eliminovat; jeho vliv je však u moderních kamer poměrně nízký. Odhad šumu čtení lze získat ze směrodatné odchylky intenzity nezpracovaného (před odečtením offsetu) tmavého obrazu. Offset kamery lze zase odhadnout z průměrné intenzity surového tmavého obrazu. Šum fotonů naopak významně přispívá k náhodné nejistotě a pochází z diskrétní povahy přeměny fotonů na elektrické náboje na snímači kamery. Šum snímku lze zmírnit průměrováním v čase nebo prostoru na úkor sníženého časového/prostorového rozlišení [71].

Odečtení pozadí (background subtraction)

Složka odečtení pozadí zahrnuje statistickou nejistotu, kterou přispívá v průběhu kroku odečítání obrazu pozadí $I_2 = I_1 - I_{\text{poz}}$. Platí

$$u_2 = \sqrt{u_1^2 + u_{1,\text{poz}}^2}, \quad (3.15)$$

$$u_{1,\text{poz}} = \frac{\sigma_{s,\text{poz}}}{\sqrt{n}},$$

kde $\sigma_{s,\text{poz}}$ je střední směrodatná odchylka intenzity snímku pozadí vypočtená na n snímcích [71].

Filtrování a vyhlazování

Ke snížení šumu lze použít filtraci signálu LIF a tím snížit náhodnou nejistotu při výpočtech skalárního pole, ovšem za cenu snížení rozlišení měření. Lokální intenzita obrazu se pak vypočítá z vážených příspěvků (součet všech vah w je roven 1) jeho sousedů podle vzorce $I_3 = \Sigma(wI_3)_i$, stejně jako související náhodné nejistoty [71]

$$u_3 = \sqrt{\Sigma(wu_2)_i^2}. \quad (3.16)$$

Korekce plochého pole (flat field correction)

Příspěvek náhodné nejistoty korekce na ploché pole ($I_4 = I_3/I_F$) na kvantifikace signálu LIF je podobný jako u korekce pozadí, protože pochází ze statistické nejistoty, kterou přispívá ploché pole obrazu I_F [71]

$$u_4 = |I_4| \sqrt{\left(\frac{u_3}{I_3}\right)^2 + \left(\frac{u_F}{I_F}\right)^2}, \text{ kde} \quad (3.17)$$

$$u_F = \frac{\sigma_{s,F}}{\sqrt{n}}.$$

Korekce intenzity

Korekce intenzity vnáší do procesu jistou nejistotu. V případě dvoubarevné metody LIF se však v poměru intenzit ztrácí. K jejímu stanovení se používá monitor energie, který je obvykle volitelnou součástí experimentálního uspořádání.

Poměr intenzit (dvoubarevná metoda LIF)

Tato náhodná nejistota se řídí výpočtem $I_6 = I_{5,A}/I_{5,B}$ pro signály obou fluorescenčních barviv a je relevantní pouze pro metodu dvou barviv. Platí

$$u_5 = |I_5| \sqrt{\left(\frac{u_{4,A}}{I_{4,A}}\right)^2 + \left(\frac{u_{4,B}}{I_{4,B}}\right)^2} \quad (3.18)$$

b) Systematické nejistoty

Většina chyb pochází z chyb v experimentálním procesu. Tyto chyby lze odhalit a kvantifikovat pouze porovnáním s měřením jinou metodou se známou nejistotou (např. termočlánek). Odhad nejistot je přesný v případě, že kalibrace a experimentální metodika jsou správné [71].

4 Řešení

4.1 Návrh experimentu

Z hlediska návrhu a úprav experimentální trati a návrhu režimů byly provedeny některé experimentální kroky popsané v následujících podkapitolách. Na základě rešerše experimentů ostatních autorů [43-47, 52-54] a na základě zkušeností s dosavadním kanálem vyvstaly požadavky na úpravu kanálu. Některé byly prezentované v dřívějších publikacích [76, 77, 75].

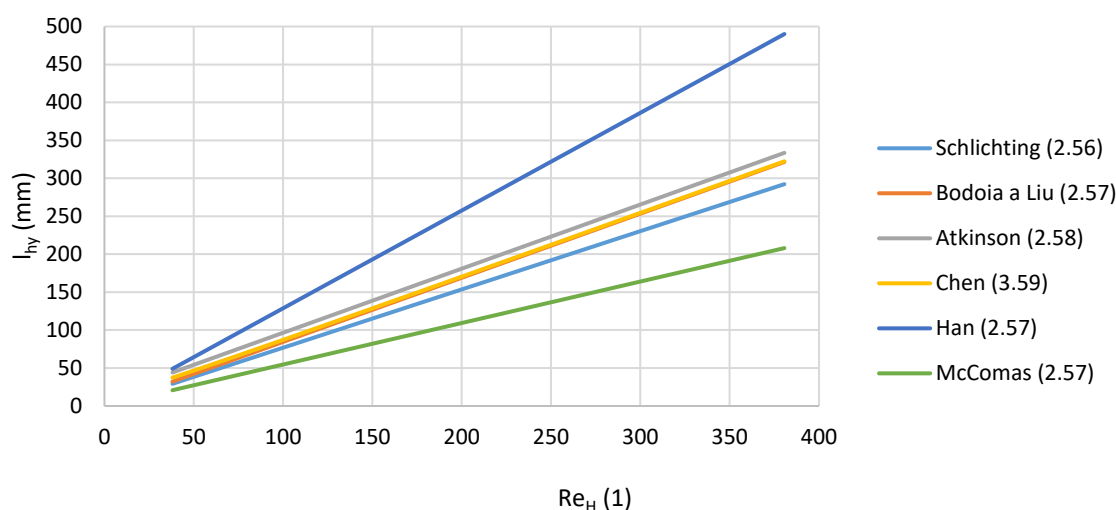
4.1.1 Základní požadavky na kanál

Zde jsou uvedeny základní požadavky na experimentální zařízení:

- Kompaktní rozměry limitované délkou optického stolu 1200 mm.
- Dostatečně dlouhý vstupní a koncový úsek pro plně rozvinutý laminární Poiseuilleův rychlostní profil na počátku ohřívaného úseku.
- Vnitřní plochy bez rušících hran mezi úseky a dostatečně hladké leštěné povrchy.
- Dostatečně velké nádrže před a za kanálem k dosažení přibližně konstantní teploty cirkulující vody a k omezení možných výkyvů průtoku způsobených čerpadlem.
- Průhledné boční a horní stěny kvůli optickému přístupu.
- Plynulá regulace průtoku a tepelného toku.
- Rovnoměrný tepelný tok u dna ohřívaného segmentu.
- Dostatečná tepelná vodivost spodní stěny pro maximalizaci přenosu tepla do proudící kapaliny.
- Eliminace obtížně měřitelných tepelných ztrát do konstrukce kanálu a okolí, dostatečná izolace vnější strany ohřívaného segmentu.
- Zamezení vedení tepla před a za vyhřívanou část.
- Nosný rám kanálu pravděpodobně z hliníkových profilů zajišťujících tuhost celého zařízení a umožňující jeho bezpečnou mobilitu.
- Jednoduchá údržba a čištění testovacího úseku.

4.1.2 Návrh vstupní délky kanálu

Podle vztahů uvedených v kapitole 2.6.2 byly stanoveny požadavky z hlediska vstupní délky Poiseuilleova laminárního rychlostního profilu. Graf na Obr. 4.1 znázorňuje stanovené rozměry l_{hy} v závislosti na Reynoldsově čísle dle rovnic (2.56) až (2.60). Hodnoty Reynoldsova čísla jsou vztaženy k teplotě 20 °C a normalizovány pro charakteristický rozměr $D_h = H = 0,0192$ m, viz kapitola 4.3. Koeficient l_{hy}^+ dle Hana [36] byl nalezen lineární interpolací nejbližších hodnot z Tab. 2.1. Z grafu vyplývá, že tato závislost je nestrmější. Pro $Re_H = 350$ dosahuje hodnota l_{hy} více jak dvojnásobku kritéria dle McComase [37]. Han i McComas popisují případ obdélníkového potrubí. Vstupní délka dle ostatních kritérií se vyskytuje v pásmu mezi těmito dvěma případy.



Obr. 4.1 Vstupní délka v závislosti na Re_H .

4.2 Přípravné experimenty a kalibrace

4.2.1 Kalibrace termočlánků

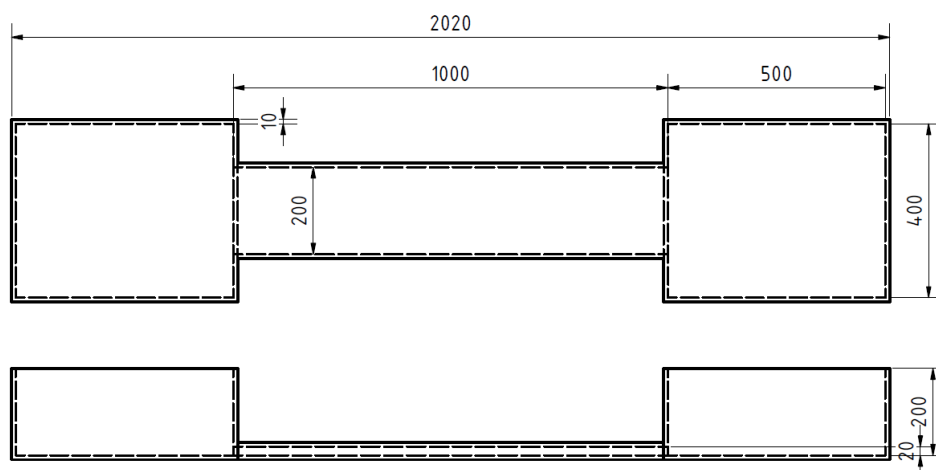
Dvanáct termočlánků typu K bylo kalibrováno pomocí kalibrační pícky AMETEK ATC-650 B (Obr. 4.2a) s pracovním rozsahem (23 ÷ 650) °C, garantovanou stabilitou 0,02 °C a nejistotou 0,11 °C. Kalibrováno bylo na dva body, 30 °C a 80 °C. Body byly zadány do stanice Dewetron DEWE-5000 (Obr. 4.2b), ta poté měří a zaznamenává teplotu přepočtenou dle kalibrační přímky.



Obr. 4.2 Kalibrační píčka AMETEK ATC-650 B (a), stanice Dewetron DEWE-5000 pro měření a záznam teploty (b).

4.2.2 Měření LIF v režimu jednoho barviva

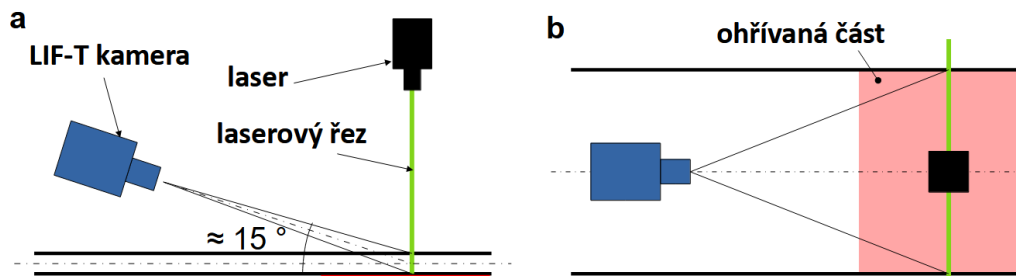
Předběžná měření metodou LIF v režimu jednoho barviva byla autorem publikována v článku [75]. Jednalo se o měření teplotních polí vody v průřezu širokého kanálu. Pro zjednodušení byl zkoumán pouze případ volné konvekce nad ohřívanou spodní stěnou. Na základě této práce byla ověřena nevýhoda jednobarevného uspořádání. Experiment byl proveden v nádrži, jejíž schéma je na Obr. 4.3 a která byla používána pro všechny následující experimenty týkající se proudění. Dvě postranní skleněné nádoby s vnitřními rozměry $(500 \times 400 \times 200)$ mm³ jsou propojeny 1000 mm dlouhým experimentálním kanálem o průřezu (200×20) mm². Tloušťka skleněných tabulí tvořících nádobu a propojovací kanál je 10 mm. Objem nádrže je 84 litrů.



Obr. 4.3 Schéma experimentálního kanálu se dvěma nádržemi.

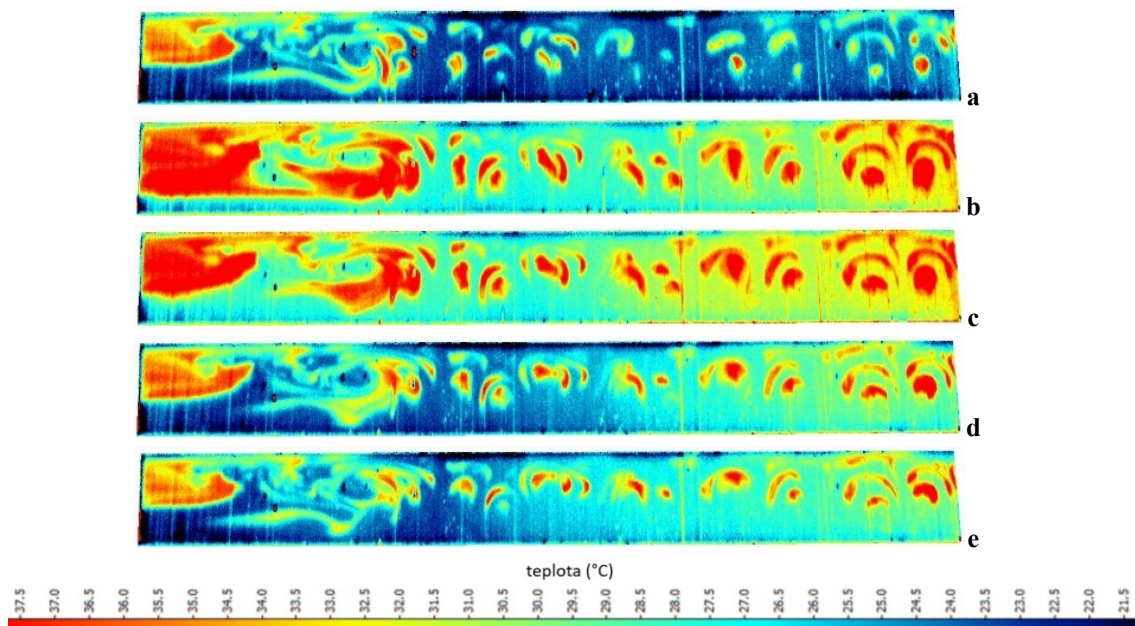
Obr. 4.4 znázorňuje experimentální prostor a uspořádání LIF zařízení. Na vnějším povrchu spodní stěny jsou umístěny tři 20W DC odporové topné fólie o rozměrech (200×100) mm²

orientované ve směru proudění na šířku a umístěné za sebou. Skleněnou stěnou o tloušťce 10 mm prochází konstantní tepelný tok 13,4 W. Laser je umístěn nad kanál tak, že v průřezu kanálu v prostoru nad vyhřívanou plochou vzniká svislý laserový řez. Kamera sCMOS je umístěna tak, aby snímala průřez s co nejmenším zkreslením. V této práci byla zkoumána jednoduchá případová studie přirozené konvekce, tj. s vypnutým oběhovým čerpadlem.



Obr. 4.4 Experimentální uspořádání LIF v režimu jednoho barviva. Boční pohled (a), pohled shora (b).

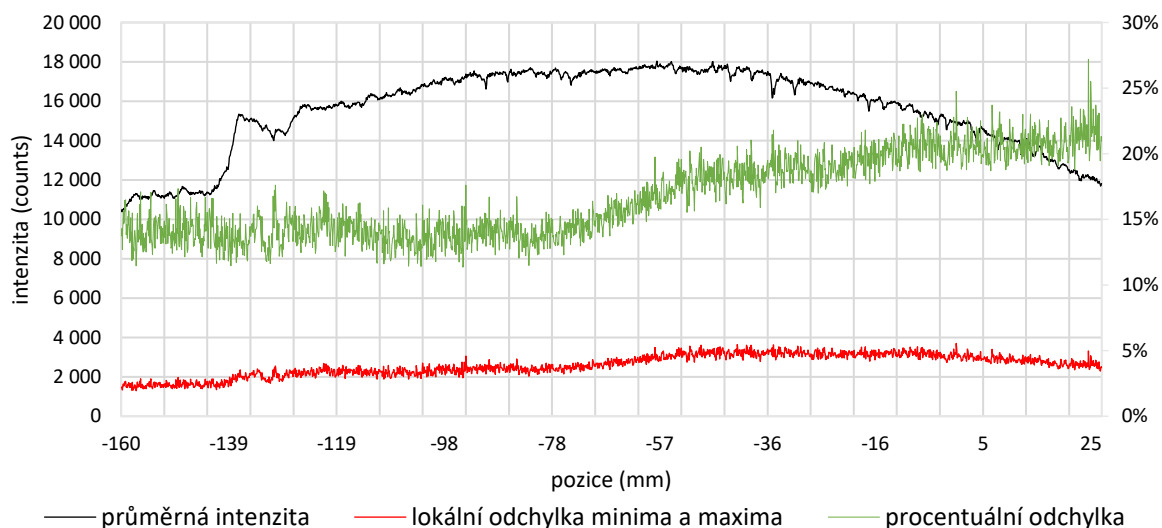
Obr. 4.5a-e zobrazuje získané snímky teplotních polí. Časový odstup mezi jednotlivými snímky je 0,2 s. Lze zde vidět náznaky Rayleighovy-Bénardovy konvekce, kdy ode dna postupně stoupá teplejší kapalina, a vznikají vírové struktury podobné houbám. Lze všimnout kolísání barevnosti snímků způsobené fluktuací energie laserového zdroje.



Obr. 4.5 Změna teplotních map v čase (krok 0,2 s), volná konvekce; jednobarevný režim LIF v příčném řezu kanálu.

Graf na Obr. 4.6 vykresluje průběh intenzity podél vodorovné osy průřezu kanálu. Horní černá křivka představuje průměrnou hodnotu intenzity v celé šířce kanálu. Průměrná intenzita byla vypočtena z úseku dat bez viditelných termokonvektivních struktur. Spodní červená křivka ukazuje rozptyl minimální a maximální intenzity v každém bodě. Z grafu vyplývá, že lokální odchylka intenzity (zelená křivka) dosahuje až 25 %. Průměrné hodnoty souvisejí s geometrií laserového řezu. Maximum intenzity světla bylo ve středu laserového

řezu, minimum pak po stranách kanálu. Tuto vlastnost lze korigovat pomocí softwarové korekce obrazu řezu. Korekce časové fluktuace vyžaduje buď monitor energie umístěný v dráze laseru, nebo dvoubarevný režim LIF. Stacionární procesy lze rovněž řešit pomocí časového průměrování.

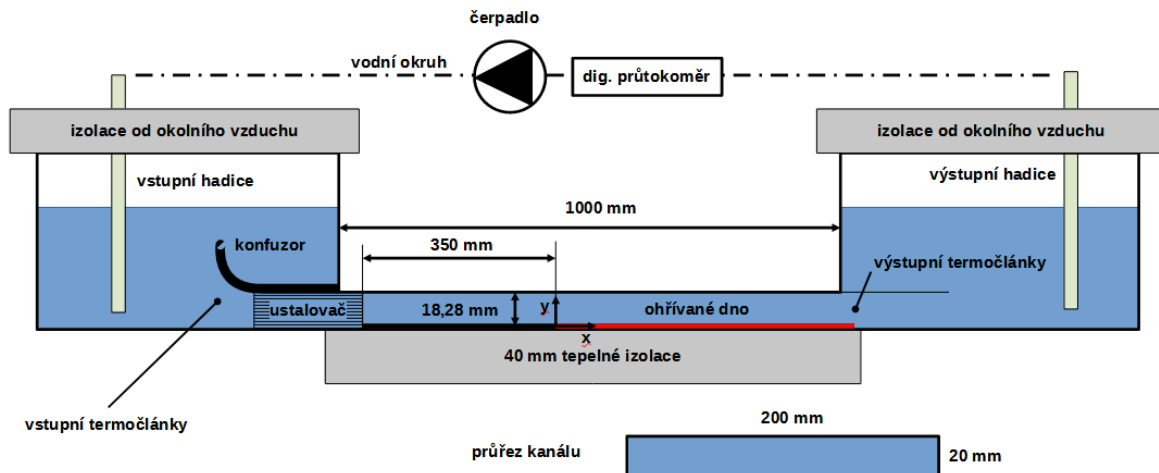


Obr. 4.6 Průběh intenzity ve vodorovné ose kanálu.

4.2.3 Testovací kombinované měření 2D PIV a LIF

V režimu smíšené konvekce bylo provedeno testovací měření, jehož uspořádání je podobné finálnímu uspořádání pro kombinované měření 2D PIV a LIF, které bude detailně rozebráno v kapitole 4.3. Tento přístup přináší řadu komplikací, zejména s ohledem na rozdílné požadavky na sílu signálu jednotlivých metod. Přesto je výhodou kombinace údajů o rychlosti a teplotě bez nutnosti opakovat měření za velmi podobných, ale nikdy ne zcela totožných podmínek.

Schéma na Obr. 4.7 ilustruje experimentální trať s cirkulačním okruhem. Vstup do kanálu je tvořen konfuzorem a voštinou složenou z tenkých trubiček. Ohřev dna je realizován vloženým černě lakovaným hliníkovým plechem, který je opatřen topnou fólií o rozměrech $(200 \times 384) \text{ mm}^2$. Výška kanálu nad topným plechem je 18,28 mm. Vstupní délka před topným dílem je 375 mm. Experimentální kanál je zespodu izolován deskou expandovaného polystyrenu EPS tloušťky 40 mm se součinitelem tepelné vodivosti $\lambda = 0,036 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pro maximalizaci vedení tepla směrem do kanálu. Hladina vody byla chráněna před okolním prostředím izolačními deskami z extrudovaného polystyrenu XPS, které rovněž zabraňovaly přenosu vibrací z čerpadla do experimentální nádrže.



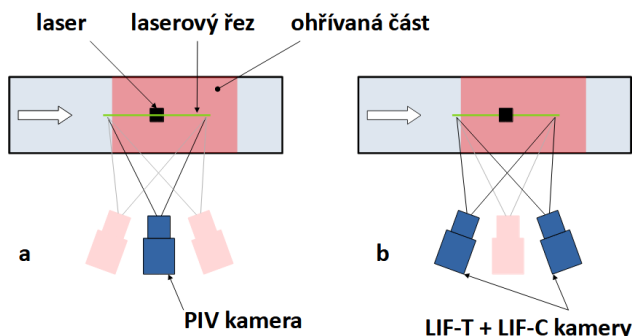
Obr. 4.7 Experimentální trať pro prvotní PIV a LIF měření.

Kanál byl hadicemi propojen s oběhovým membránovým čerpadlem s průtokem až $12 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (Obr. 4.8a) a průtokoměrem AHLBORN ALMEMO FVA645GV12QT5 s měřicím rozsahem $1 \div 12 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (Obr. 4.8b) s dataloggerem AHLBORN ALMEMO 2590-4AS (Obr. 4.8c). Vstup a výstup jsou vybaveny sadou termočlánků typu K pro měření teplotních podmínek vstupního a výstupního průtoku. Teploty byly zaznamenávány na dvanáctikanálový teploměr LUTRON BTM-4208SD (Obr. 4.8d). Průtok byl regulován napětím přiváděným na čerpadlo pomocí stejnosměrného zdroje OWON ODP3063 (Obr. 4.8e). Výkon na topné fólii byl regulován druhým kanálem na stejném zdroji.



Obr. 4.8 Membránové čerpadlo (a), elektronický průtokoměr Almemo (a), datalogger Almemo (c), dvanáctikanálový teploměr (d), laboratorní zdroj DC (e).

Obr. 4.9 zobrazuje uspořádání experimentu. Byly nastaveny tři kamery; jedna pro 2D signál PIV a dvě pro signál LIF (teplotně závislý signál LIF-T a teplotně nezávislý signál LIF-C). Kamery snímají rovinu osvětlenou laserovým řezem podél vodorovné osy kanálu. Levá strana snímané roviny je zarovnána se začátkem vyhřívajícího segmentu. Přiváděná hodnota hustoty tepelného toku byla postupně od 0 do $780 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ za konstantního průtoku $1,2 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$.



Obr. 4.9 Experimentální uspořádání testovacího měření 2D PIV a LIF. PIV kamera (a), LIF-T a LIF-C kamery (b).

Provedená měření ukázala, že experimentální metody lze použít ke zkoumání sekundárního proudění. Každá metoda má však svá omezení. PIV je problematické v případě stanovení velmi nízkých rychlostí, které se vyskytují v oblasti s nástupem sekundárního proudění. LIF je náchylné na změny optických parametrů v průběhu experimentu, například v podobě bublinek, které musí být během ohřevu z experimentálního kanálu průběžně vyháněny. Nutno též zmínit, že toto měření bylo provedeno v laboratoři ve staré budově s nedostatečnou vibrační izolací. Výsledky tohoto měření budou souhrnně prezentovány společně s výsledky hlavního experimentu v kapitole 5.1.

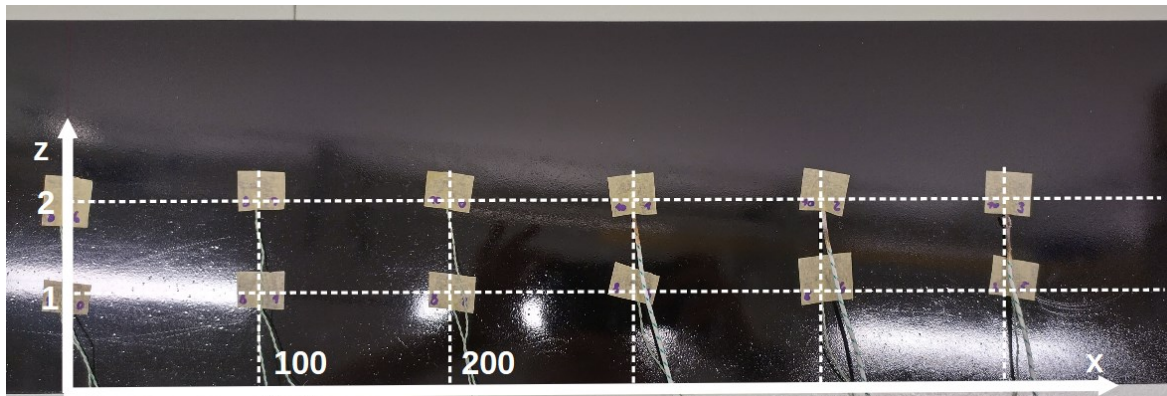
4.2.4 Měření distribuce teploty na stěně

Jedním ze základních požadavků je zajistit rovnoměrnost tepelného toku ze zdroje. Pro tyto účely bylo provedeno kontaktní měření teploty topného elementu, který byl použit pro hlavní část experimentů. Byl jím černě lakovaný hliníkový plech o rozměrech $(198 \times 1000) \text{ mm}^2$ opatřený pěti topnými nalepovacími fóliemi, viz Obr. 4.10. Celková tloušťka plechu i s fóliemi byla 0,8 mm. Maximální příkon každé z fólií byl 30 W při 24 V stejnosměrného proudu. Topná plocha má rozměry $(200 \times 705) \text{ mm}^2$.



Obr. 4.10 Topné fólie na spodní straně hliníkového plechu.

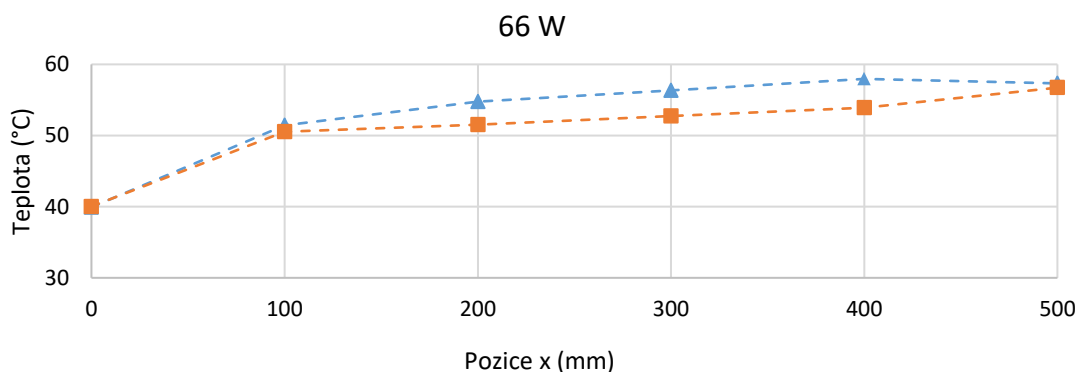
Topné fólie byly paralelně napojeny na zdroj stejnosměrného proudu. Dvakrát šest termočlánků typu K bylo nalepeno k pozicím $z = 50$ mm a $x = (0; 100; 200; 300; 400; 500)$ mm (pozice **1**), respektive $z = 100$ mm a $x = (0; 100; 200; 300; 400; 500)$ mm (pozice **2**) dle souřadného systému naznačeného na Obr. 4.11. Předpokládala se osově symetrická distribuce teploty. Teploty byly zaznamenány stanicí Dewetron DEWE-5000, viz Obr. 4.2a.

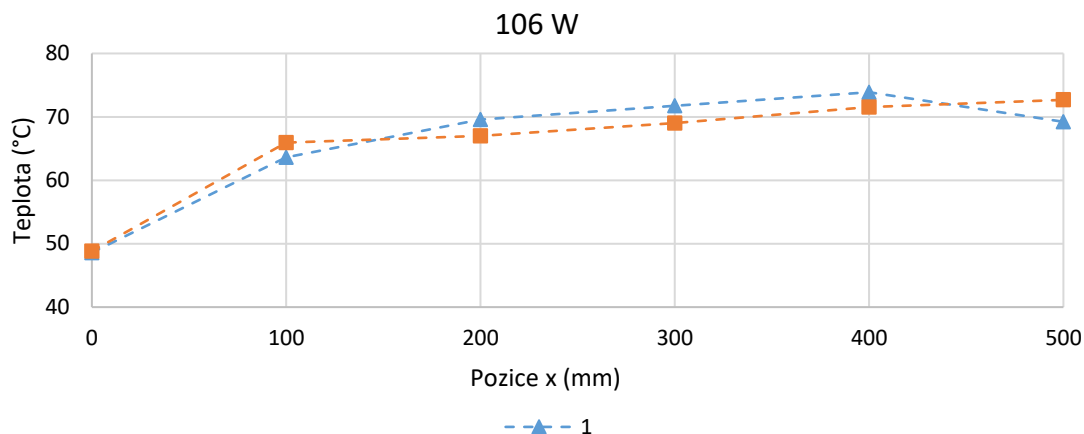


Obr. 4.11 Umístění termočlánků pro ověření distribuce teploty.

Měření proběhlo na vzduchu ve dvou režimech příkonu, 66 W a 106 W, respektive $470 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ a $750 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Odečítání teplot předcházelo přibližně 15minutové ustálení. Průběh teplot je vykreslen na

Obr. 4.12. Grafy sady termočlánků **1** i **2** ukazují náběh teploty mezi pozicemi 0 mm a 100 mm. Nutno dodat, že termočlánky byly umístěny právě v těchto pozicích. Vzhledem trendům mezi pozicemi 100 mm a 500 mm lze předpokládat reálně ostřejší náběh. Oba režimy rovněž ukazují, že rozdíl teplot sady **1** i **2** je v obou režimech na počátku minimální (přibližně $0,2 \text{ } ^\circ\text{C}$), poté se hodnoty rozbíhají až o $3 \text{ } ^\circ\text{C}$ při maximální nejistotě měření $\pm 0,44 \text{ } ^\circ\text{C}$. To může být způsobeno vlnou konvekce vzduchu nad plechem či vedením tepla plechem. V podélném směru teploty mírně narůstají, ale drží se lineárního trendu. Topný díl lze označit za vhodný.

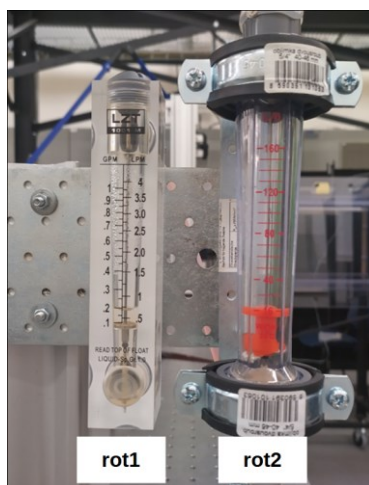




Obr. 4.12 Průběh teplot pro výkonnostní režimy 66 W a 106 W.

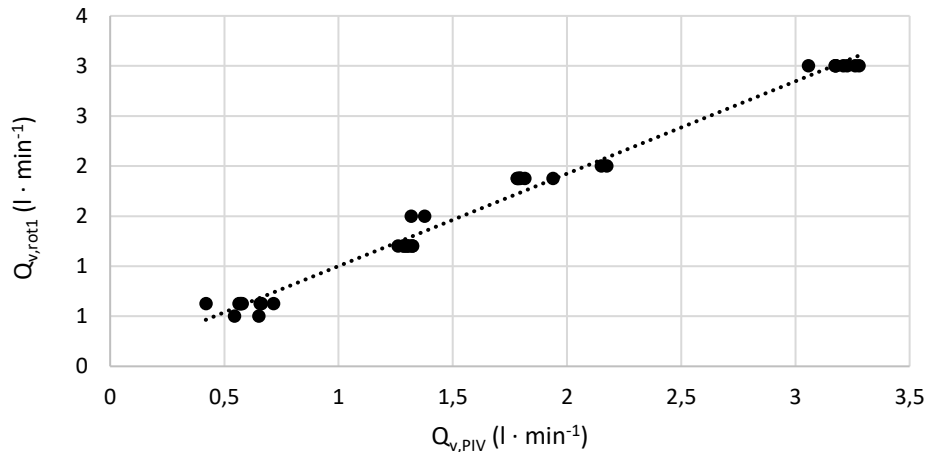
4.2.5 Kalibrace průtokoměrů

Dva plovákové průtokoměry s měřicím rozsahem $0,5 \div 4 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (zn. Waterfilter 1 GPM s přesností $\pm 4 \%$) a $0,27 \div 2,67 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (zn. Waterfilter PVC inline 16-160 l/h s přesností $\pm 4 \%$) (Obr. 4.13) a společně s elektronickým průtokoměrem AHLBORN ALMEMO FVA645GV12QT5 s měřicím rozsahem $1 \div 12 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (Obr. 4.8b) a dataloggerem AHLBORN ALMEMO 2590-4AS (Obr. 4.8c) byly v cirkulačním okruhu zapojeny do série.



Obr. 4.13 Plovákové průtokoměry.

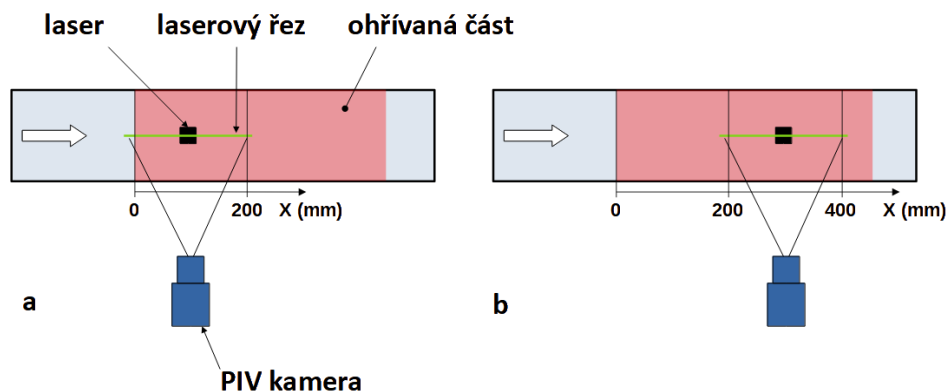
Vícero průtokoměrů bylo původně použito z důvodu jejich rozdílných rozsahů a přesnosti. Během prvních měření však byla detekována odchylka mezi měřenými hodnotami. Jako vhodnější průtokoměr z hlediska rozsahu a rozdílu vůči PIV měření byl zvolen rotametr **rot1**, jehož měřené hodnoty byly normalizovány pomocí PIV měření z experimentu popsaného níže v kapitole 4.3.2. Kalibrační křivku ukazuje graf na Obr. 4.14. Hodnoty byly proloženy lineárním trendem $Q_{V,PIV} = 0,9229 \cdot Q_{V,rot1} + 0,0783$. Dále bude pracováno s dopočtenými hodnotami $Q_{V,PIV}$.



Obr. 4.14 Kalibrace průtokoměru rot1.

4.2.6 Ověření rozvinutosti rychlostního profilu pomocí PIV

Před hlavním měřením bylo provedeno ověření Poiseuilleova rychlostního profilu metodou PIV. Na Obr. 4.15 je popsáno uspořádání experimentu. Do centrální svislé roviny kanálu byl nastaven laserový řez tloušťky 1 mm. PIV kamera pro 2D PIV byla nastavena tak, aby zabírala více než 200 mm úsek proudění. Na obrázku je červenou barvou zvýrazněna ohřívaná oblast. Topný element byl vypnut. Obr. 4.15a zobrazuje pozici $x = 0$. Posunutím tunelu na optickém stole bylo docíleno nastavení PIV do pozice $x = 200$ mm, viz Obr. 4.15b. Proud byl nasycen dutými skleněnými kuličkami o průměru $10 \mu\text{m}$. Udávaná hustota je $1100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, což ve spojení s průměrem představuje dobrou unášivost ve vodě.



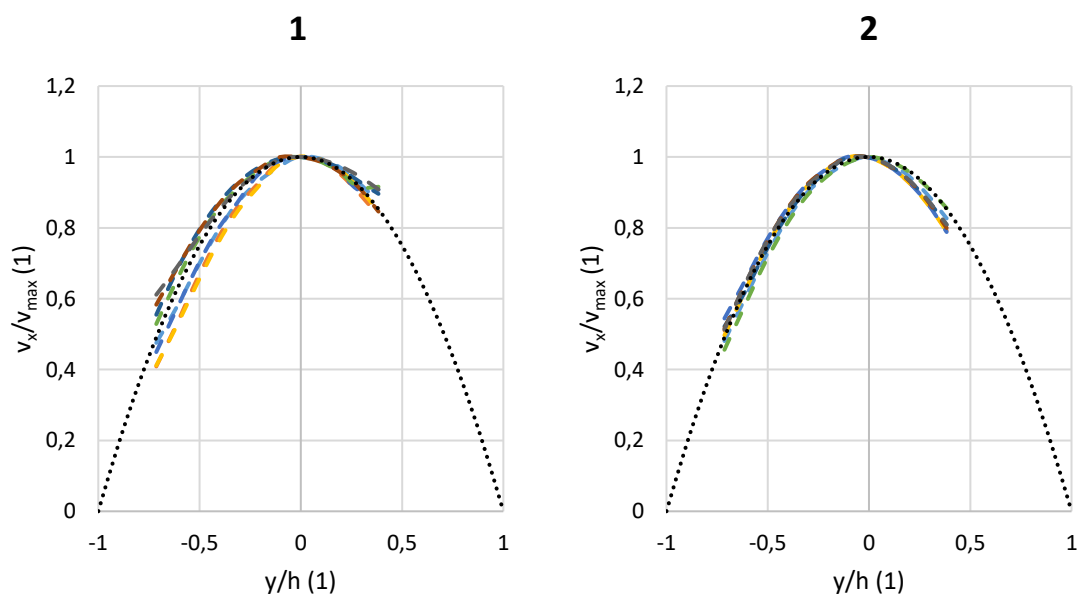
Obr. 4.15 Experimentální uspořádání pro měření rychlostního profilu, pohled shora. Pozice $x = 0$ (a), pozice $x = 200$ mm (b).

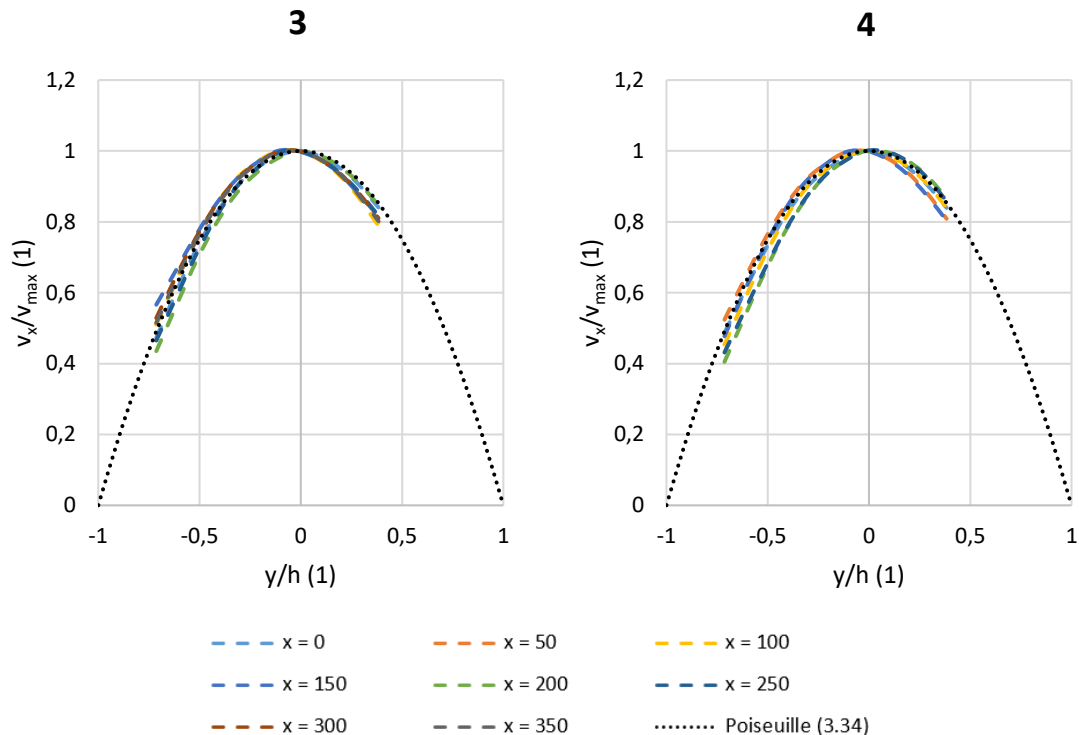
Měření proběhlo za podmínek shrnutých v Tab. 4.1. Vzniklo osm datových sad pro čtyři různé průtoky (čísla 1 až 4). Označení a a b se shoduje s Obr. 4.15 a byla tak zpracována oblast 400 mm od počátku topného úseku. Průtok \dot{Q}_v , respektive střední rychlost \bar{v}_x byla stanovena z PIV dat.

Tab. 4.1 Režimy měření při ověřování rychlostního profilu.

| označení | T (°C) | \dot{Q}_v (l · min ⁻¹) | \bar{v}_x (mm · s ⁻¹) | Re (1) |
|----------|--------------|--------------------------------------|-------------------------------------|---------------|
| 1a | 22,3 ± 0,13 | 0,54 ± 0,009 | 2,35 ± 0,039 | 44,54 ± 1,53 |
| 1b | 22,18 ± 0,13 | 0,65 ± 0,014 | 2,82 ± 0,061 | 44,43 ± 1,99 |
| 2a | 22,1 ± 0,14 | 1,32 ± 0,014 | 5,72 ± 0,062 | 131,79 ± 3,41 |
| 2b | 22,1 ± 0,14 | 1,38 ± 0,021 | 5,97 ± 0,094 | 131,79 ± 3,81 |
| 3a | 22,04 ± 0,13 | 2,17 ± 0,0024 | 9,44 ± 0,107 | 175,60 ± 5,65 |
| 3b | 22,04 ± 0,13 | 2,15 ± 0,0024 | 9,33 ± 0,105 | 175,60 ± 5,59 |
| 4a | 22,02 ± 0,13 | 3,28 ± 0,033 | 14,28 ± 0,143 | 266,33 ± 8,39 |
| 4b | 22,02 ± 0,13 | 3,26 ± 0,034 | 14,16 ± 0,147 | 266,33 ± 8,38 |

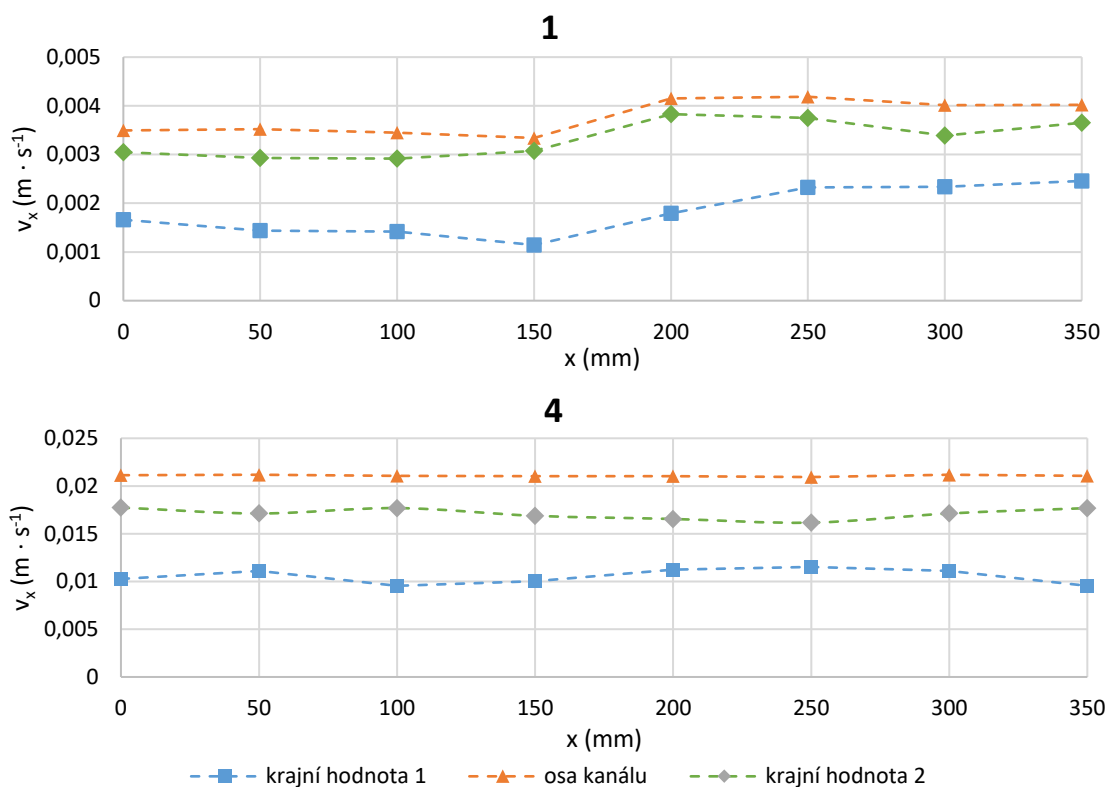
Surové PIV záznamy byly zpracovány prostřednictvím softwaru DaVis 10.2. Velikost vyhodnocovacího okna byla 12 pixelů a kalibrační přepočít 12,53 px · mm⁻¹. Proudové pole bylo vyexportováno do textových souborů, které byly v prostředí MATLAB reorganizovány do požadovaného formátu. Rozvoj rychlostních profilů s krokem 50 mm byl vykreslen pro režimy 1 až 4 v bezrozměrných souřadnicích, viz Obr. 4.16. Měření PIV je limitováno odlesky na stěnách a rozhraních kanálu. V důsledku toho jsou prezentovány hodnoty v rozsahu přibližně $y/h = (-0,7 \div 0,4)$, tj. 55 % profilu.





Obr. 4.16 Rozvoj rychlostních profilů pro režimy 1 až 4.

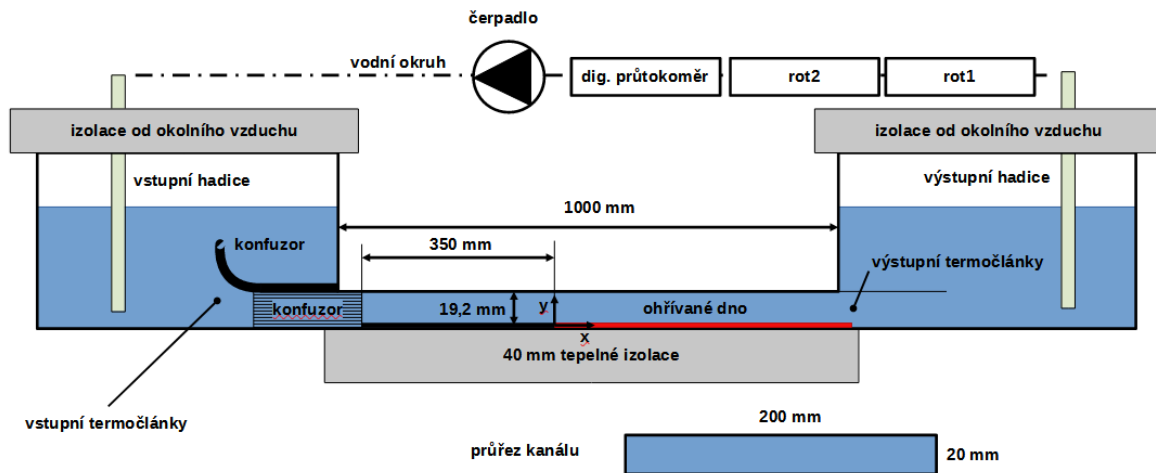
Grafy režimů 2-4 jsou v dobré shodě s ideálním tvarem rychlostního profilu. Profily po proudu mění svůj tvar jen mírně. Největší odchylka od ideálního profilu je v řádu nižších jednotek procent. Profil 1 má odchylku v krajním bodě 13 %. Je nutné zmínit, že u režimů 2-4 se nejistota PIV měření v celém profilu pohybovala kolem 0,3 % z naměřených hodnot. Režim 1 měl nejistotu 0,3 % v centrální oblasti profilu, ale směrem ke stěnám nejistota narůstala až k 5 %, což je dáno příliš nízkým posunutí trasovacích částic i přes maximální nastavenou hodnotu zpoždění laserového pulzu. Zároveň, z teorie popsané v kapitole 2.6 je známo, že proudění o vyšším průtoku vyžaduje vyšší vstupní délku kanálu. Proto je zřejmě zvýšený rozptyl hodnot částečně důsledkem fluktuace průtoku a částečně důsledkem nejistoty měření. Čerpadlo nastavené na vyšší výkony dodává stabilnější tok. To lze doložit grafy na Obr. 4.17. Grafy znázorňují průběh absolutních hodnot axiálních složek rychlosti s podélnou souřadnicí x . V grafech jsou vykresleny průběhy rychlosti přibližně v ose kanálu a v krajních naměřených pozicích y . Graf režimu 1 zobrazuje vyšší kolísání rychlosti než u režimu 4. Na základě grafů lze konstatovat, že vstupní délka kanálu byla v kapitole 4.1.2 navržena jako dostatečná, protože tvar rychlostního profilu kopíruje Poiseuilleův profil z rovnice (2.55) i pro nejvyšší měřený průtok režimu 4, tj. $Re = 266$, a výrazně po proudu svůj tvar již nemění.



Obr. 4.17 Průběh axiální složek rychlosti v režimech 1 a 4 získaných pomocí PIV.

4.3 Uspořádání hlavního experimentu

Hlavní experimenty byly provedeny v nádrži. Její výkres je na Obr. 4.3. Experimentální trať se skládá z nádrže a zařízení pro vodní oběh, viz Obr. 4.18. Na vstupu do kanálu je umístěn konfuzor s laminarizačním sítím tvořeným malými kruhovými kanálky. Ohřev dna je realizován vloženým černě lakovaným hliníkovým plechem s topnými fóliemi na spodní straně v celkovém rozměru topné plochy (200×705) mm², viz Obr. 4.10. Pět pruhů topných fólií, každý příkonu až 30 W, bylo zapojeno paralelně na zdroj stejnosměrného proudu. Výška kanálu je snížena o tloušťku topného dílu, tj. na 19,2 mm. Experimentální kanál je zespodu izolován 40mm deskou expandovaného polystyrenu EPS se součinitelem tepelné vodivosti $\lambda = 0,036 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

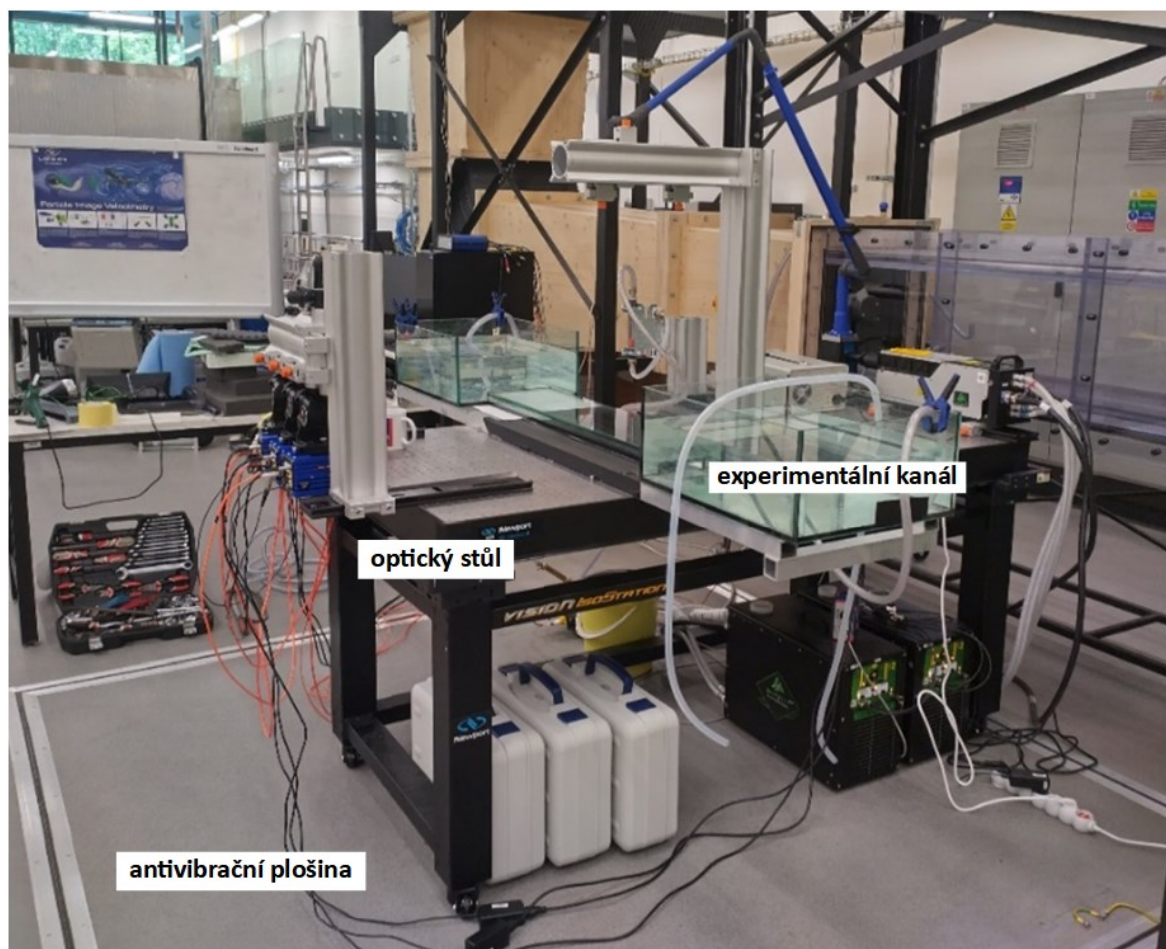


Obr. 4.18 Schéma experimentálního uspořádání.

Vstupní délka byla dle Obr. 4.1 zvolena na základě nejpřísnějšího kritéria podle Hana [36] zvolena 350 mm pro Re_H až 270. Oproti tomu, dle McComasova kritéria [37] se na této vzdálenosti plně rozvine laminární proudění při až $Re_H = 640$.

Nádrž naplněna přibližně ze dvou třetin čistou vodou z vodovodního řadu temperovanou na teplotu okolního prostředí byla napojena na cirkulační membránové čerpadlo (Obr. 4.8a) a sadu průtokoměrů pomocí hadic. Byly použity dva plováčkové průtokoměry s měřicím rozsahem $0,5 \div 4 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ a $0,27 \div 2,67 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (Obr. 4.13) a původní digitální sonda AHLBORN ALMEMO FVA645GV12QT5 s rozsahem $1 \div 12 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ (Obr. 4.8b) napojená na datalogger AHLBORN ALMEMO 2590-4AS (Obr. 4.8c). Průtokoměry byly zapojeny do série. Vstupní i výstupní oblast centrálního kanálu byla opatřena třemi termočlánky typu K pro měření teplotních podmínek. K záznamu byla použita stanice Dewetron DEWE-5000 (Obr. 4.2b). Průtok byl regulován elektrickým napětím pomocí laboratorního zdroje stejnosměrného proudu OWON ODP3063 (Obr. 4.8e) a kontrolován okamžitě sadou průtokoměrů. Výkon topných fólií byl regulován druhým kanálem stejného zdroje.

Celý experiment byl postaven na optickém stole PIV systému, který byl umístěn na antivibrační plošině laboratoře, viz Obr. 4.19.



Obr. 4.19 Celkový pohled na měřicí stanoviště během stavby experimentu.

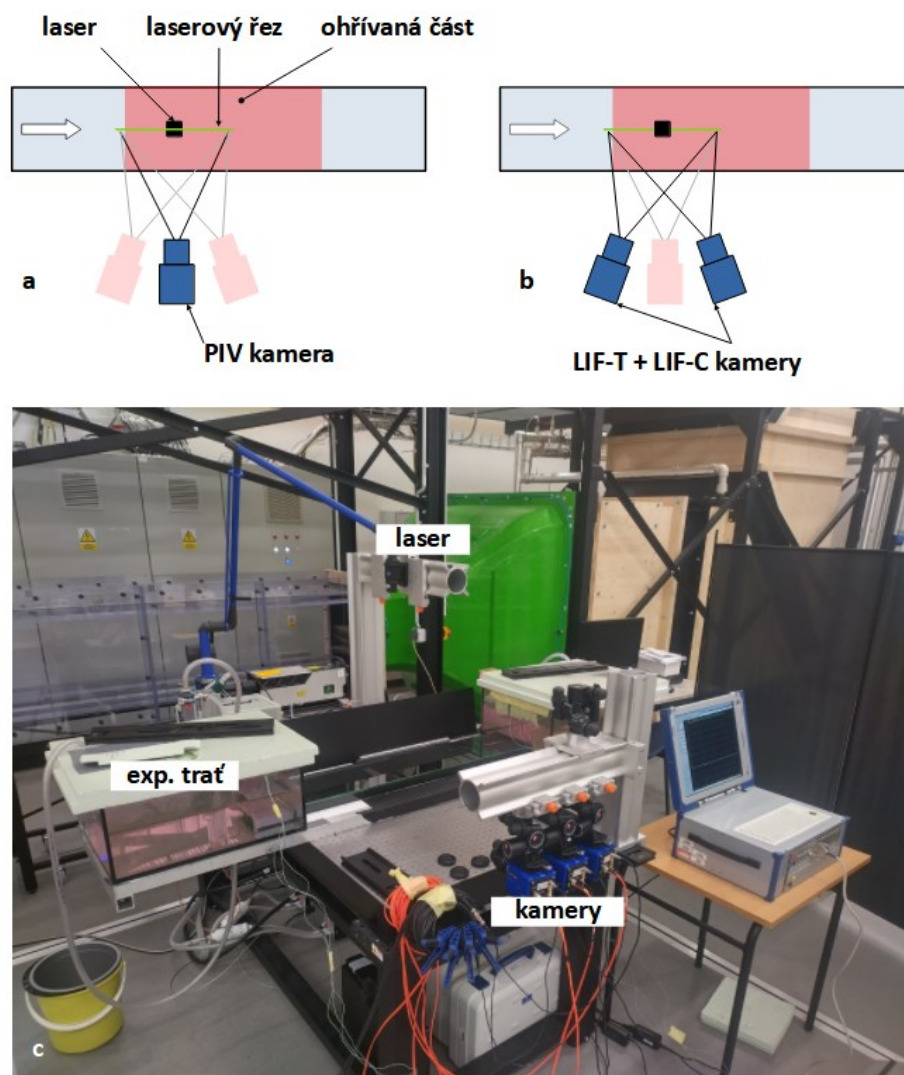
4.3.1 PIV a LIF hardware a software

Pro PIV a LIF měření byla využita následující technika a software:

- systém FlowMaster od společnosti LaVision pro 2D, stereo-PIV i LIF,
- 3× kamera LaVision Imager sCMOS CLHS, 5,5 MPx pro záznam jednotlivými expo-
zicemi, rozlišení 2560×2160 pixelů, 16 bit, minimální časový odstup dvojsnímků
120 ns, expoziční čas 15 μ s až 100 ms, spektrální rozsah 370 nm až 1100 nm, velikost
pixelu 6,5 μ m, maximální snímkovací frekvence 50 Hz,
- 2× Scheimpflugův adapter manuální, maximální úhel 20°
- Nd:YAG dvoudutinový laser Quantel EverGreen HP, 340 mJ na pulz, vlnová délka
532 nm, maximální opakovací frekvence 15 Hz, trvání pulzu do 10 ns, laser třídy 4,
- optické rameno 1,8 m s příslušnou optikou pro laserový řez,
- programovatelná časovací jednotka PTU X,
- 1× PC pro záznam a vyhodnocování, 1× nezávislý PC pro vyhodnocování, Windows
10, software DaVis 10.2,
- 2D PIV a stereo-PIV modul pro záznam i analýzu dat.

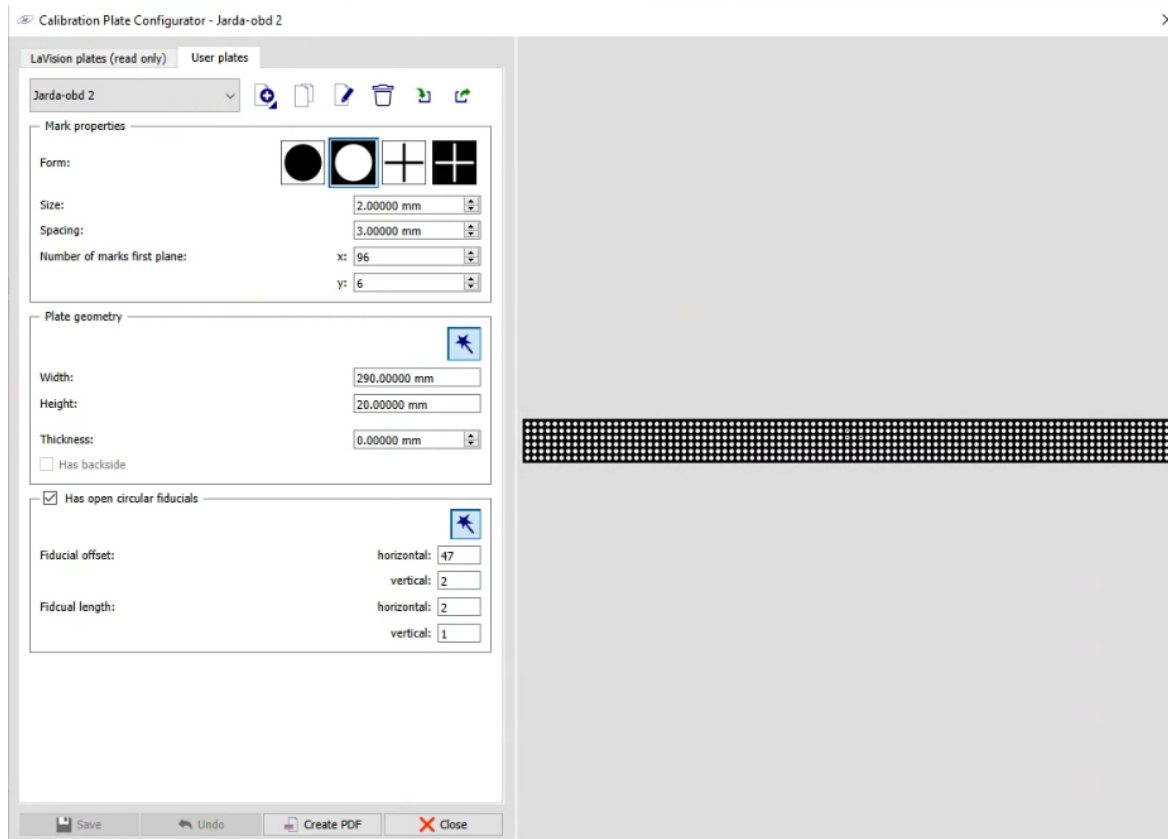
4.3.2 Kombinované měření 2D PIV a LIF

Hlavní měření bylo prováděno metodami PIV a LIF ve třech uspořádáních systémem La-Vision. První, **uspořádání A**, cílilo na 2D PIV a dvoubarevné LIF měření v centrální svislé rovině kanálu, jak je znázorněno na Obr. 4.20. Duální laser vytvářel s opakovací frekvencí 15 Hz dvojpulzy s požadovaným zpožděním 19 859 μs a energií 5 mJ a 52 mJ. Válcová čočka formovala laserový řez o tloušťce přibližně 1 mm. Tři kamery s 50mm a f/1,4D objektivy byly umístěny pro záznam experimentálního objemu skrz boční stěnu kanálu. Prostřední kamera určená pro PIV signál byla opatřena band-pass filtrem s parametry 532 nm CWL a 10 nm FWHM. Dvě krajní kamery určené pro záznam teplotně závislého LIF-T signálu a teplotně nezávislého LIF-C signálu byly osazeny sadou filtrů 550 nm CWL, 20 nm FWHM a 600 nm CWL, 20 nm FWHM. Kamery byly nasměrovány na oblast 200 mm za počáteční linií topné oblasti. V objemu byly rozptýleny PIV trasovací částice ve formě dutých skleněných kuliček s průměrem přibližně 10 μm . Zároveň byla ve vodě rozpuštěna fluorescenční barviva Rhodamin B (LIF-T) a Rhodamin 110 (LIF-C) v koncentraci 300, resp. 150 $\mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$.



Obr. 4.20 Umístění kamer pro svislé PIV+LIF měření (uspořádání A). PIV kamera (a), LIF kamery (b), celkový pohled na experiment (c).

K prostorové kalibraci byl 2D kalibrační terč vytvořený speciálně pro experiment v generátoru softwaru DaVis 10.2. Rozměry terče byly (290×20) mm², velikost značek 2 mm při rozteči 3 mm. Dialogové okno generátoru je na Obr. 4.21. Terč byl po tisku na laserové tiskárně zastřižen na požadovanou výšku, nalepen podélně na L-profil a nastaven do prostoru měření na laserový řez, kde byla následně provedena kalibrace všech tří kamer.



Obr. 4.21 Generátor kalibračních terčů.

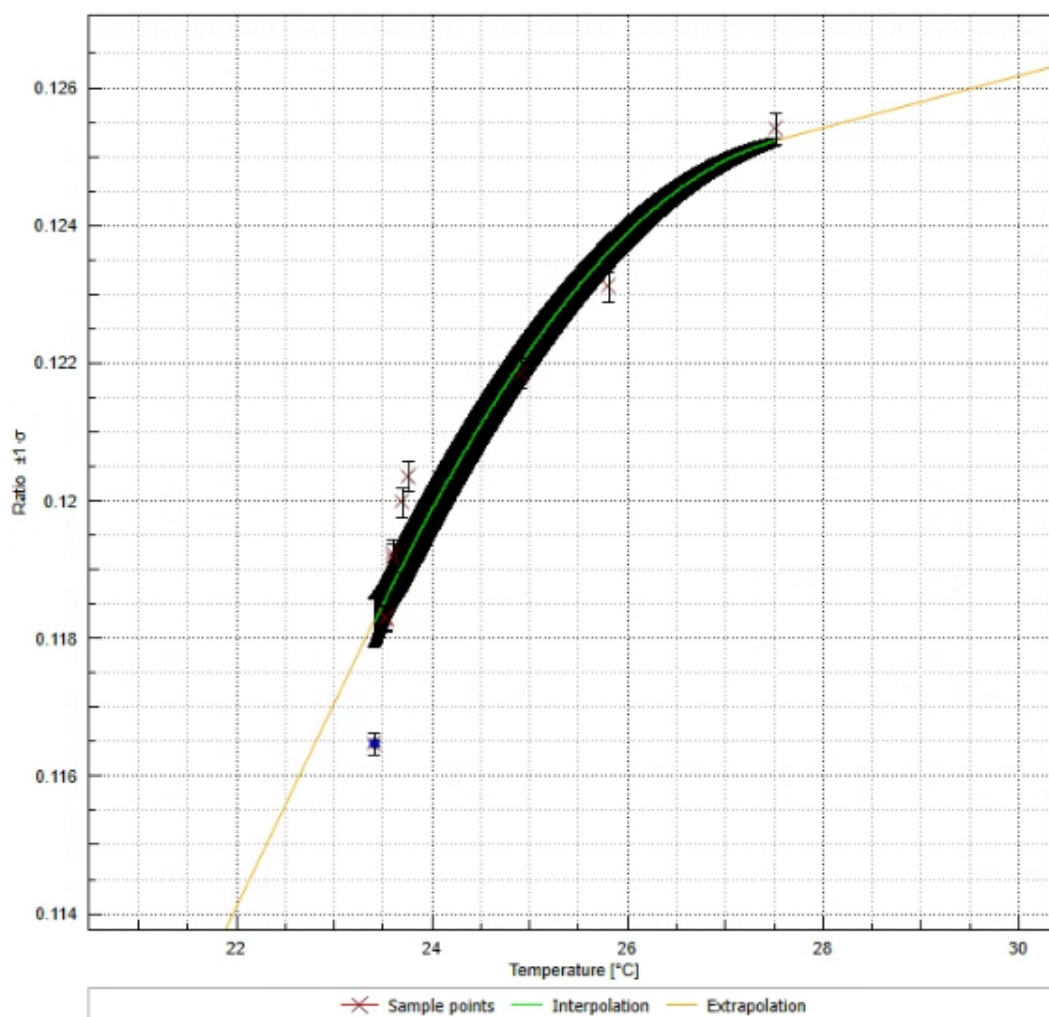
Kalibrace teploty byla provedena postupně před, během a po experimentu pro získání hodnot teploty v celém rozsahu měření, protože během samotného experimentu se teplota v nádrži postupně ohřívala. Ostatní hodnoty teplot nad úroveň posledního měření byly získány dalším ohřevem vody v nádrži. Ke každému získanému poměru intenzit signálů v kalibrovaném obdélníku byla přiřazena teplota získaná ze třech vstupních termočlánků. Nejistota naměřené teploty vstupuje do procesu určení nejistoty měření LIF a byla stanovena jako kombinace statistické nejistoty a přesnosti kalibrační pece. Kalibrační hodnoty jsou v Tab. 4.2.

Tab. 4.2 Tabulka kalibrace LIF měření *A*.

| poměr intenzit I_A/I_B | teplota \pm nejistota [°C] | |
|--------------------------|------------------------------|------|
| 0,116 | 23,42 | 0,12 |
| 0,118 | 23,54 | 0,12 |
| 0,118 | 23,54 | 0,12 |
| 0,119 | 23,6 | 0,12 |
| 0,119 | 23,6 | 0,12 |

| poměr intenzit I_A/I_B | teplota \pm nejistota [$^{\circ}\text{C}$] | |
|--------------------------|--|------|
| 0,120 | 23,7 | 0,12 |
| 0,120 | 23,77 | 0,12 |
| 0,122 | 24,91 | 0,13 |
| 0,123 | 25,82 | 0,13 |
| 0,125 | 27,53 | 0,13 |

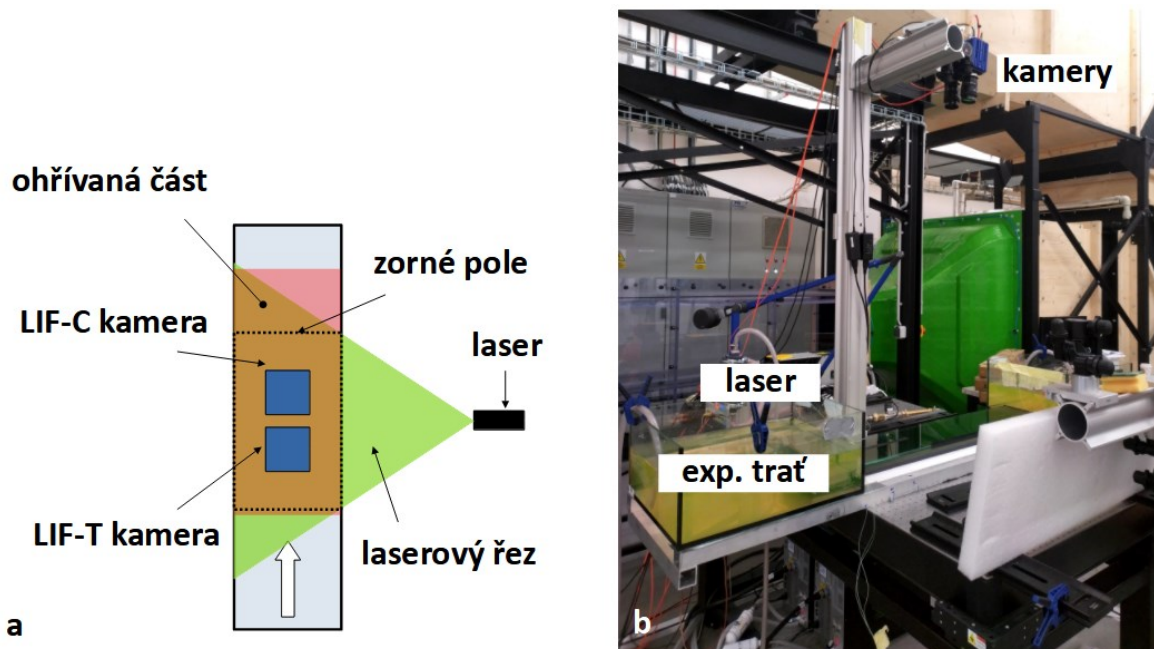
Data byla proložena exponenciální křivkou druhého řádu a lineárně extrapolovány 10 $^{\circ}\text{C}$ nad horní mez a 5 $^{\circ}\text{C}$ pod spodní mez kalibrované teploty. Rychlá analýza naměřených dat nicméně ukázala, že maximální teplota naměřená v experimentálním prostoru nepřekračovala kalibrační rozsah. Kalibrační křivka vykreslená v prostředí softwaru DaVis 10.2 je zobrazena na Obr. 4.22 včetně interpolovaného pásma nejistoty. Nelinearita kalibrační křivky může být způsobena překryvem absorpčních a emisních spekter, viz kapitola 3.2.2. Tento negativní efekt lze snížit vhodnějším poměrem koncentrací fluorescenčního barviva. Kombinované měření LIF a PIV však vyžaduje protichůdné parametry nastavení laseru a kamer a je tak obtížnější najít ideální poměr.



Obr. 4.22 Kalibrační křivka teploty měření A , snímek obrazovky.

4.3.3 Samostatné měření LIF

Uspořádání B bylo určeno pro LIF měření ve vodorovné rovině blízko spodní ohřívané stěny. Uspořádání je znázorněno na Obr. 4.23. Obě LIF kamery jsou umístěny nad kanálem tak, aby záznam pokrýval celou šířku kanálu. Délka oblasti záznamu byla přibližně 350 mm za počátkem ohřívané oblasti. Laserový paprsek byl formován do 1mm řezu.



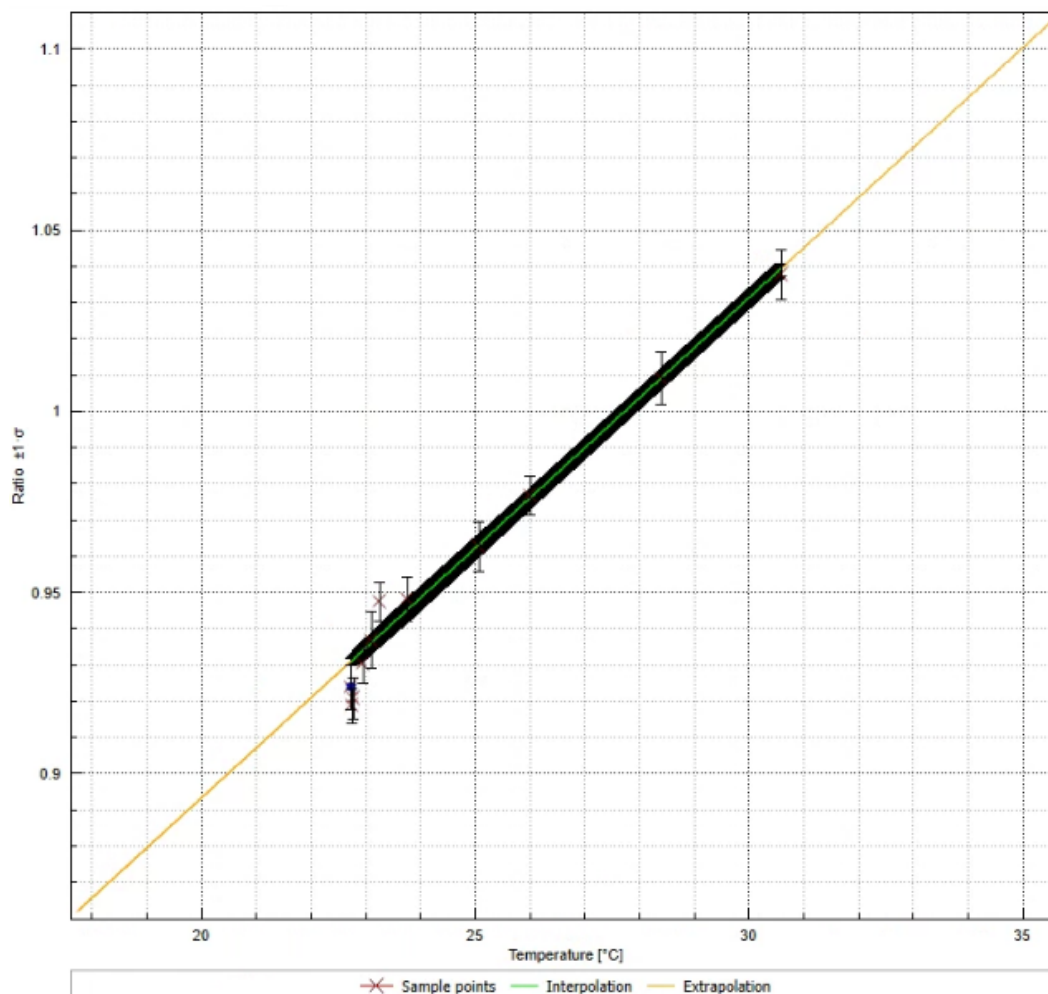
Obr. 4.23 Umístění kamer pro horizontální LIF měření (uspořádání B) (a), Celkový pohled na experiment (b).

Prostorová kalibrace proběhla uživatelským 2D terčem o rozměrech $(196 \times 285) \text{ mm}^2$, s průměrem značek 5 mm a roztečí 3 mm položeným na dno kanálu. Kalibrace teploty byla provedena stejným způsobem jako v kapitole 4.3.2. Kalibrační hodnoty jsou v Tab. 4.3.

Tab. 4.3 Tabulka kalibrace LIF měření B.

| poměr intenzit I_A/I_B | teplota \pm nejistota [$^{\circ}\text{C}$] | |
|--------------------------|--|------|
| 0,92 | 22,74 | 0,12 |
| 0,92 | 22,75 | 0,12 |
| 0,92 | 22,79 | 0,12 |
| 0,93 | 22,95 | 0,12 |
| 0,94 | 23,1 | 0,12 |
| 0,95 | 23,27 | 0,13 |
| 0,95 | 23,77 | 0,15 |
| 0,96 | 25,07 | 0,14 |
| 0,98 | 26,01 | 0,12 |
| 1,01 | 28,4 | 0,12 |
| 1,04 | 30,59 | 0,12 |

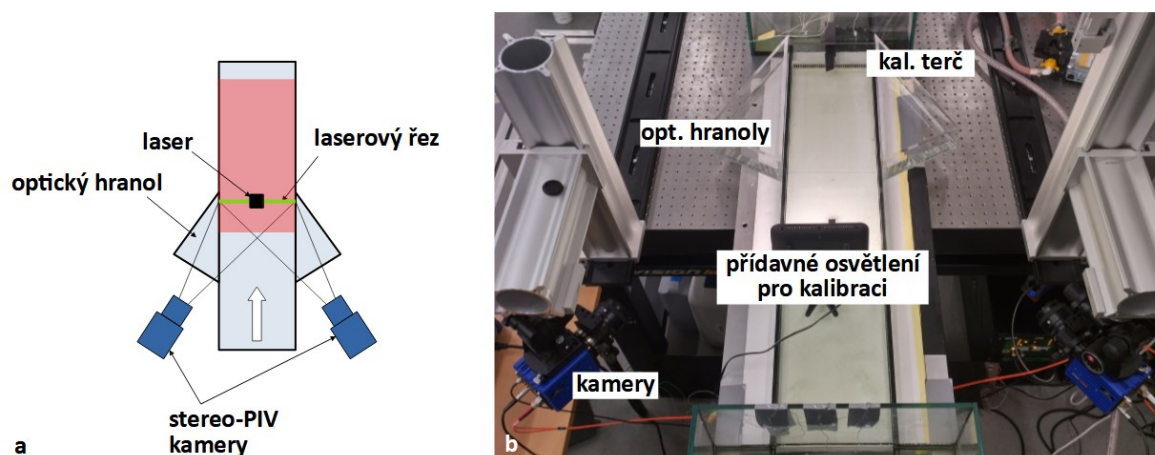
K proložení byl použit lineární model s lineární extrapolací o 5 °C nad i pod limit. Graf kalibrace je na Obr. 4.24. O řád vyšší poměr I_A/I_B je dán nižší koncentrací LIF-T barviva Rhodaminu B z důvodu řádově vyšší šířky prosvětlované vrstvy vody.



Obr. 4.24 Kalibrační křivka teploty měření B , snímek obrazovky.

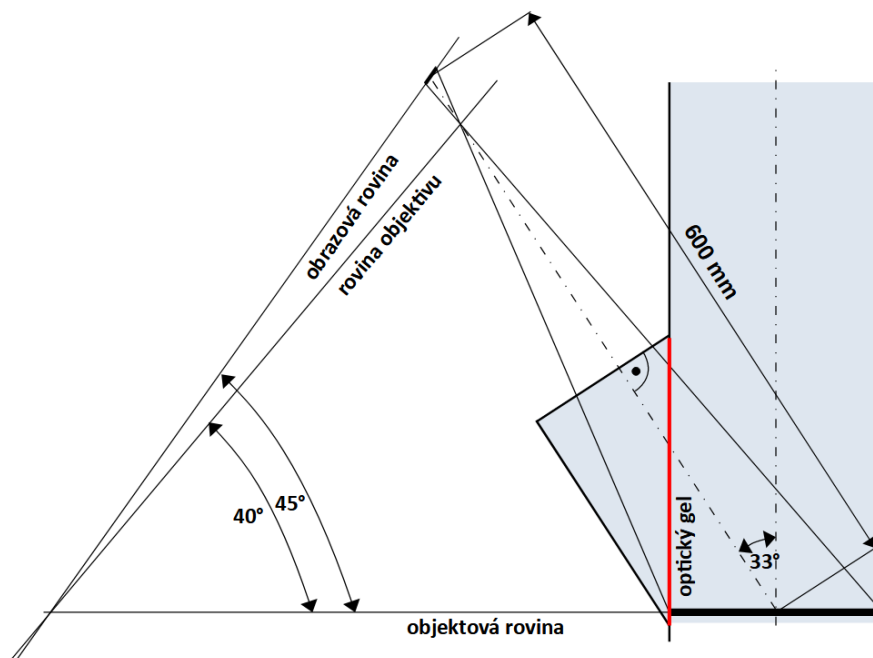
4.3.4 Měření stereo-PIV

Uspořádání C bylo pro stereo-PIV měření v průřezu kanálu, viz Obr. 4.25. Dvě stereoskopicky orientované kamery svírají úhel přibližně 70°. Kvůli lomu světla na rozhraní vzduch-sklo-voda bylo využito dvou optických hranolů. Byly jimi nádoby z plexiskla s trojúhelníkovým půdorysem naplněné vodou. Pro splnění Scheimpflugova kritéria byly kamery opatřeny manuálním Scheimpflugovým adaptérem. Tloušťka laserového řezu byla více než 5 mm. Měřená rovina byla přibližně v pozici $x = 100$ mm, tzn. v pozici, kde při režimu **1a** (měření B) již bylo rozvinuté sekundární proudění a laminární smíšená konvekce postupně přestávala být stacionární (popsáno ve výsledcích z měření B , viz 5.2.1).



Obr. 4.25 Umístění kamer pro stereo-PIV pro měření v průřezu (uspořádání C) (a), celkový pohled na experiment během kalibrace (b).

Geometrie uspořádání je na obrázku Obr. 4.26. Kamera byla přibližně 600 mm od středu průřezu kanálu v měřené oblasti, úhel pohledu byl 33° od osy kanálu. Scheimpflugovo kritérium požaduje, aby se objektová rovina, rovina objektivu a obrazová rovina protínaly v jedné přímce. Objektiv musí proto být nakloněn vůči ose kamery přibližně o 5° . Toto uspořádání vyžadovalo, aby byl úzký prostor mezi kanálem a hranolem vyplněn čirou kapalinou o indexu lomu blízkém k indexu lomu vody nebo skla/plexiskla, protože bez ní docházelo k úplnému odrazu. K tomuto účelu byl použit gel určený k ultrazvukovému vyšetření, který je dostatečně tuhý, aby nestékal, a velmi pomalu vysychá.



Obr. 4.26 Geometrie uspořádání C, pohled shora.

Prostorová kalibrace stereo-PIV měření vyžaduje dvě nebo více kalibračních rovin. V ideálním případě by byl použit některý ze 3D kalibračních terčů výrobce. Prostory experimentu

však toto neumožňují. Proto byla kalibrace provedena s pomocí 2D kalibračního terče postupným traverzováním. Kanál s hranoly byl axiálně posunut do pozice, která umožňuje vložení terče. Terč o rozměrech $(195 \times 19) \text{ mm}^2$, průměrem značek 2 mm a roztečí 3 mm vytisknutý na fólii a nalepený na L-profil byl vložen do měřicího prostoru do roviny laseru. Postupně byl zaznamenán obraz terče oběma kamerami pro 7 pozic po 1 mm.

5 Výsledky

5.1 Kombinované měření 2D PIV a LIF

Data zaznamenaná pomocí uspořádání A byla vyhodnocena řešičem softwaru DaVis 10.2. PIV data byla vypočtena s minimem korekcí ze surových dat, která byla zaznamenaná s pomocí odečtení pozadí pro zvýšení odstupu signálu od šumu. Velikost vyhodnocovacího okna byla 12 pixelů pro maximalizaci hustoty vektorů, hodnota overlap 25 %. LIF výsledky byly zkorigovány pomocí funkcí odečtení pozadí, respektive šumu, Gaussovského vyhlazování a funkce *flat field*, která eliminuje vlivy geometrie laserového řezu a nehomogenní intenzitu světla. Z celkových 30 sekund na každý režim, tj 450 snímků, byly pro LIF i PIV vyhodnoceny a zprůměrovány počáteční 3 sekundy, protože byl vizuálně pozorován pohyb pozice stoupajícího proudění proti proudu v čase osvětlení laserem. To může být způsobeno jednak příčným driftem válcových struktur, ale lze to vysvětlit i negativním vlivem laseru na lokální teplotu spodní stěny. Teplotní a rychlostní data z každého záznamu byla sloučena do jedné mapy. Pole rychlosti a teploty byla vyexportována do textových souborů a reorganizována v prostředí MATLAB.

Termodynamické vlastnosti vody byly získány na základě tabulek sestavených dle stavové rovnice vody pro 100 kPa. Tuto stavovou rovnici vody vyvinuli Wagner a Průš [78]. Následně byla ověřena jako mezinárodní standard IAPWS-95 [79].

V Tab. 5.1 jsou souhrnně uvedeny měřené režimy. Číselné označení symbolizuje podobně nastavené průtoky, resp. Re . Písmeny jsou rozlišeny rozdílné tepelné toky, respektive Ra . Číslo **0** značí režimy ze zkušebního měření z kapitoly 4.2.3, režimy **1** až **4** potom hlavní experiment. V tabulce je rovněž uveden poměr Ra_H/Re_H^2 . Hodnoty střední rychlosti byly stanoveny z maximální rychlosti profilů v místě $x = 0$ dle rovnice (2.55). Zdrojem stanovených nejistot je určení rychlosti z PIV, citlivost teploměrů, citlivost nastavení proudu a napětí na zdroji DC a nejistota stavové rovnice standardu IAPWS-95. Zvýšené nejistoty Re a Ra u režimů **0** jsou důsledkem použití méně přesného teploměru (viz kapitola 4.2.3). Všechny režimy jsou v oblasti nízkého Re , tj. laminární nucené konvekce.

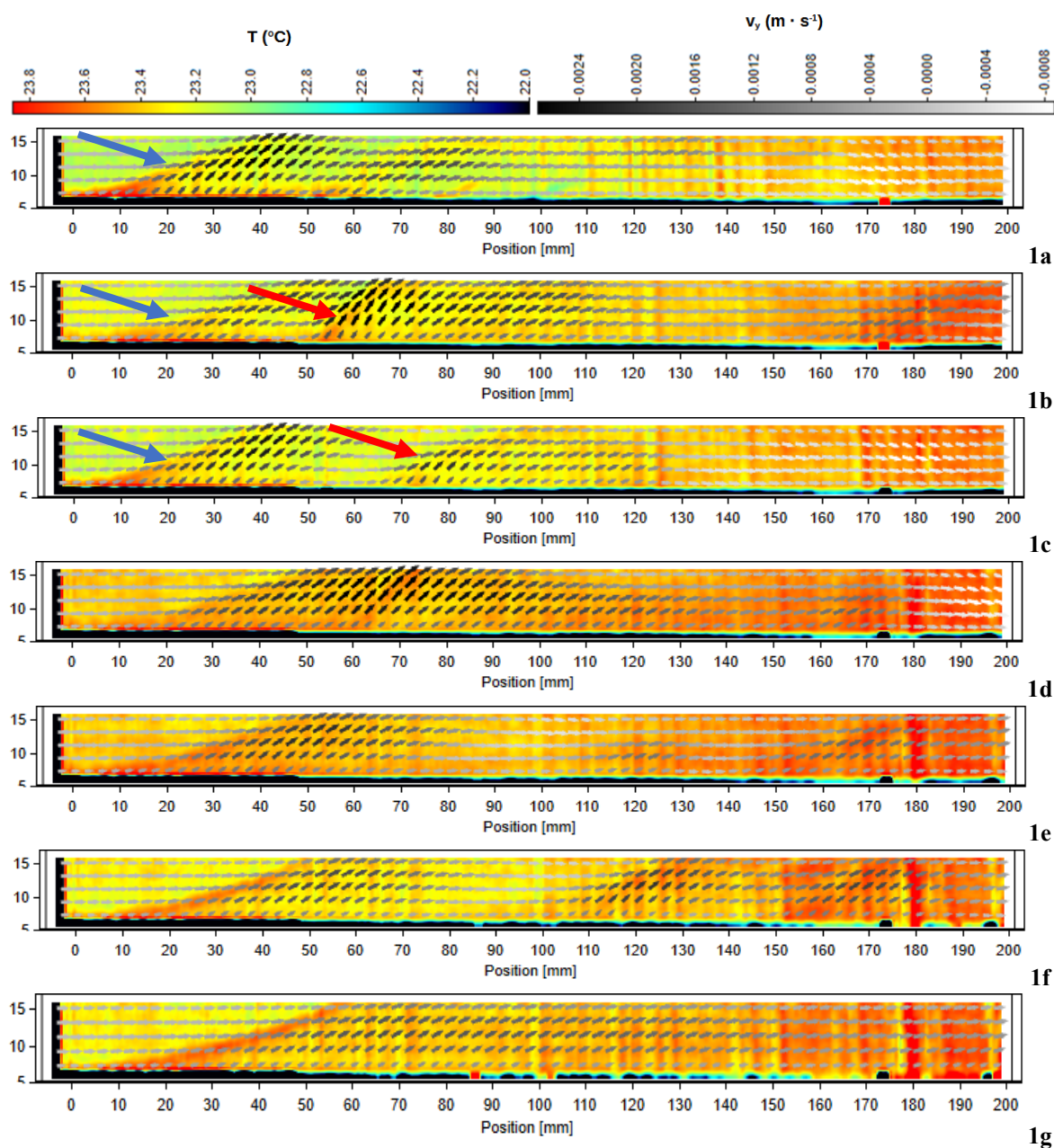
Tab. 5.1 Režimy 2D PIV a LIF měření (A).

| označení | Re ± nejistota (1) | | Ra ± nejistota (1) | | Ra _H /Re _H ² ± nejistota (1) | |
|----------|--------------------|------|--------------------|---------|---|-------|
| 0a | 102,89 | 3,16 | 2 657 219 | 157 219 | 251,01 | 14,70 |
| 0b | 121,23 | 3,63 | 2 265 576 | 127 728 | 154,16 | 8,60 |
| 0c | 118,24 | 4,43 | 1 819 878 | 102 273 | 130,17 | 7,24 |
| 0d | 123,82 | 3,74 | 1 374 164 | 75 811 | 89,63 | 4,90 |
| 0e | 120,07 | 3,63 | 921 617 | 50 844 | 63,92 | 3,49 |
| 0f | 115,26 | 3,51 | 462 340 | 25 447 | 34,80 | 1,90 |
| 0g | 115,10 | 5,24 | 233 804 | 12 727 | 17,65 | 0,95 |
| 1a | 58,08 | 1,70 | 4 437 520 | 29 055 | 1 315,71 | 8,53 |
| 1b | 58,84 | 1,89 | 3 773 036 | 25 605 | 1 089,67 | 7,32 |
| 1c | 50,63 | 1,59 | 3 034 781 | 21 094 | 1 183,90 | 8,15 |
| 1d | 37,23 | 1,27 | 2 361 908 | 17 447 | 1 703,78 | 12,46 |
| 1e | 51,32 | 1,73 | 1 652 627 | 12 708 | 627,38 | 4,78 |
| 1f | 50,75 | 1,64 | 953 565 | 7 164 | 370,21 | 2,75 |
| 1g | 49,88 | 1,50 | 270 056 | 2 028 | 108,52 | 0,81 |
| 2a | 117,23 | 3,49 | 4 442 904 | 33 545 | 323,28 | 2,42 |
| 2b | 117,27 | 3,53 | 3 725 869 | 26 660 | 270,95 | 1,92 |
| 2c | 115,29 | 3,39 | 3 017 527 | 22 664 | 227,03 | 1,69 |
| 2d | 114,07 | 3,30 | 2 335 311 | 18 159 | 179,49 | 1,38 |
| 2e | 111,81 | 3,25 | 1 646 913 | 12 628 | 299,07 | 1,00 |
| 2f | 116,60 | 3,37 | 959 819 | 6 603 | 70,60 | 0,48 |
| 2g | 115,30 | 3,34 | 270 076 | 1 909 | 20,32 | 0,14 |
| 3a | 172,12 | 4,87 | 4 464 531 | 30 060 | 150,70 | 1,00 |
| 3b | 161,56 | 4,71 | 3 775 146 | 26 805 | 144,64 | 1,02 |
| 3c | 158,58 | 4,58 | 3 068 807 | 22 451 | 122,04 | 0,88 |
| 3d | 159,41 | 4,60 | 2 374 479 | 17 597 | 93,45 | 0,69 |
| 3e | 160,08 | 4,66 | 1 674 376 | 12 000 | 65,34 | 0,46 |
| 3f | 159,12 | 4,53 | 978 663 | 6 840 | 38,65 | 0,27 |
| 4a | 287,76 | 8,21 | 4 529 538 | 30 240 | 54,70 | 0,36 |
| 4b | 272,74 | 7,78 | 3 808 369 | 25 703 | 51,20 | 0,34 |
| 6c | 286,78 | 8,15 | 3 040 334 | 20 265 | 36,97 | 0,24 |
| 4d | 283,81 | 8,08 | 2 394 325 | 15 960 | 29,73 | 0,20 |
| 4e | 284,30 | 8,08 | 1 691 359 | 11 180 | 20,93 | 0,14 |

5.1.1 Skalární a vektorové mapy

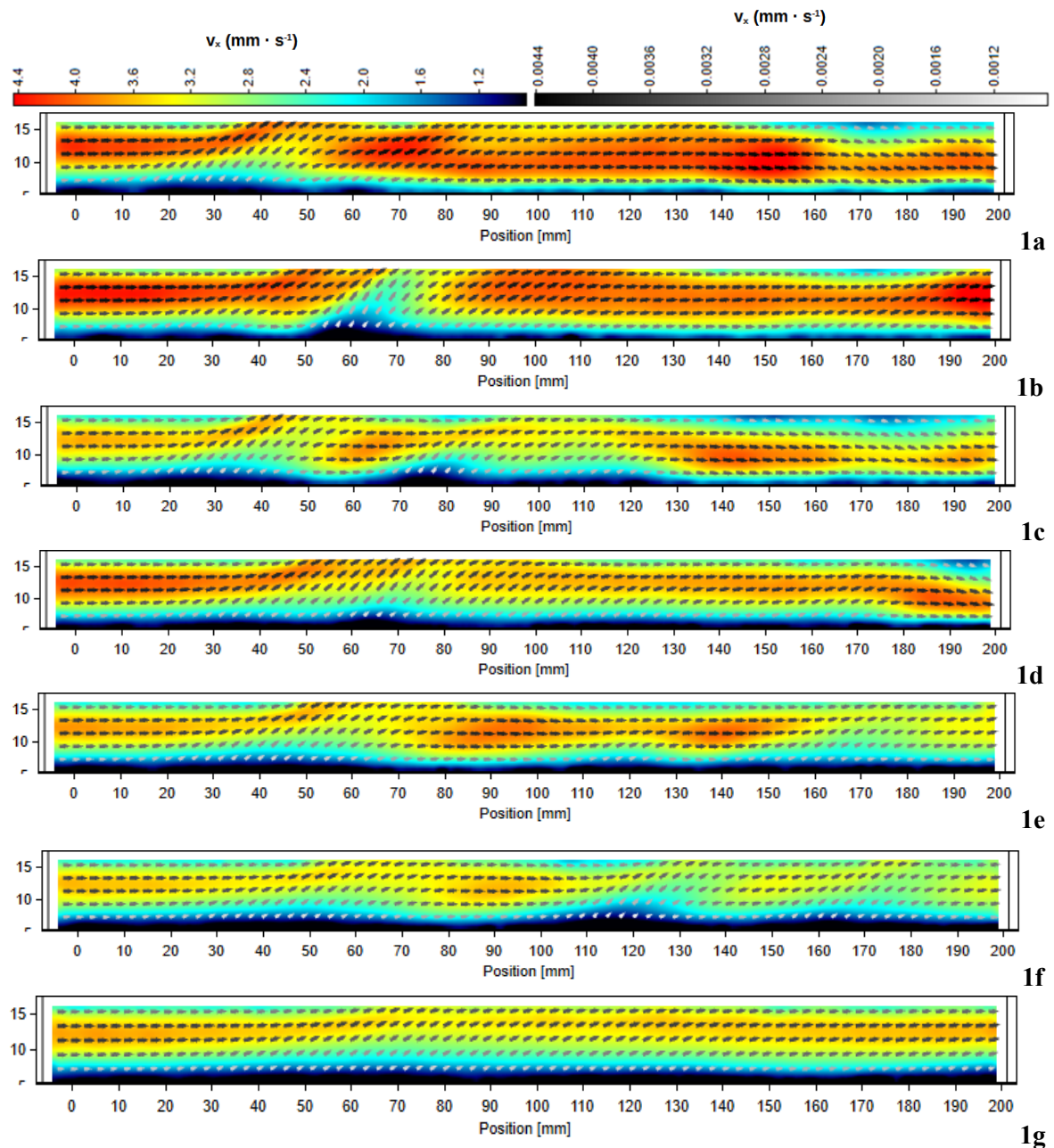
Na Obr. 5.1 je grafické znázornění výsledků režimů **1a** až **1g**. Ostatních režimů jsou uvedeny v příloze Příloha 1: Měření A - teplota. Souřadnice map představují reálné umístění měřené oblasti v prostoru kanálu. Bod 0 na vodorovné ose je počátek ohřívání oblasti. Barevné pole na pozadí značí škálu teploty. Barevná i černobílá stupnice je jednotná pro všechny režimy. Na všech snímcích je patrný pruh teplejší kapaliny (označeno modrými šipkami), který se se snižujícím se Rayleighovým číslem posouvá doprava. To představuje

hranici sekundárního proudění. U režimů s nejvyššími tepelnými toky je patrný i druhý pruh (červené šipky). Může to být důsledek příčného driftu válců. Tyto oblasti velmi dobře korelují s vektorovým polem rychlosti. Vektory ukazují lokální rychlost tekutiny a bílo-černá stupnice zabarvuje vektory podle velikosti svislé složky rychlosti v_y . Bílé jsou znázorněny ty vektory, kde je svislá složka minimální, černě naopak ty s maximální rychlostí v_y . Lze si všimnout obecně narůstající teploty kapaliny ve směru proudění. Svislé pruhy jsou důsledek uvolňování rozpuštěného vzduchu z ohřívající se tekutiny. To nelze zcela eliminovat, pouze je nutné po několika záznamech bublinky vyhnat silnějším proudem z experimentálního prostoru. Je tedy nutné po každém zviření vody zahájit ustalování, které je časově limitované vylučováním dalších bublinek.



Obr. 5.1 Proudové a teplotní pole pro režimy 1a až 1g.

Obr. 5.2 ukazuje tytéž režimy z pohledu deformace mapy vodorovné složky rychlosti v_x . Všechny režimy jsou uvedeny v příloze Příloha 2: Měření A - rychlost.

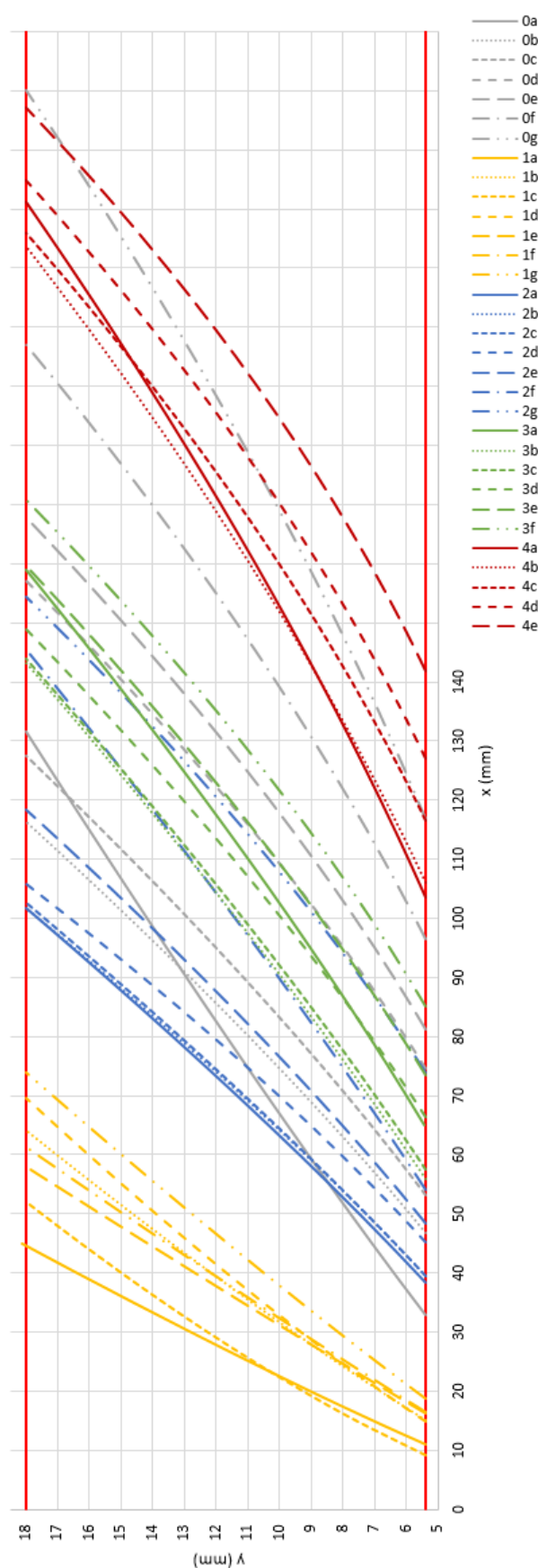


Obr. 5.2 Proudové pole pro režimy 1a až 1g.

Pomocí statistických funkcí softwaru DaVis 10.2 byla provedena analýza nejistot měření teploty i rychlosti dle přístupů popsaných v kapitolách 3.1.4 a 3.2.4. Nejistota měření vodorovné složky rychlosti se pohybovala kolem 2,5 %. U svislé složky rychlosti to bylo kolem 5 %. To je zřejmě dáno většími gradienty svislé složky rychlosti. Maximální nejistota měřené teploty byla méně než $\pm 0,5$ °C. Vyšší byla v oblastech pruhů stoupající tekutiny. Největší vliv na nejistotu má tedy zřejmě nestabilita teploty, respektive podélná změna pozice pruhu ve vyhodnocovaném čase. Totéž lze pozorovat u nejistoty rychlosti.

5.1.2 Určení hranice sekundárního proudění

Z viditelných kontur nastupujícího sekundárního proudění bylo pomocí free-warové online aplikace pro digitalizaci grafů [77] určeno 5 až 6 diskrétních hodnot, z nichž byly stanoveny rovnice odpovídající konturám, ty jsou souhrnně vykresleny na Obr. 5.3. Červenými čarami je dole označena tloušťka plně rozvinuté teplotní mezní vrstvy dle rovnice (2.25), to odpovídá pozici $y \doteq 5,4$ mm, a pozice $y = 18$ mm. Pozice x průsečíků kontur sekundárního proudění s červenými přímkami jsou pro další zpracování stanoveny jako **bod nástupu sekundárního proudění x_u** a **bod ukončení rozvoje sekundárního proudění x_r** . Obecně lze říci, že zvyšující se Re posouvá křivky doprava, zvyšující Ra naopak doleva. S klesajícím poměrem Ra_H/Re_H^2 se postupně oblast rozvoje roztahuje tak, že pro režim **4e** dosahuje téměř 100 mm a pro režim **0g** více než 120 mm. Tab. 5.2 shrnuje vypočtený poměr Ra_H/Re_H^2 a určené hodnoty x_u a x_r pro všechny režimy.

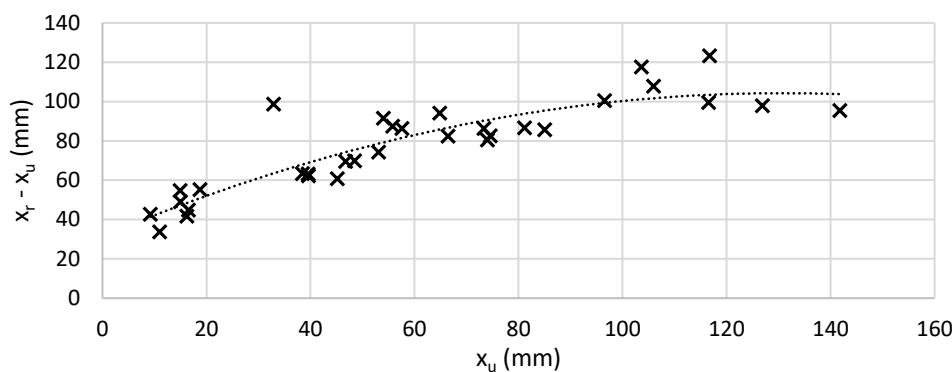


Obr. 5.3 Hranice sekundárního proudění.

Tab. 5.2 Tabulka hodnot Ra_H/Re_H^2 , x_u a x_r .

| označení | Ra_H/Re_H^2 | x_u (mm) | x_r (mm) |
|----------|---------------|------------|------------|
| 0a | 251,01 | 32,89 | 131,56 |
| 0b | 154,16 | 46,74 | 116,31 |
| 0c | 130,17 | 53,09 | 127,40 |
| 0d | 89,63 | 74,58 | 157,15 |
| 0e | 63,92 | 81,12 | 167,73 |
| 0f | 34,80 | 96,54 | 196,92 |
| 0g | 17,65 | 116,73 | 239,97 |
| 1a | 1 315,71 | 10,95 | 44,63 |
| 1b | 1 089,67 | 14,98 | 64,06 |
| 1c | 1 183,90 | 9,21 | 51,92 |
| 1d | 1 703,78 | 14,91 | 69,55 |
| 1e | 627,38 | 16,20 | 57,93 |
| 1f | 370,21 | 16,54 | 61,25 |
| 1g | 108,52 | 18,74 | 73,90 |
| 2a | 323,28 | 38,42 | 101,80 |
| 2b | 270,95 | 39,57 | 101,69 |
| 2c | 227,03 | 39,51 | 102,72 |
| 2d | 179,49 | 45,15 | 105,92 |
| 2e | 131,75 | 48,44 | 118,27 |
| 2f | 70,60 | 54,00 | 145,45 |
| 2g | 20,32 | 74,00 | 154,38 |
| 3a | 150,70 | 64,83 | 158,86 |
| 3b | 144,64 | 55,80 | 143,20 |
| 3c | 122,04 | 57,59 | 143,83 |
| 3d | 93,45 | 66,42 | 148,81 |
| 3e | 65,34 | 73,33 | 159,62 |
| 3f | 38,65 | 85,05 | 170,71 |
| 4a | 54,70 | 103,59 | 221,06 |
| 4b | 51,20 | 105,98 | 213,69 |
| 4c | 36,97 | 116,55 | 215,98 |
| 4d | 29,73 | 126,90 | 224,73 |
| 4e | 20,93 | 141,76 | 237,17 |

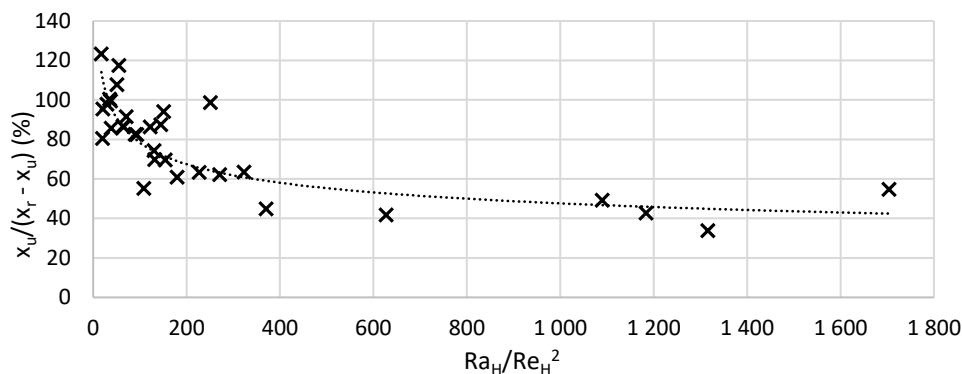
Hodnoty jsou zaneseny do grafu na Obr. 5.4. V porovnání s polynomickým trendem označeným tečkovanou čarou je patrné, že hodnota délky oblasti rozvoje sekundárního proudění ($x_r - x_u$) se se zvyšujícím se bodem nástupu sekundárního proudění x_u postupně zkracuje. To může být vlivem experimentálního uspořádání, kdy energie laseru dopadající na stěnu předává stěně teplo.



Obr. 5.4 Závislost $(x_r - x_u)$ na x_u .

Zajímavý může být pohled na závislost parametru Ra/Re^2 na zlomku $x_u/(x_r - x_u)$, který vyjadřuje, jak velkou část od bodu 0 po rozvinutí smíšené konvekce představuje úsek laminární nucené konvekce. Data se dle Obr. 5.5 drží exponenciálního trendu

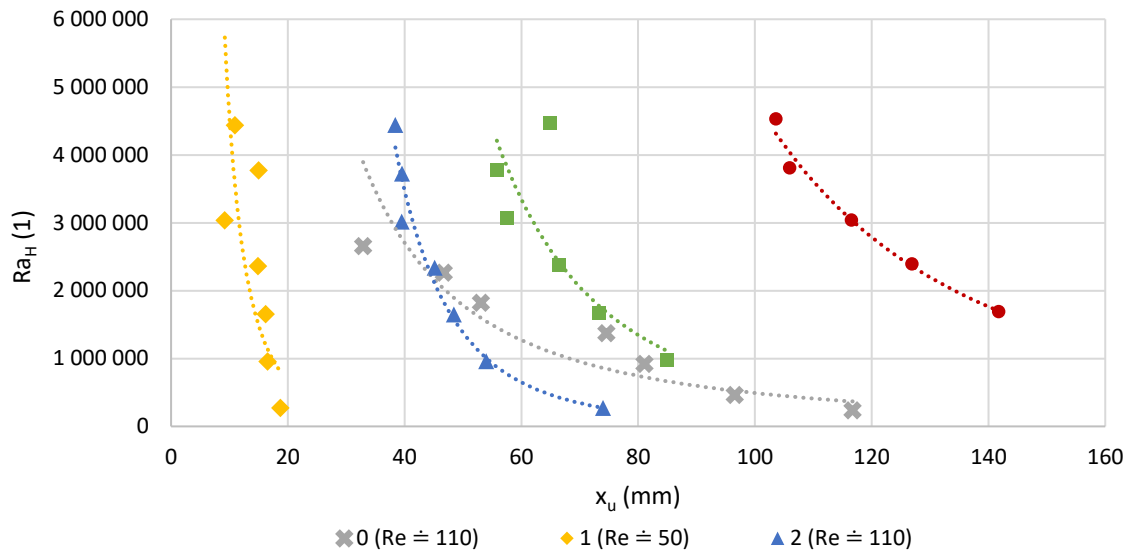
$$\frac{x_u}{x_r - x_u} = 212,4(Ra_H/Re_H^2)^{-0,216}. \quad (5.1)$$



Obr. 5.5 Závislost $(x_r - x_u)$ a Ra_H/Re_H^2 proložená trendem (5.1).

Důležitá je závislost naměřených a stanovených hodnot Ra a x_u na Obr. 5.6. Zde jsou všechny režimy zobrazeny v bodech a jsou proloženy exponenciálními trendy vykreslenými tečkovanými čarami. Ze všech datových sad je patrné, že snižování Ra vede ke vzdalování nástupu sekundární konvekce. Je též evidentní, že zvyšování Re má podobný důsledek. Modré a šedivé značky symbolizující zkušební měření **0** a režim **2** mají podobné Reynoldsovo číslo ($Re \doteq 110$). Tyto trendy se sice částečně překrývají, ale mají rozdílný sklon. Je potřeba zde zmínit, že:

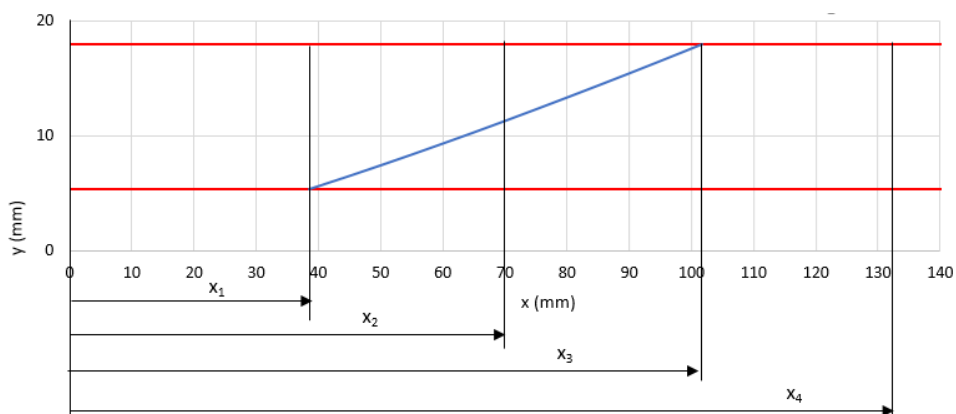
- 1) topný element použitý pro měření těchto režimů byl rozdílný a při testovacím měření nebyly ověřovány jeho topné vlastnosti.
- 2) Reynoldsovo i Rayleighovo číslo je u režimů **0** určeno s o řád vyšší nejistotou.
- 3) Hlavní experiment používal pro záznam vyšší výkony laseru z důvodu vyšší koncentrace Rhodaminu. Tepelný vliv laseru na teplotu stěny může být vyšší. To by vysvětlovalo nižší hodnoty x_u v dolní polovině trendu než u režimu **0**.



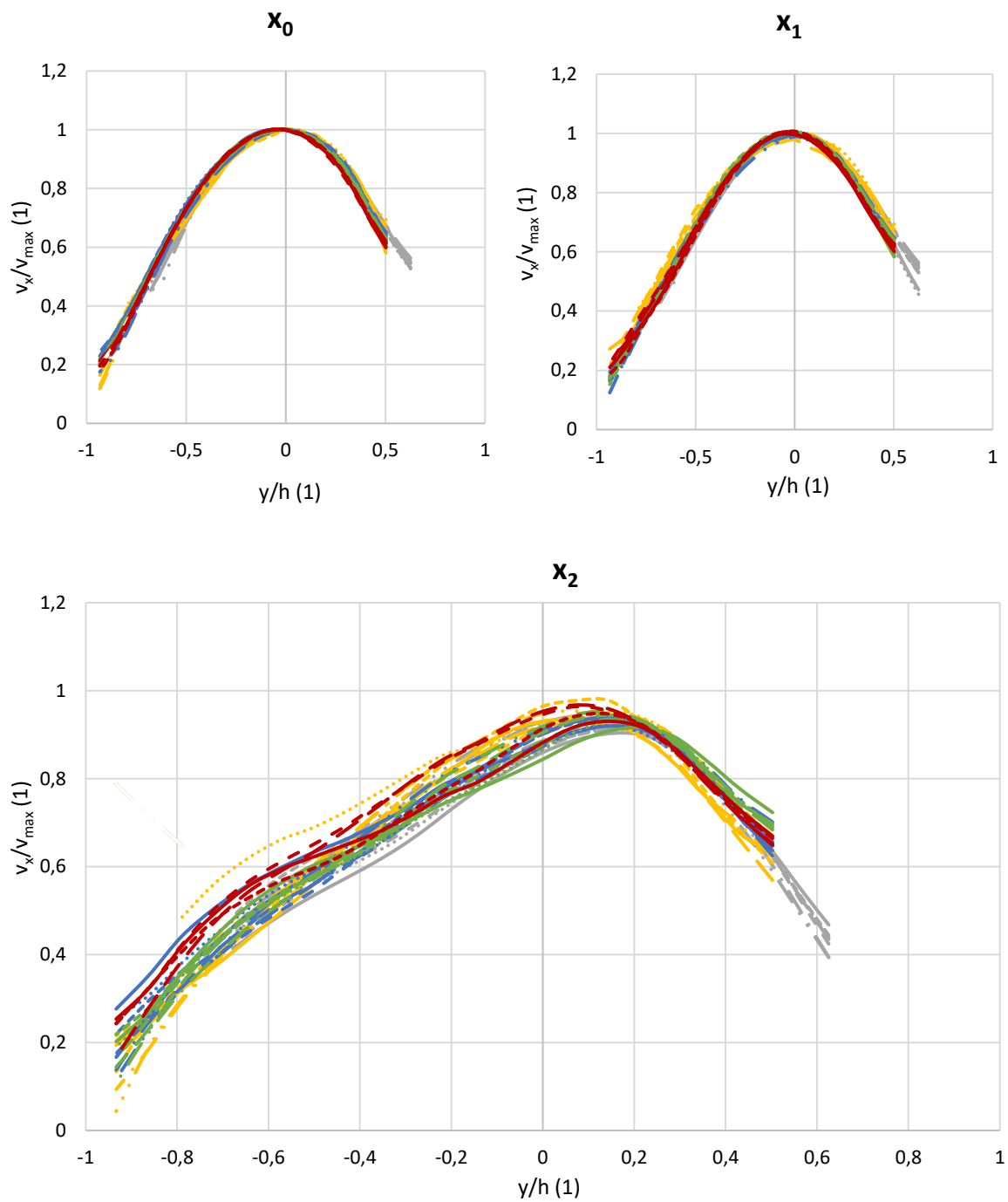
Obr. 5.6 Závislosti x_u a Ra s příslušnými exponenciálními trendy.

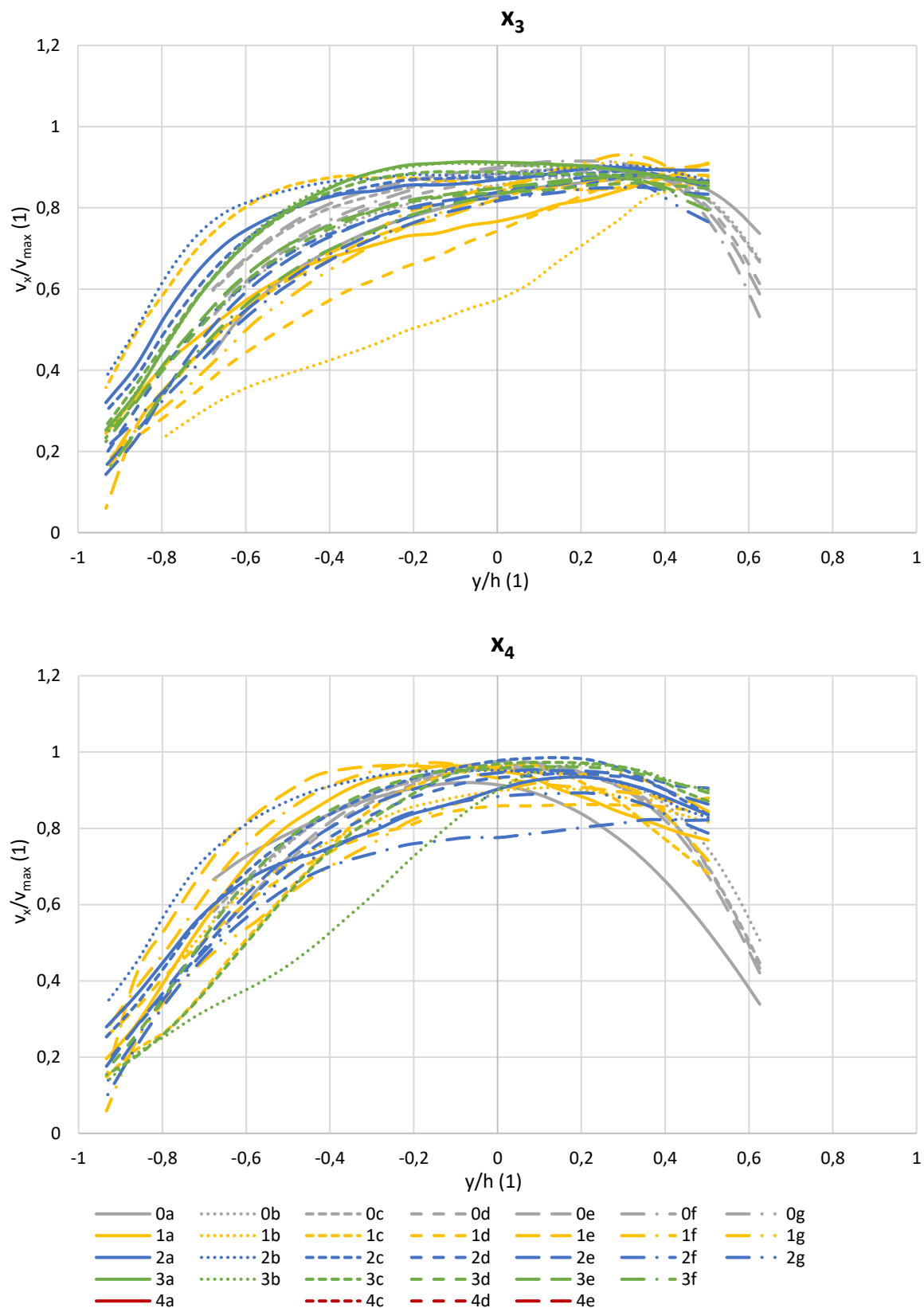
5.1.3 Rozvoj rychlostního profilu

Podle mezních hodnot v Tab. 5.2 byla hledána podobnost ve vývoji rychlostních profilů v_x . Byly hledány profily v poloze $x_0 = 0$, poté v polohách $x_1 = x_u$, $x_2 = x_u + (x_r - x_u)/2$, $x_3 = x_r$ a $x_4 = x_r + (x_r - x_u)/2$, viz Obr. 5.7. Na Obr. 5.8 jsou vykresleny všechny dostupné rychlostní profily v bezrozměrných souřadnicích pro zmíněné pozice. Profily jsou omezeny na rozsah $y/h \in (-0,9 \div 0,5)$. Důvodem je limitace metody PIV odlesky na rozhraních a nemožnost měřit proudění v těsné blízkosti stěny. Strana profilu přiléhající ohřívané stěně je limitována méně, protože na ni byl při nastavování experimentu kladen větší důraz. Odvrácená strana je z hlediska sledovaných jevů méně důležitá.



Obr. 5.7 Schéma umístění rychlostních profilů.





Obr. 5.8 Rozvoj rychlostních profilů.

Barevně jsou sjednoceny ty profily, které odpovídají podobnému Re . Stejně typy čar sjednocují podobná Ra . Režim **4b** není z pohledu rychlosti zaznamenán z důvodu chyby během

záznamu. Profily režimů při pozicích x_0 a x_1 jsou v tepelně neovlivněné oblasti, a proto jsou téměř totožné. Režimy při pozici x_2 tj. v polovině rozvoje smíšené konvekce, mají také dobrý překryv včetně inflexních bodů v intervalu $y/h = (-0,5 \div 0)$. Je evidentní posouvání vrcholu směrem k horní stěně a zároveň snižování jeho relativní velikosti. To znamená, že se profil rozšiřuje do stran. Profily se začínají rozbíhat na pozici x_3 při plně rozvinuté smíšené konvekci. Graf pro profil x_3 ukazuje největší rozptyl v režimu **1**, tj. nejnižší Re . To může být způsobeno tepelným vlivem laseru. Od trendu se odchyľují zejména profily režimů **1b** a **1d**. Ostatní profily se s rostoucím Ra navracejí do osové symetrie. Většina profilů v pozici x_4 je z hlediska symetrie opět téměř vycentrována vyjma profilu **3b**.

Rozptyl v režimech může být částečně způsoben způsobem určení hranice plně rozvinuté smíšené konvekce x_r . Protože o této poloze neexistují experimentální data z důvodu, že horní část mezní vrstvy byla zakryta kvůli nepříznivým optickým podmínkám u stěny, může být skutečná poloha bodů x_r v jiné vzdálenosti. Některé oblasti rozvoje byly v nejnižších hodnotách Ra mimo pozorovanou oblast, proto i určené trendy hranice sekundárního proudění nemusely být stanoveny dostatečně přesně.

5.2 Samostatné měření LIF

Data uspořádání *B* byla vyhodnocena řešičem softwaru DaVis 10.2 s využitím stejných korekcí jako LIF signál v případě uspořádání *A*. Z celkových 30 sekund na každý režim, tj. 450 snímků, bylo pro LIF i PIV vyhodnoceno a zprůměrováno posledních 6 sekund, protože se zde nepředpokládá tepelné ovlivňování spodní stěny laserem.

Tab. 5.3 shrnuje měřené režimy obdobným způsobem jako Tab. 5.1. Hodnoty střední rychlosti pro stanovené Re byly určeny z průtoku naměřeného průtokoměrem **rot1** a přepočteny pomocí kalibrační rovnice z kapitoly 4.2.5. Zdrojem nejistot je rozlišení průtokoměru, citlivost teploměrů, citlivost nastavení proudu a napětí na zdroji DC a přesnost stavových rovnic. Režimy **1-5** jsou v oblasti nízkého Re , tj. laminární nucené konvekce. U průtoku režimu **5** nebyla ověřena rozvinutost rychlostního profilu, nicméně vstupní délka splňuje požadavky pěti ze šesti kritérií uvedených v kapitole 4.1.2.

Tab. 5.3 Režimy samostatného měření LIF (*B*).

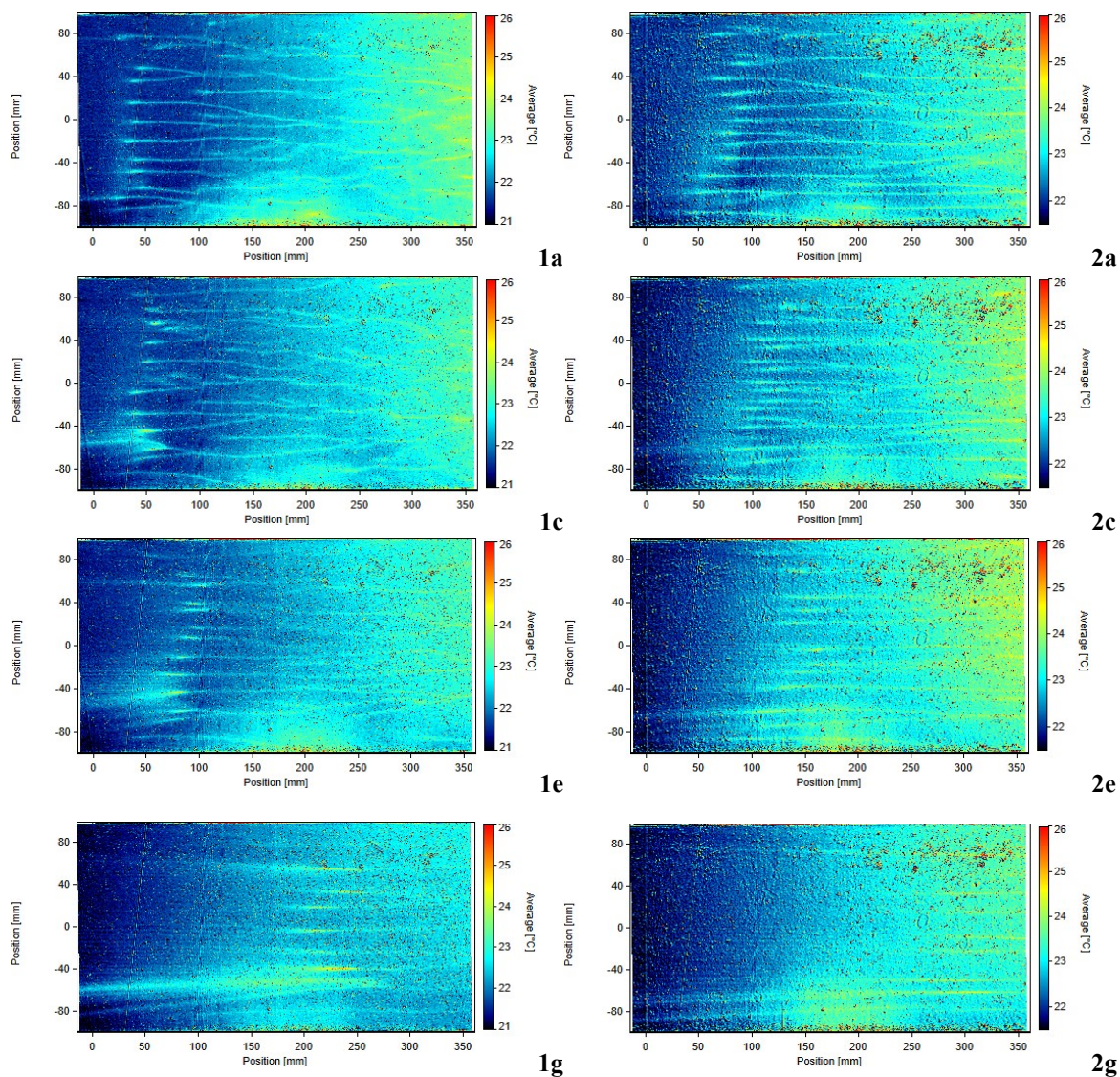
| označení | $Re \pm$ nejistota Re (1) | | Ra (1) \pm nejistota (1) | | $Ra_H/Re_H^2 \pm$ nejistota (1) | |
|-----------|-----------------------------|------|------------------------------|--------|---------------------------------|-------|
| 1a | 41,36 | 2,02 | 4 276 583 | 31 301 | 2499,88 | 18,30 |
| 1b | 41,27 | 2,01 | 3 562 821 | 25 245 | 2091,59 | 14,82 |
| 1c | 41,30 | 2,01 | 2 884 872 | 21 096 | 1691,19 | 12,37 |
| 1d | 41,33 | 2,02 | 2 237 833 | 16 821 | 1309,90 | 9,85 |
| 1e | 41,38 | 2,02 | 1 578 128 | 11 819 | 921,71 | 6,90 |
| 1f | 41,39 | 2,02 | 915 643 | 6 438 | 534,38 | 3,76 |
| 1g | 41,36 | 2,02 | 259 865 | 1 919 | 151,91 | 1,12 |
| 2a | 111,37 | 5,43 | 4 258 591 | 30 486 | 343,37 | 2,46 |
| 2b | 111,71 | 5,45 | 3 604 296 | 26 455 | 288,83 | 2,12 |
| 2c | 111,82 | 5,45 | 2 923 379 | 21 371 | 233,79 | 1,71 |
| 2d | 111,99 | 5,46 | 2 273 721 | 16 425 | 181,28 | 1,31 |

| označení | Re ± nejistota Re (1) | | Ra (1) ± nejistota (1) | | Ra _H /Re _H ² ± nejistota (1) | |
|----------|-----------------------|-------|------------------------|--------|---|------|
| 2e | 112,11 | 5,47 | 1 603 013 | 12 007 | 127,54 | 0,96 |
| 2f | 112,05 | 5,46 | 927 661 | 6 646 | 73,88 | 0,53 |
| 2g | 111,72 | 5,45 | 261 441 | 1 873 | 20,95 | 0,15 |
| 3a | 181,48 | 8,85 | 4 259 322 | 30 840 | 129,33 | 0,94 |
| 3b | 182,06 | 8,88 | 3 610 986 | 28 181 | 108,94 | 0,85 |
| 3c | 182,37 | 8,89 | 2 935 484 | 21 634 | 88,27 | 0,65 |
| 3d | 182,52 | 8,90 | 2 278 566 | 16 529 | 68,40 | 0,50 |
| 3e | 182,76 | 8,91 | 1 608 456 | 11 657 | 48,16 | 0,35 |
| 3f | 182,57 | 8,90 | 928 707 | 6 574 | 27,86 | 0,20 |
| 4a | 276,62 | 13,49 | 4 339 258 | 29 822 | 56,71 | 0,39 |
| 4b | 277,27 | 13,52 | 3 670 829 | 25 511 | 47,75 | 0,33 |
| 4c | 277,83 | 13,55 | 2 987 768 | 20 320 | 38,71 | 0,26 |
| 4d | 278,04 | 13,56 | 2 318 574 | 16 404 | 29,99 | 0,21 |
| 4e | 278,04 | 13,56 | 1 630 370 | 11 062 | 21,09 | 0,14 |
| 4f | 277,81 | 13,55 | 949 430 | 6 420 | 12,30 | 0,08 |
| 5a | 372,17 | 18,15 | 4 403 660 | 30 128 | 31,79 | 0,22 |
| 5b | 373,11 | 18,20 | 3 721 525 | 25 838 | 26,73 | 0,19 |
| 5c | 373,62 | 18,22 | 3 022 022 | 21 423 | 21,65 | 0,15 |
| 5d | 373,91 | 18,23 | 2 334 400 | 16 740 | 16,70 | 0,12 |
| 5e | 374,02 | 18,24 | 1 650 986 | 11 620 | 11,80 | 0,08 |
| 5f | 373,45 | 18,21 | 952 397 | 6 475 | 6,83 | 0,05 |

5.2.1 Skalární mapy teploty

Sada vybraných skalárních map teploty režimu **1** a **2** je na Obr. 5.9. Všechny mapy pohromadě jsou uvedeny v příloze Příloha 3: Měření B - teplota. Souřadný systém skalárních map odpovídá ploše spodní stěny kanálu, kde podélná pozice $x = 0$ je hranice topné plochy a $z = 0$ je podélný střed kanálu. Teplotní mapy jsou barevně škálovány přibližně v rozsahu naměřených teplot. U map s nižšími hodnotami Ra jsou velmi dobře patrné spojovací se a rozdvíhající se pruhy s vyšší teplotou. Pozice vzniku se posouvá se zvyšujícím se Ra směrem po proudu k vyšším hodnotám x . Tato pozice není u měření reálného proudění jednoznačná a pozice detekce pruhů se v příčném směru y mírně liší. Obdobný vliv jako snížení Ra má zvýšení Re (režim **2**). S klesajícím Ra a rostoucím Re se pruhy, respektive teplotní změna stává metodou LIF hůře detekovatelnou. Toho si lze nejlépe všimnout na mapě režimu **2g**. Zejména na mapě režimu **1a** je dobře vidět vznik bočních válců ještě před rozvojem centrální skupiny válců, jak popsali Benderradji a kol. [46]. Režimy **1a-c** a částečně **2a** dobře zobrazují přechodový region mezi plně turbulentním režimem a režimem laminární smíšené konvekce. Zde dochází k postupnému spojování a rozpojování sousedních válců, až přestanou být zcela viditelné. Region vyskytující se přibližně v rozsahu $x = (100 \div 250)$ mm a $z = (-100 \div -80)$ mm je důsledek geometrie laserového řezu. Laser je přiváděn do měřicího prostoru z pohledu proudění kolmo zleva a řez je zaostřen na oblast vstupu do měřicího prostoru. Prostupem laseru měřeným roztokem se tloušťka řezu mírně zvětšuje a způsobuje odlesky v rozích kanálu, které nelze dokonale korigovat. Z tohoto důvodu byla pro následné

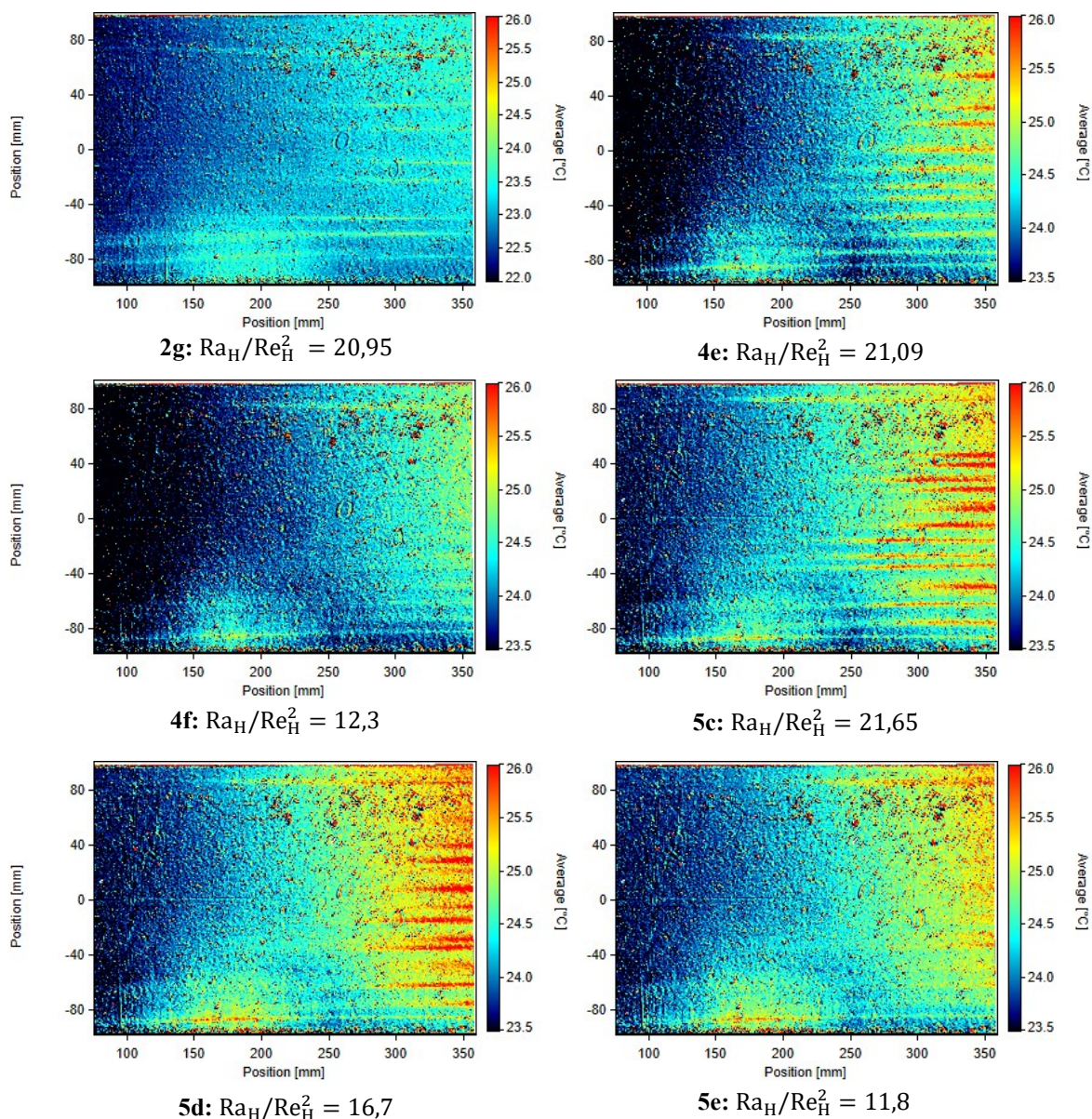
výpočty použita data z regionu $z = (0 \div 100)$ mm. Sběr kvalitních dat je taky významně omezen uvolňováním rozpuštěného vzduchu z vody během jejího ohřívání a usazováním bublinek u horní stěny. Tyto bublinky jsou na obrazových datech částečně filtrovány a vyhlazovány, ale některé na výsledných mapách stále zůstávají a v konturách bublin je zdánlivě vyšší teplota než v okolí.

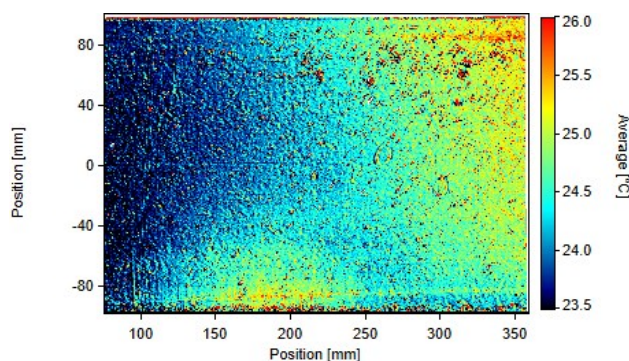


Obr. 5.9 Teplotní mapy vyhodnocené metodou LIF režimu **1** a **2**. Měřená rovina xz je přibližně 1 mm nad stěnou kanálu.

Podle numerických dat Benderradjio a kol. [46] by se měla hranice postupného a náhlého inicializačního způsobu rozvoje válců nacházet blízko poměru $Ra_H/Re_H^2 \approx 18$. Této hodnotě jsou blízké režimy **2g**, **4e-f**, **5c-f**, kde je stanovený poměr nižší než 22. Příslušný poměr je pro přehlednost uveden pod konkrétní teplotní mapou na Obr. 5.10. Žádná z uvedených map však vizuálně neodpovídá numerické mapě na Obr. 2.21a. Je potřeba zmínit, že nejnižší Re u režimu **2g** je přibližně dvojnásobně oproti Obr. 2.21a a poměr $Ra_H/Re_H^2 = 5$. Práce Benderradjio a kol. neobsahuje ekvivalentní grafické výsledky a není známo, jakým způsobem k tomuto hraničnímu poměru dospěli. Nicméně, tato experimentální práce poměr

$Ra_H/Re_H^2 \approx 18$ jako hodnotu oddělující dva typy inicializačních způsobů nepotvrdila, protože ani režimy s nejnižším Ra_H/Re_H^2 vizuálně nevykazují změnu rozložení teploty. Studium tohoto fenoménu by však vyžadovalo detailnější zkoumání s citlivějším nastavením LIF pro nižší teplotní gradienty (tj. vhodnější poměr koncentrací fluorescenčních barviv a tomu odpovídající nastavení clony objektivu pro maximální sílu získaného signálu). To nebylo v rámci disertační práce provedeno kvůli orientaci na maximální možný rozsah Ra a Re . Je ale potvrzeno, že tyto jevy s pomocí metody LIF s jistými omezeními experimentálně studovat lze, byť je metoda vhodná spíše pro nižší Re a vyšší Ra .





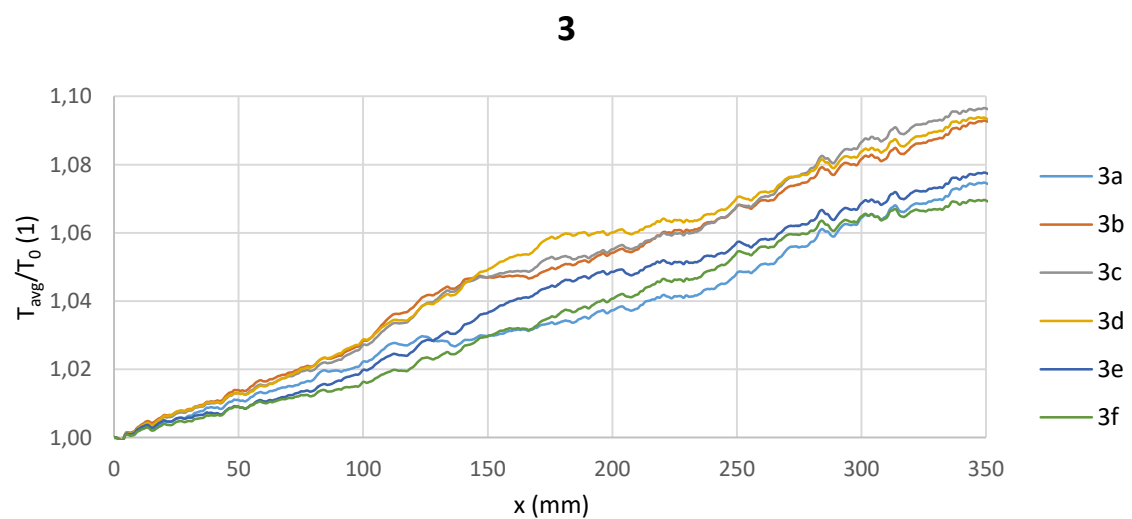
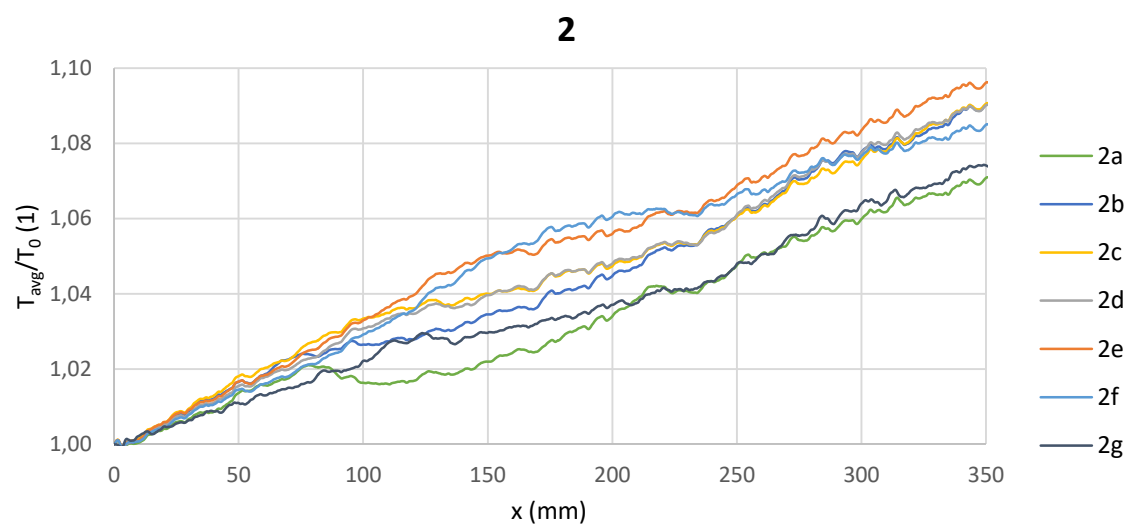
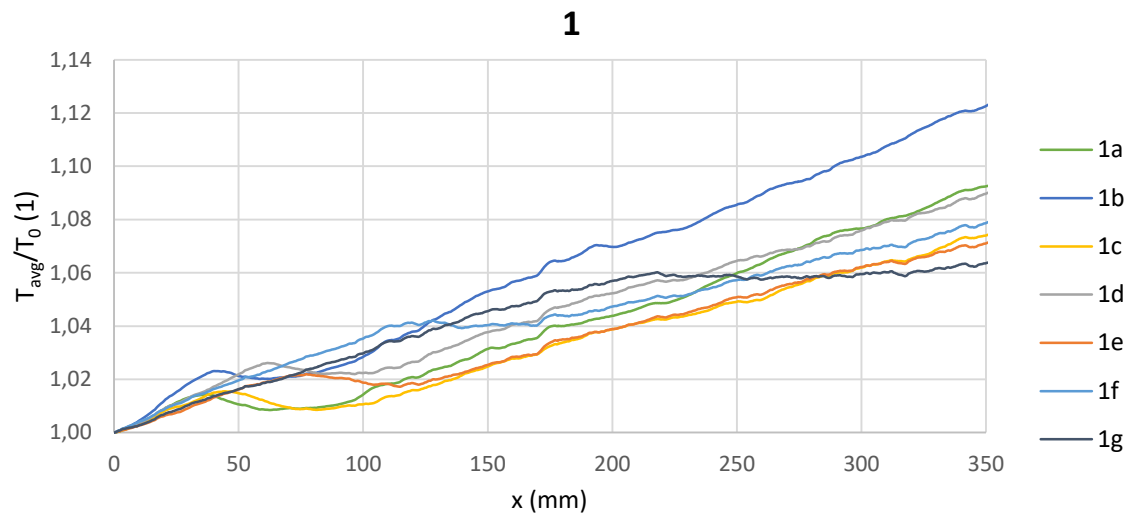
$$5f: Ra_H/Re_H^2 = 6,83$$

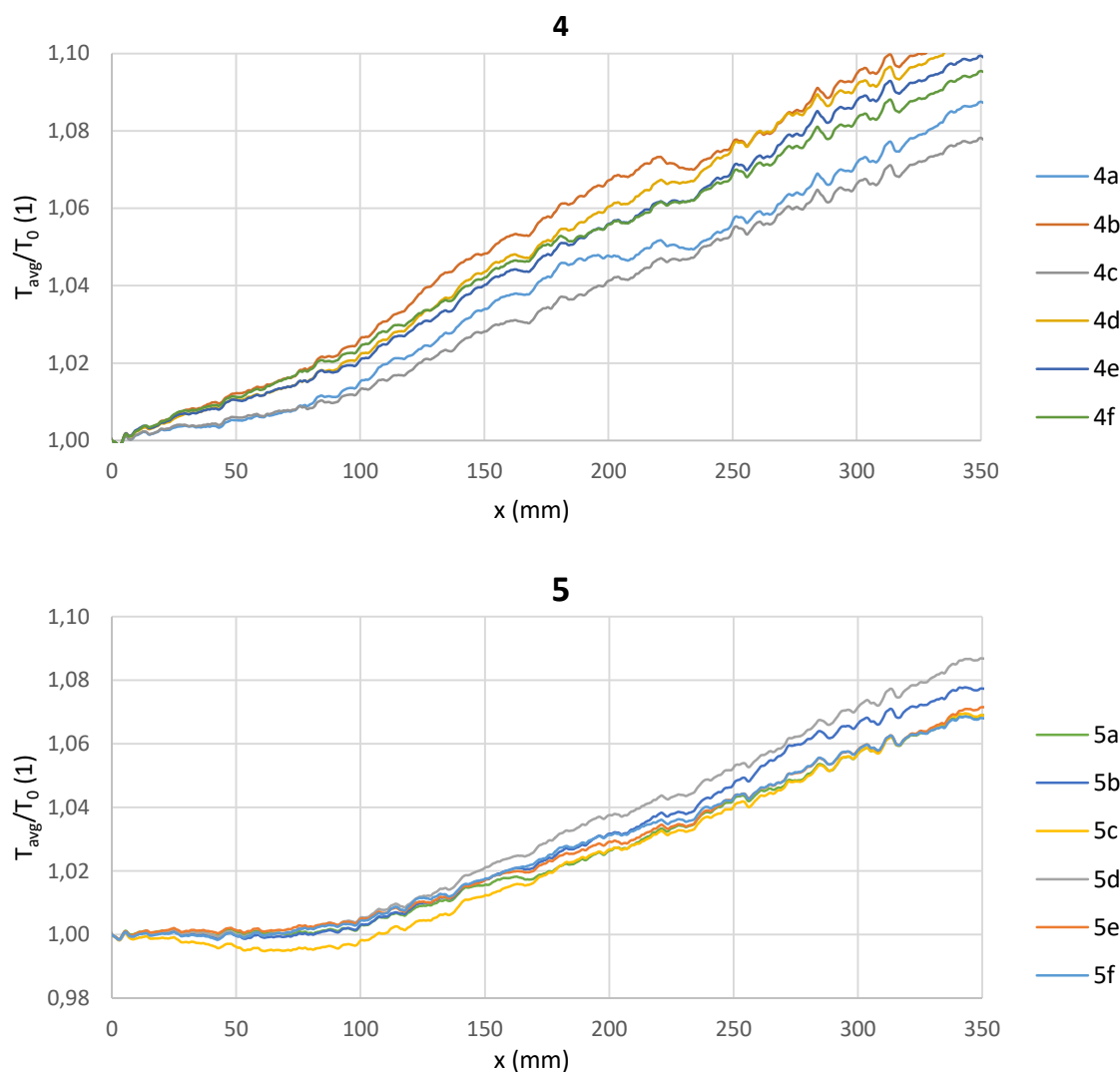
Obr. 5.10 Teplotní mapy pro režimy s poměrem $Ra_H/Re_H^2 < 22$.

Podobně jako tomu bylo u měření *A*, i zde se nejistota měření výrazně zvyšovala v oblastech, kde je detekována vyšší teplota. Vzhledem k uspořádání zde však měla vliv i tvorba bublin, které překážely v záběru. V těchto místech, která není možné dokonale odfiltrovat, byla detekována nejistota i více než 2 °C. Obecně však byla v rozmezí od $\pm 0,1$ do $\pm 0,3$ °C. Nejvyšší hodnoty byly detekovány nejdále po proudu, kde lze očekávat více turbulentní změny.

5.2.2 Průběh střední hodnoty teploty v příčném směru

S pomocí vytvořeného skriptu v softwaru MATLAB byly z vyexportovaných dat vypočteny průměrné teploty T_{avg} podél osy z v měřené rovině xz a normalizované teploty jako poměr průměrné příčné teploty a průměrné teploty ve °C v místě $x = 0$, tj. T_{avg}/T_0 . Hodnoty byly zpracovány do grafů na Obr. 5.11. Všechny grafy zobrazují rostoucí trend. U všech teplotních křivek režimu **1** narůstá teplota až do lokálního maxima, poté teplota klesne o desetiny až jednotky procent. Jedná se o oblast vzniku sekundárního proudění, které s sebou nese efektivnější chlazení spodní stěny. Po nějaké době začne teplota v mezní vrstvě opět lineárně narůstat. Tento vrchol je patrný ještě u režimu **2a**. Dále se snižujícím poměrem Ra_H/Re_H^2 se přestává vytvářet lokální maximum, pouze se mění sklon křivky. To může být důsledek nedostatečné citlivosti metody LIF a vyžaduje to důkladnější zkoumání, které nebylo předmětem disertační práce. Režimy **5** mají přibližně do vzdálenosti $x = 100$ mm konstantní charakter, režim **5c** má v této oblasti dokonce sestupnou tendenci. Udržování teploty mezní vrstvy může být způsobené tím, že teplotní mezní vrstva má menší tloušťku, než byla vzdálenost měřené roviny od stěny. Lze si také všimnout, že sklon lineárních částí křivek za zlomem nebo poklesem je obecně podobný. To znamená, že výše průměrné teploty v mezní vrstvě na sledovaném úseku závisí na pozici, kde dojde ke vzniku sekundárního proudění.





Obr. 5.11 Průběh příčného průměru rychlosti v režimech 1 až 5.

5.2.3 Určení hranice sekundárního proudění

Jak již bylo zmíněno, u části teplotních dat se vyskytuje oblast lokálního maxima příčné střední teploty v rovině yz . Z číselných hodnot z Obr. 5.11 byla pomocí vlastního algoritmu v prostředí MATLAB hledána hodnota souřadnice x odpovídající prvnímu lokálnímu maximu v rámci vhodně zvoleného intervalu 30 mm se snahou zamezit nalezení lokální odchylky způsobené například přítomností bublinek vzduchu. Odpovídající vzdálenost x byla určena jako **pozice lokálního maxima teploty** x_t . U datových sad bez lokálních maxim byly hledány manuálně s pomocí vizualizace teplotního pole. Získané hodnoty jsou společně s poměrem Ra_H/Re_H^2 uvedeny v tabulce Tab. 5.4.

Tab. 5.4 Tabulka hodnot Ra_H/Re_H^2 a pozice x_t určené z polohy lokálního maxima teploty.

| označení | Ra_H/Re_H^2 | x_t (mm) |
|-----------|---------------|------------|
| 1a | 2499,88 | 38,6 |
| 1b | 2091,59 | 45,1 |

| označení | Ra_H/Re_H^2 | x_t (mm) |
|----------|---------------|------------|
| 1c | 1691,19 | 49,2 |
| 1d | 1309,90 | 69,8 |
| 1e | 921,71 | 77,2 |
| 1f | 534,38 | 133,5 |
| 1g | 151,91 | 176,9 |
| 2a | 343,37 | 51,4 |
| 2b | 288,83 | 95,5 |
| 2c | 233,79 | 99 |
| 2d | 181,28 | 109 |
| 2e | 127,54 | 141 |
| 2f | 73,88 | 172,5 |
| 2g | 20,95 | 289,6 |
| 3a | 129,33 | 105,8 |
| 3b | 108,94 | 120,4 |
| 3c | 88,27 | 130 |
| 3d | 68,40 | 158 |
| 3e | 48,16 | 173,8 |
| 3f | 27,86 | 217,3 |
| 4a | 56,71 | 162,6 |
| 4b | 47,75 | 204,1 |
| 4c | 38,71 | 223,7 |
| 4d | 29,99 | 245,8 |
| 4e | 21,09 | 272,9 |
| 4f | 12,30 | 317,7 |
| 5a | 31,79 | 222,4 |
| 5b | 26,73 | 240 |
| 5c | 21,65 | 256 |
| 5d | 16,70 | 283,3 |
| 5e | 11,80 | 308,6 |
| 5f | 6,83 | 352,4 |

Hodnoty z Tab. 5.4 jsou zaznamenány do grafu na Obr. 5.12, kde je zobrazena závislost x_t na Ra_H/Re_H^2 . Zajímavé je, že hodnoty LIF měření (měření *B*) lze rozdělit do dvou skupin. Režimy **1** přibližně sledují trend hranice x_t vyznačený v grafu modrou tečkovanou čarou

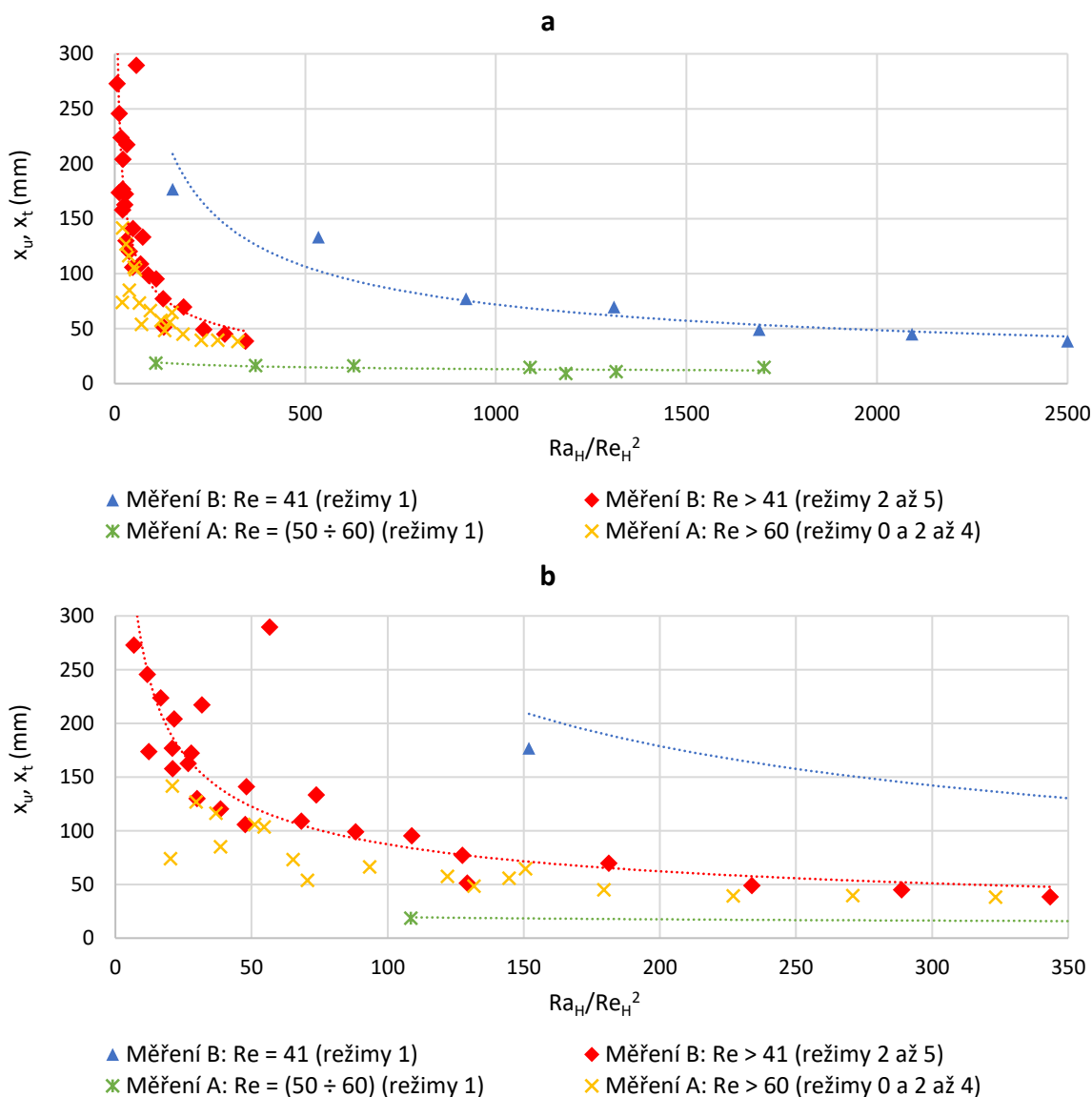
$$x_t = 3567(Ra_H/Re_H^2)^{-0,565}, \quad (5.2)$$

zatímco režimy **2** až **5** jsou bližší trendu vyznačenému červenou tečkovanou čarou

$$x_t = 830,39(Ra_H/Re_H^2)^{-0,489}. \quad (5.3)$$

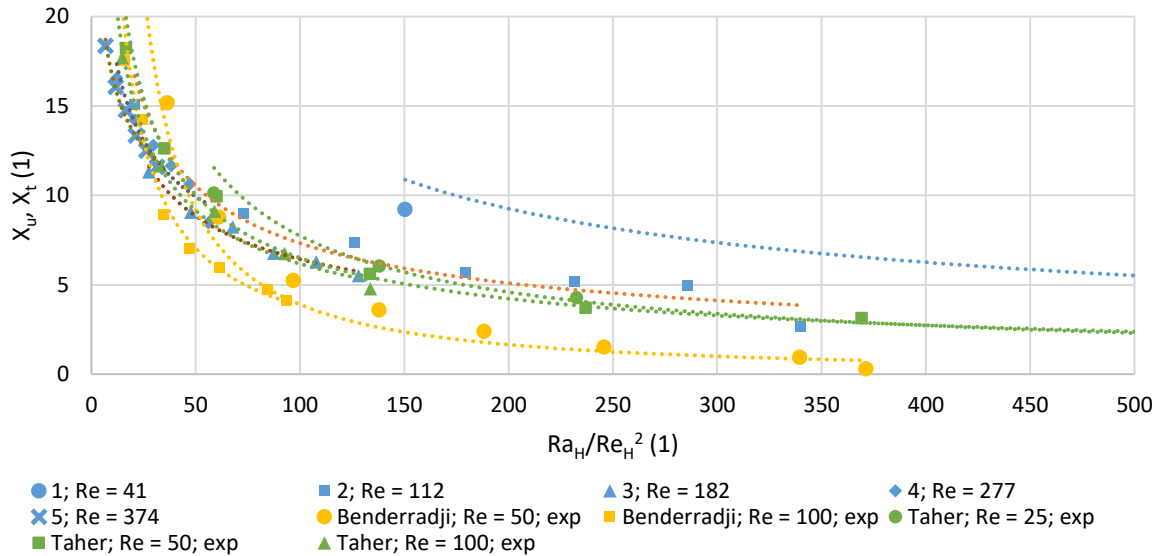
Trendy vznikly proložení hodnot v prostředí MS Excel. Pro kontext jsou v grafu zaneseny i režimy měření *A* popsané v kapitole 5.1. Skupina $Re > 60$ se vyskytuje blízko trendu měření *B*, všechny hodnoty jsou však pod rovnicí (5.3). To nahrává hypotéze tepelného vlivu

laseru měření *A*. Vysvětlit to však lze i tím, že LIF je schopno detekovat až vyšší teplotní gradienty, proto posouvá hodnoty k vyšším x . Hodnoty ze skupiny $Re = (50 \div 60)$ jsou, stejně jako skupina $Re = 41$ měření *B*, zcela mimo trend (5.3), ale i výrazně pod trendem (5.2). To lze vysvětlit tím, že při nižším Re je vliv laseru na teplotu spodní stěny při měření *A* daleko významnější než při vyšších hodnotách Re . Je však zřejmé, že hodnoty pozice vzniku sekundárního proudění x_u jsou obecně menší a nacházejí se blíže počátku ohřevu $x = 0$ než souřadnice x_t .



Obr. 5.12 Závislost x_u a x_t na Ra_H/Re_H^2 . Celý rozsah (a), detail (b).

Na Obr. 5.13 je detailnější pohled na režimy 1-5 (*B*) společně s experimentálními daty Benderradji [46] a Taher [50]. Hranice sekundárního proudění je zde bezrozměrně $X_{u,t} = x_{u,t}/H$. Data této práce ukazují daleko větší odstup mezi křivkami s $Re = 41$ a ostatními než porovnávaná data. I výsledky s $Re = 25$ se vyskytují v blízkosti křivek s vyšším Re . Lze si však všimnout, že se zvyšujícím se Re se datové sady obecně posouvají k nižším hodnotám Ra_H/Re_H^2 . Důvod, proč jsou data režimu 1 mimo sady s vyšším Re , není z prezentovaných výsledků znám.



Obr. 5.13 Závislost $X_{u,t}$ na Ra_H/Re_H^2 , srovnání s jinými autory. Tečkované křivky reprezentují příslušný trend.

5.2.4 Určení součinitele přestupu tepla

Určení součinitele přestupu tepla spojitě je obecně problematické. V uzavřeném kanále jej lze získat bodově pomocí termočlánků umístěných na stěně nebo spojitě například pomocí termovizních kamer, tj. měřením teplotního gradientu v mezní vrstvě. Lze též měřit tepelný tok nalepovací sondou. Jakékoliv sondy umístěné uvnitř kanálu však narušují proudění, lze je ale případně umístit na vnější stranu kovové vyhřívané stěny. V takovémto případě je však problematické stěnu účinně tepelně izolovat. Použití termovizní kamery je zase limitováno lomem světla na rozhraních vzduch–stěna a stěna–voda. Problém je i přesné určení emisivity povrchu stěny. Z těchto důvodů vznikla myšlenka získat rozložení teploty dna s pomocí metody LIF za předpokladu, že je měřená rovina laserového řezu dostatečně blízko povrchu stěny. Metoda LIF, jejíž vyhodnocovaný signál je v jiném spektru viditelného světla, než je spektrum zelených laserových odlesků, je pak minimálně limitovaná rozptylem světla od povrchu spodní stěny.

Stanovená příčná střední teplota byla využita k výpočtu lokálního součinitele přestupu tepla α_x s využitím Newtonova ochlazovacího zákona

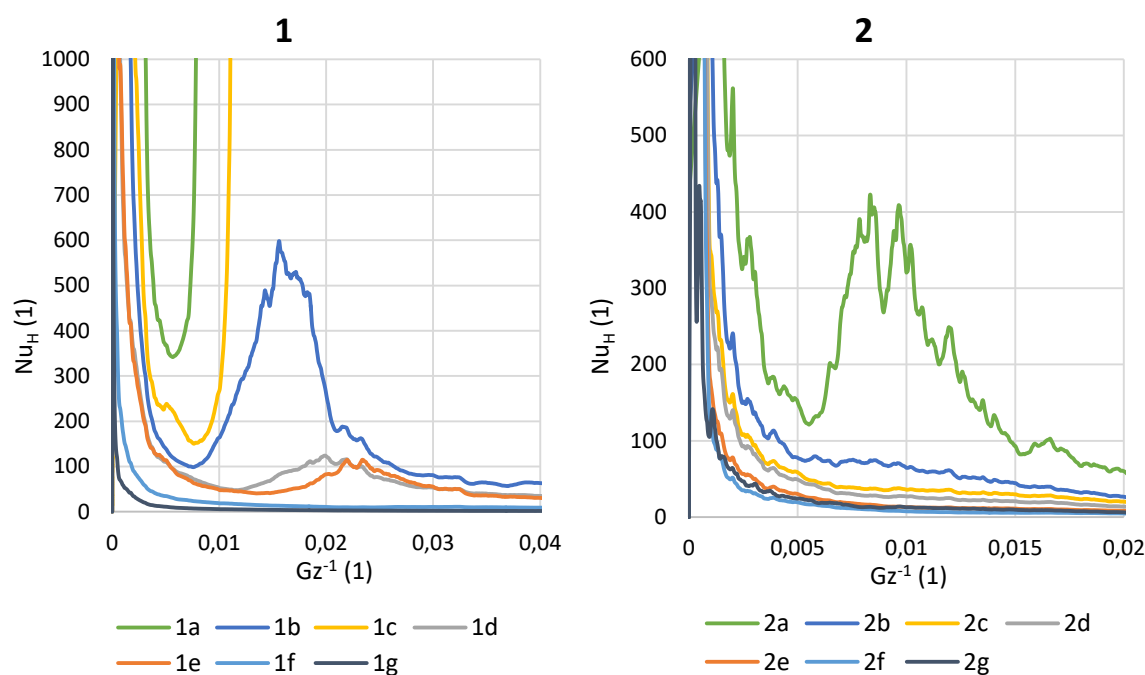
$$\alpha_x = \frac{q}{T_b(x) - T_{avg}(x)}, \quad (5.4)$$

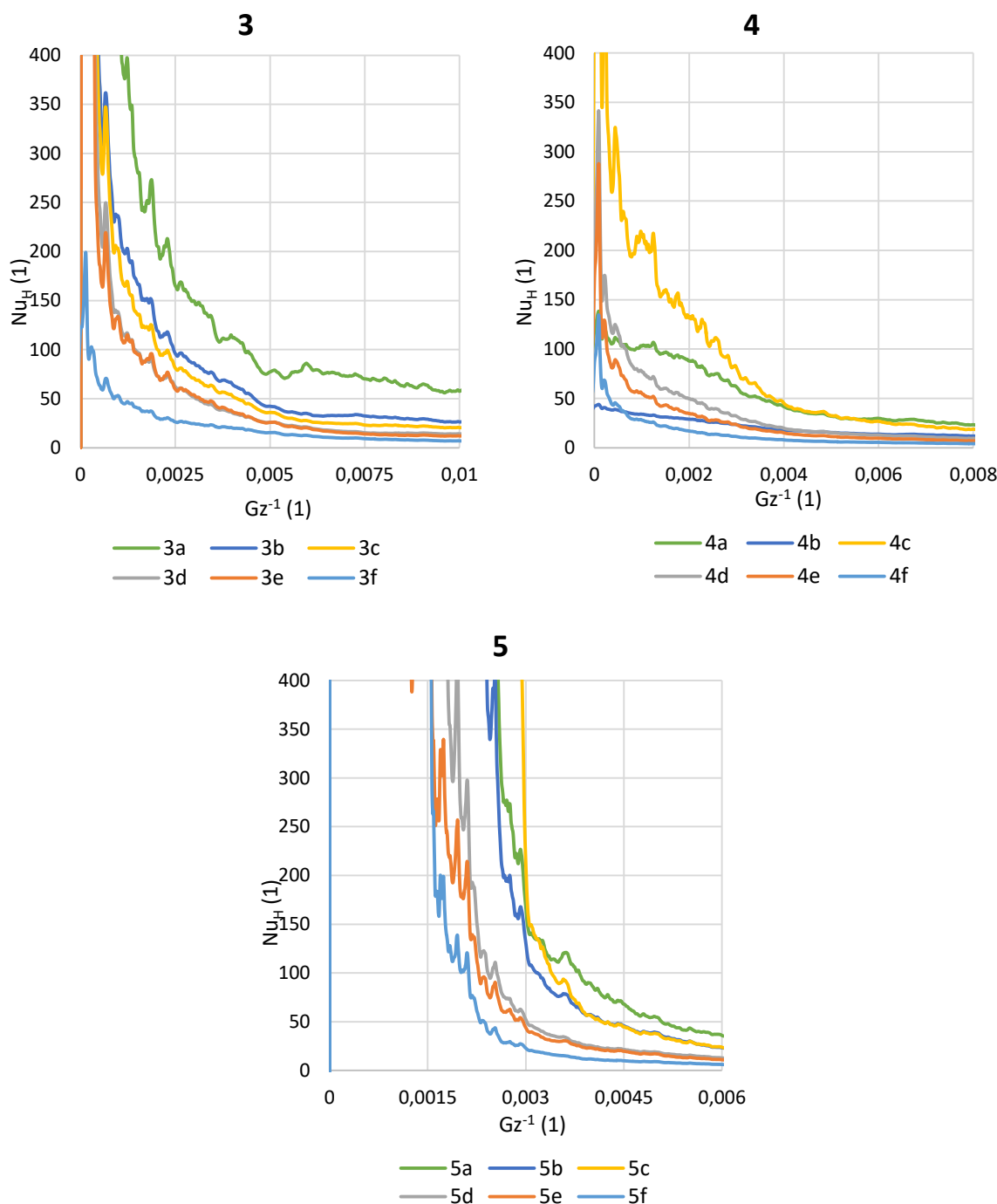
kde q ($W \cdot m^{-2}$) vyjadřuje přiváděný tepelný tok, T_b ($^{\circ}C$) je střední teplota vody v průřezu kanálu v pozici x a T_{avg} ($^{\circ}C$) je příčný aritmetický průměr naměřené teploty v pozici x . Teplotu T_b lze určit z kalorimetrické rovnice

$$T_b(x) = \frac{qBx}{\rho\dot{Q}_v c_v} + T_0, \quad (5.5)$$

kde součin qBx (W) vyjadřuje tepelný tok plochou stěny šířky B před pozicí x , \dot{Q}_v ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) je objemový průtok a c_v ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je izochorická měrná tepelná kapacita. Rovnice vyjadřuje, o kolik se prohřeje tekutina, která protékla přes ohřívanou plochu s hustotou tepelného toku q o rozměrech Bx (m^2).

Součinitel přestupu tepla je vykreslen bezrozměrně prostřednictvím Nusseltova čísla Nu_H na Obr. 5.14. Podélná souřadnice je ve formě inverzního Graetzova čísla Gz^{-1} . Jednotlivé grafy představují režimy **1** až **5**. Barevně jsou rozlišeny jednotlivé průběhy Nu režimů **a** až **g**, resp. **f**. Na grafech režimů **1** je dobře patrný proces vzniku sekundárního proudění. V blízkosti pozice $\text{Gz}^{-1} = 0$ je rozdíl mezi lokálním příčným průměrem teploty stěny $T_{\text{avg}}(x)$ a lokální průměrnou teplotou v průřezu $T_b(x)$ blízký nule, součinitel přestupu tepla α_x , respektive Nusseltovo číslo Nu_H , dosahuje vysokých, teoreticky nekonečných hodnot. Nu poté klesá s tím, jak se teplotní mezní vrstva postupně vyvíjí a prohřívá, až dosáhne minimální hodnoty. S rozvojem sekundárního proudění dojde k poklesu teploty stěny a spolu s tím k nárůstu Nu , až k určité maximální výši. Následuje pozvolné klesání. Tento proces je dobře patrný u režimů **1a-e**, **2a** a mírně i režimu **2b**. Ostatní režimy mají v celém rozsahu klesající Nu . Souvisí to s výskytem lokálního maxima teploty popsáno v kapitole 5.2.2. Při detailním pohledu na režimy si lze všimnout, že se křivky se snižujícím se Ra obecně posouvají k nižším x a Nu_H . Režimy **5** jsou posunuty k vyšším x , což souvisí se stagnací teploty tekutiny v měřené rovině.

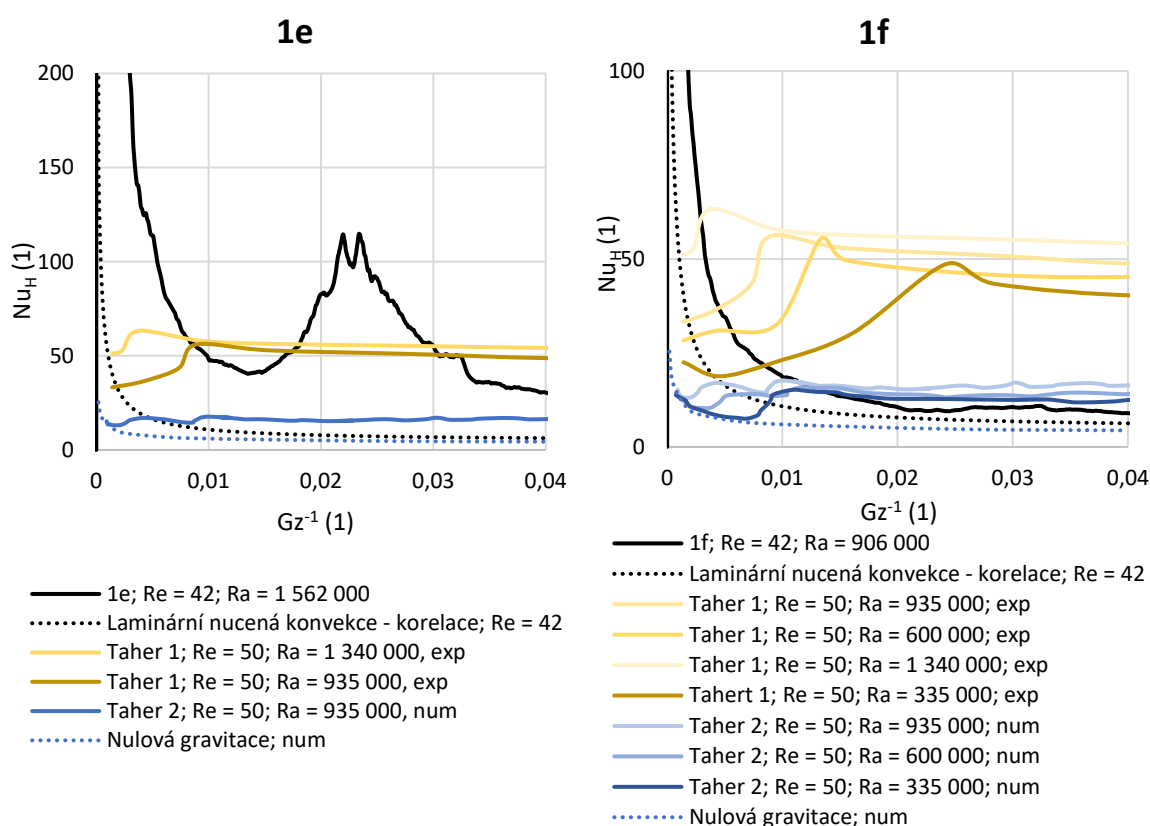


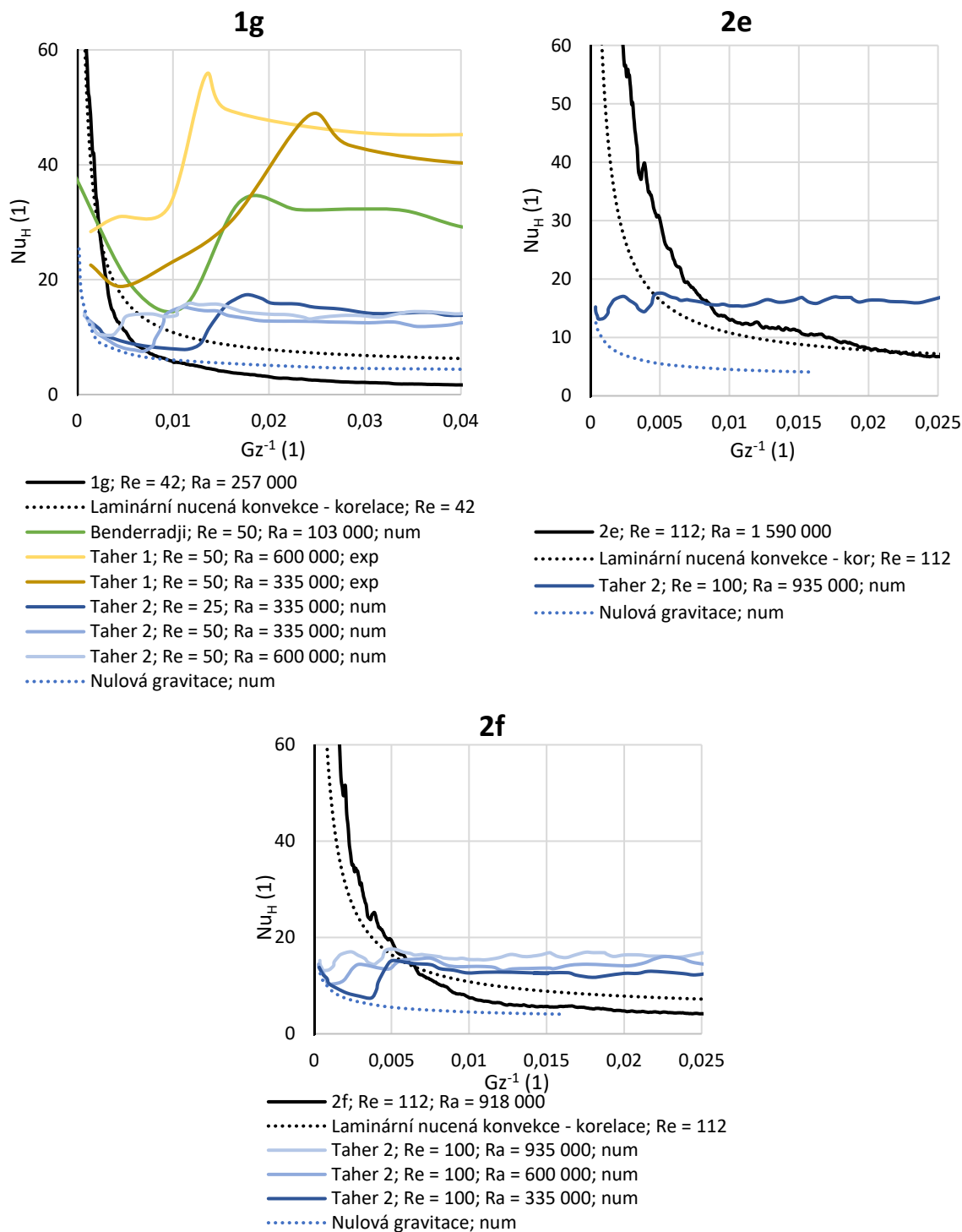


Obr. 5.14 Nu_H v závislosti na Gz^{-1} získané z průběhu T_{avg} metodou LIF.

Vybrané průběhy Nusseltova čísla jsou porovnány s nejbližšími podmínkami z dostupné literatury na Obr. 5.15. Na grafech jsou vykresleny hodnoty Taher [49] (experiment), Taher 2 [50] (numerická simulace) a Benderradji [46] (numerická simulace). Odlišné podmínky ze stejné práce jsou rozlišeny odstíny příslušných barev. Nusseltovo číslo určené z teploty LIF pro režimy **1e-g** a **2f-g** jsou v každém grafu znázorněny černě. Černou tečkovanou čarou je znázorněna čára korelace laminární nucené konvekce (LNC) [78] pro odpovídající Reynoldsovo číslo. Experimentální křivky této práce jsou poměrně vzdálené křivce LNC, drží si však podobný trend a s rostoucím Re se křivce přibližují více. Tento odstup může být způsoben tím, že nebyla měřena teplota v těsné blízkosti stěny, ale přibližně 1 mm od ní.

Větší teplotní rozdíl (jmenovatel rovnice (5.4)) by zřejmě posunul křivku blíže k nule. Numerická data Taher 2 nejprve kopírují křivku nulové gravitace, poté se od ní odchýlí (oblast rozvoje sekundárního proudění), až se nakonec ustálí na určité hodnotě Nu (turbulentní režim). Hodnota Nu v této práci je z neznámých příčin přibližně třetinová vůči stejným podmínkám experimentální studie Taher. Hodnoty z této práce se před oblastí rozvoje sekundárního proudění odchylojí od křivky LNC. U režimu **1e** se oblast rostoucího Nu vyskytuje také. V ostatních režimech je patrná buď málo, nebo vůbec. Obecně lze říci, že součinitel přestupu tepla, resp. Nusseltovo číslo metodou LIF u rovinných případů určit lze. I v tomto případě, kdy měřená rovina je od stěny vzdálená přibližně 1 mm, jsou zjištěné hodnoty řádově podobné hodnotám z prací jiných autorů. Pro získání teplotních hodnot skutečně odpovídajícím hodnotám na stěně je nutné tomu experiment přizpůsobit a nastavit měřenou rovinu xz souběžně s rovinou spodní stěny.





Obr. 5.15 Porovnání výsledků, Nu_H vs. Gz^{-1} s experimentálními daty a numerickými simulacemi z literatury [46], [49], [50] a [80].

5.3 Měření stereo-PIV

Poslední měření, měření *C*, byla vyhodnocena stereo-PIV řešičem softwaru DaVis 10.2. Z 60sekundových záznamů byly pro účely dalšího zpracování zprůměrovány první tři sekundy. Data jsou založená na režimu **1a** měření *B* a poté byl zvyšován průtok. Naměřené režimy jsou v Tab. 5.5.

Tab. 5.5 Režimy stereo-PIV měření (C).

| označení | Re ± nejistota (1) | | Ra ± nejistota (1) | | Ra _H /Re _H ² ± nejistota (1) | |
|----------|--------------------|-------|--------------------|--------|---|-------|
| 1a | 42,75 | 2,08 | 4 767 343 | 30 580 | 2608,08 | 16,73 |
| 2a | 90,86 | 4,43 | 4 727 035 | 29 800 | 572,63 | 3,61 |
| 3a | 139,57 | 6,81 | 4 777 087 | 29 157 | 245,25 | 1,50 |
| 4a | 188,56 | 9,20 | 4 825 088 | 29 488 | 135,70 | 0,83 |
| 5a | 237,76 | 11,59 | 4 868 046 | 29 345 | 86,12 | 0,52 |
| 6a | 287,02 | 14,00 | 4 898 340 | 28 091 | 59,46 | 0,34 |
| 7a | 336,52 | 16,41 | 4 932 039 | 28 418 | 43,55 | 0,25 |
| 8a | 386,03 | 18,83 | 4 957 197 | 28 529 | 33,27 | 0,19 |
| 9a | 385,37 | 18,79 | 0 | 0 | 0 | |

5.3.1 Analogie Re_H-x

Z důvodu, že bylo měření metodou stereo-PIV provedeno v rovině yz kolmé na hlavní osu kanálu v jediné pozici $x_{PIV} = 120$ mm (viz Obr. 4.25), byla na základě rovnice (2.64), rovnice (5.1) a Tab. 5.4 stanovena korelace mezi změnou pozice x a růstem Re . Hodnoty jsou shrnuty v Tab. 5.6. Sloupec x_u je předpokládaná vzdálenost nástupu sekundárního proudění určená z rovnice (2.64), sloupec x_a vyjadřuje analogickou pozici vůči režimu **1a** pro každý režim a sloupec $|x_u + x_r|_a$ vyjadřuje analogickou vzdálenost, kde dojde k ukončení rozvoje laminární smíšené konvekce. Analogické vzdálenosti z Tab. 5.6 jsou názorně zaneseny do skalární mapy teploty režimu **1a** (B – měření LIF) na Obr. 5.16 prostřednictvím šedých čar. Jednotlivé čáry jsou označeny příslušným režimem. Žlutými čárkovanými čarami je vymezena oblast rozvoje laminární smíšené konvekce (RLSK), tj. hodnoty $|x_u|_a$ a $|x_r|_a$. Srovnání vypočtené mezní hodnoty x_u z Tab. 5.6 a teplotní mapy naznačuje, že $x_u \neq x_t$. Hodnota pozice lokálního maxima teploty x_t stanovená z map v kapitole 5.2.3 se nachází ve vzdálenosti $x_t = 38,6$ mm, tj. dále než vzdálenost nástupu sekundárního proudění x_u .

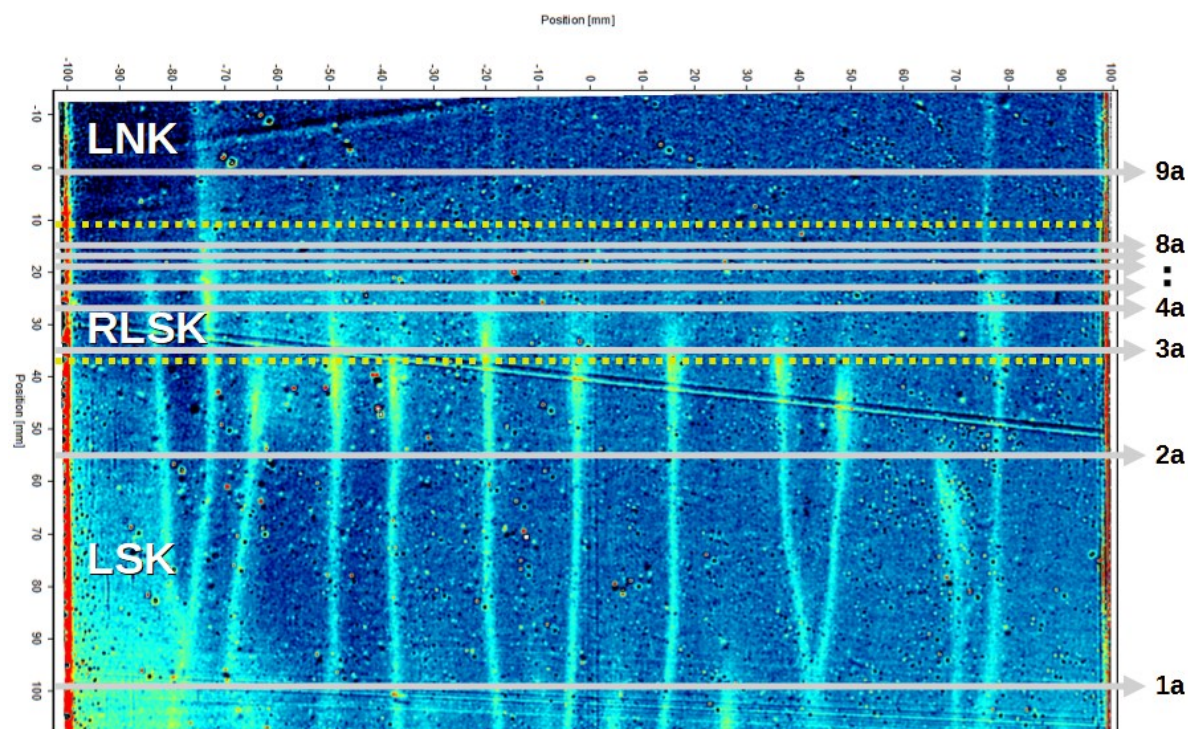
Tab. 5.6 Tabulka přepočtů.

| označení | x_u (mm) | x_a (mm) | $ x_u + x_r _a$ (mm) | oblast |
|----------|------------|------------|----------------------|-------------------|
| 1a | 10,6 | 100 | 36,5 | LSK ¹ |
| 2a | 22,7 | 46,6 | 36,5 | LSK |
| 3a | 34,4 | 30,7 | 36,5 | RLSK ² |
| 4a | 45,9 | 23 | 36,5 | RLSK |
| 5a | 57,3 | 18,5 | 36,5 | RLSK |
| 6a | 68,6 | 15,4 | 36,5 | RLSK |
| 7a | 79,8 | 13,2 | 36,5 | RLSK |
| 8a | 90,9 | 11,6 | 36,4 | RLSK |
| 9a | ∞ | 0 | ∞ | LNK ³ |

¹ Laminární smíšená konvekce

² Rozvoj laminární smíšené konvekce

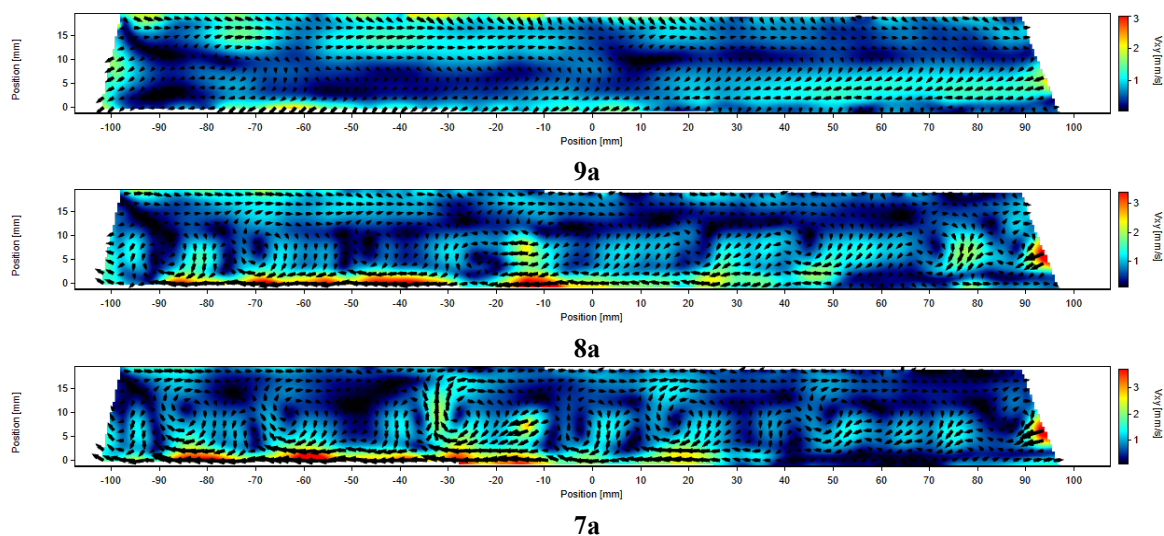
³ Laminární nucená konvekce

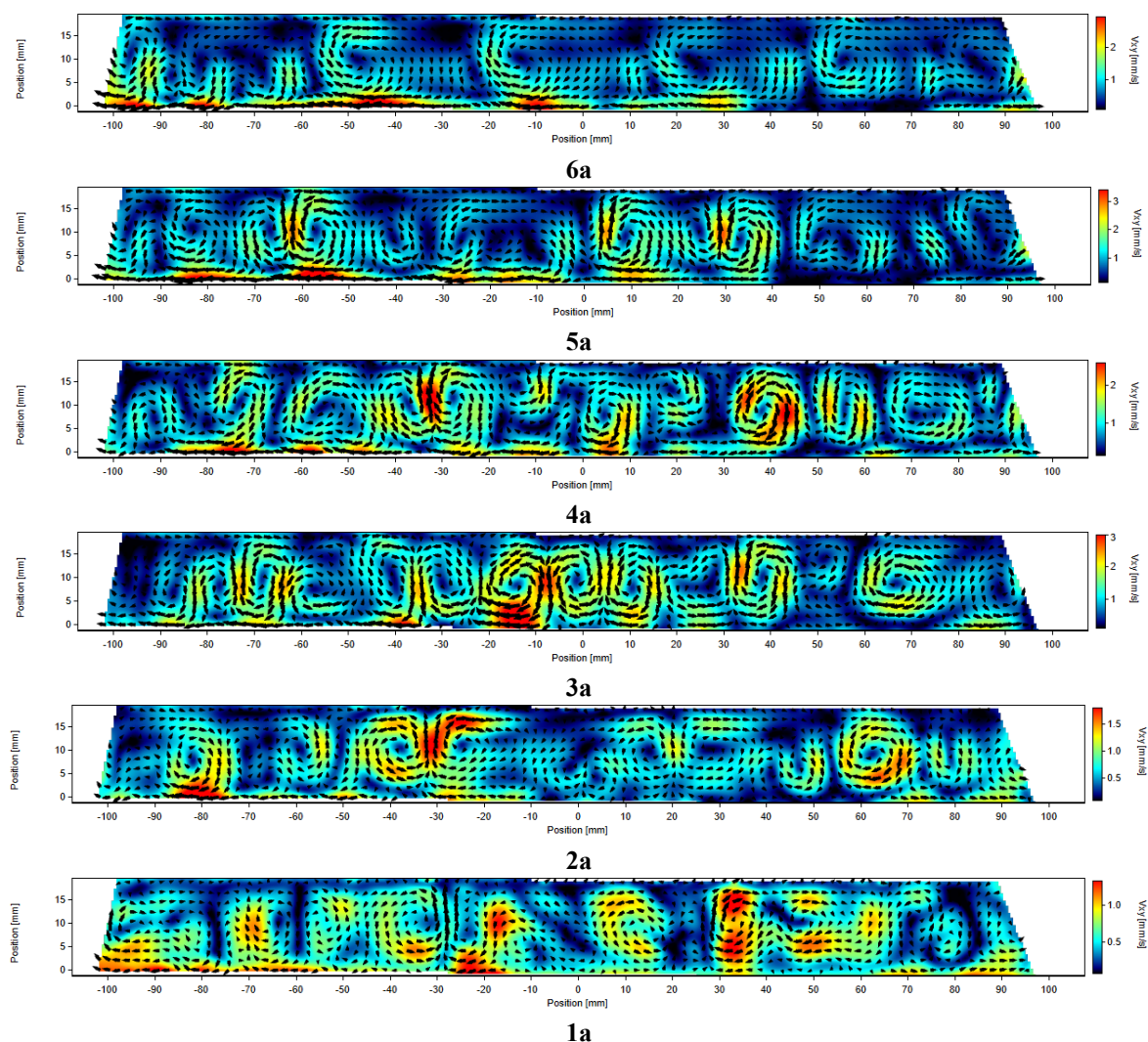


Obr. 5.16 Analogické vzdálenosti x_a vůči teplotní mapě **1a** měření LIF (měření *B*) pro režimy **1a** až **9a** měření stereo-PIV (měření *C*). LNK – laminární nucená konvekce, RLSK – rozvoj laminární smíšené konvekce, LSK – laminární smíšená konvekce.

5.3.2 Vektorové mapy

Obr. 5.17 zobrazuje grafické výsledky v řezech dle Obr. 5.16. Jsou seřazeny ve směru proudění od režimu **9a** po režim **1a**. Jedná se o vektorové mapy se skalárním polem průměru rychlosti do roviny yz , tj. do roviny řezu. Zkosení po stranách průřezu vzniklo zastíněním okrajových částí kanálu pro minimalizaci nežádoucích odlesků. Obrázky ukazují postupný rozvoj podélných vírů. Se snižujícím se Re , respektive se vzdalující se pozicí x_a , postupně narůstá neaxiální složka v_{yz} . U režimů **5a-3a** jsou již obdélníkové buňky dobře patrné. Dále se stávají méně pravidelnými.





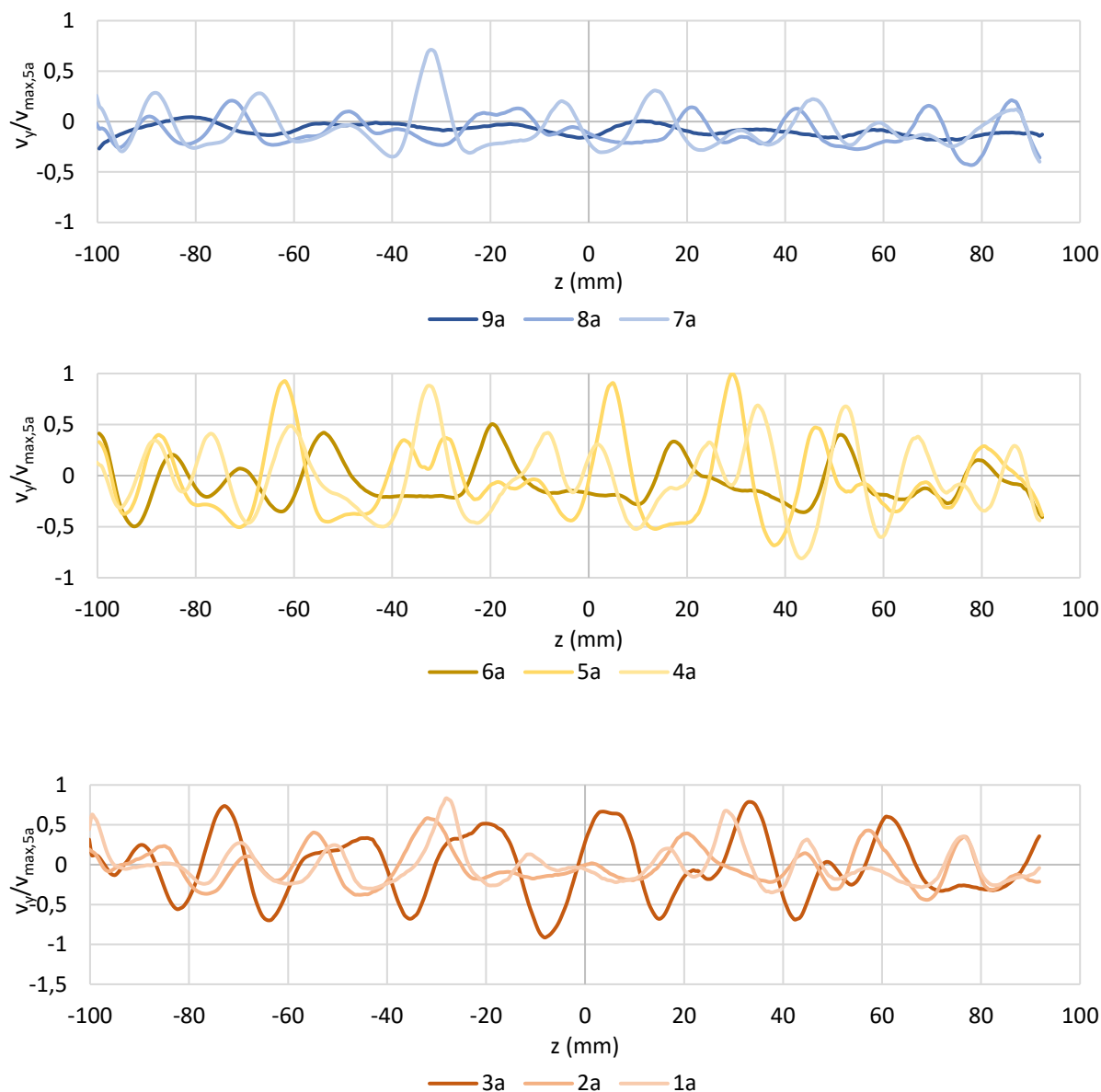
Obr. 5.17 Vektorové mapy rychlosti v příčné rovině yz pro režimy proudění 1a až 9a, skalární pole, resp. barevné kontury označují rychlost v_{yz} .

Nejistota axiální složky v_z byla pro nejnižší průtok obecně pod 3 %, v některých regionech ale dosahovala až 80 %. Se zvyšujícím se průtokem však relativní nejistota klesala až pod 1 %. To může souviset s dynamickým rozsahem metody. Jinak tomu je u vodorovné a svislé složky rychlosti, které nejsou dominantní, mají nejistotu až stejného řádu jako hodnoty rychlosti nezávisle na průtoku. S ohledem na to je možné říct, že stereo-PIV v tomto uspořádání a s tímto hardwarem naráží na svoje limity.

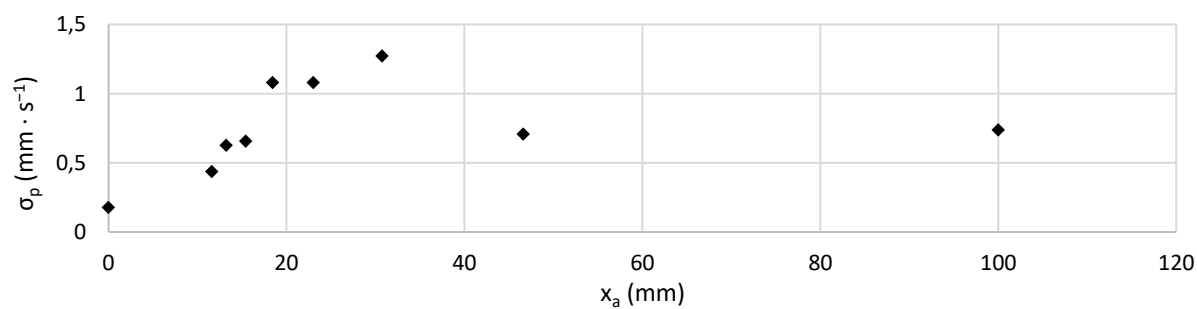
5.3.3 Svislá složka rychlosti

Z dat na Obr. 5.17 byly získány profily svislé složky rychlosti v_z ve středu výšky kanálu $H/2$. Rychlostní profily jsou na Obr. 5.18. Rychlostní profily jsou normalizovány maximální rychlostí režimu 5a, kde byla detekována nejvyšší rychlost v_z . Grafy režimů jsou pro přehlednost seskupeny po třech. U grafu 9a až 5a je patrný postupný nárůst amplitud rychlosti. To značí rozvoj laminární smíšené konvekce. Od režimu 4a se amplituda zase snižuje. To může souviset s postupným přechodem do turbulence. Na Obr. 5.19 je zanesena příčná

střední směrodatná odchylka σ_p profilu v_y podle x_a . Ukazuje rovněž na ukončení rozvoje v regionu okolo $x_a = (35 \div 46)$ mm.



Obr. 5.18 Příčné rychlostní profily v_y v místě $H/2$ od stěny.

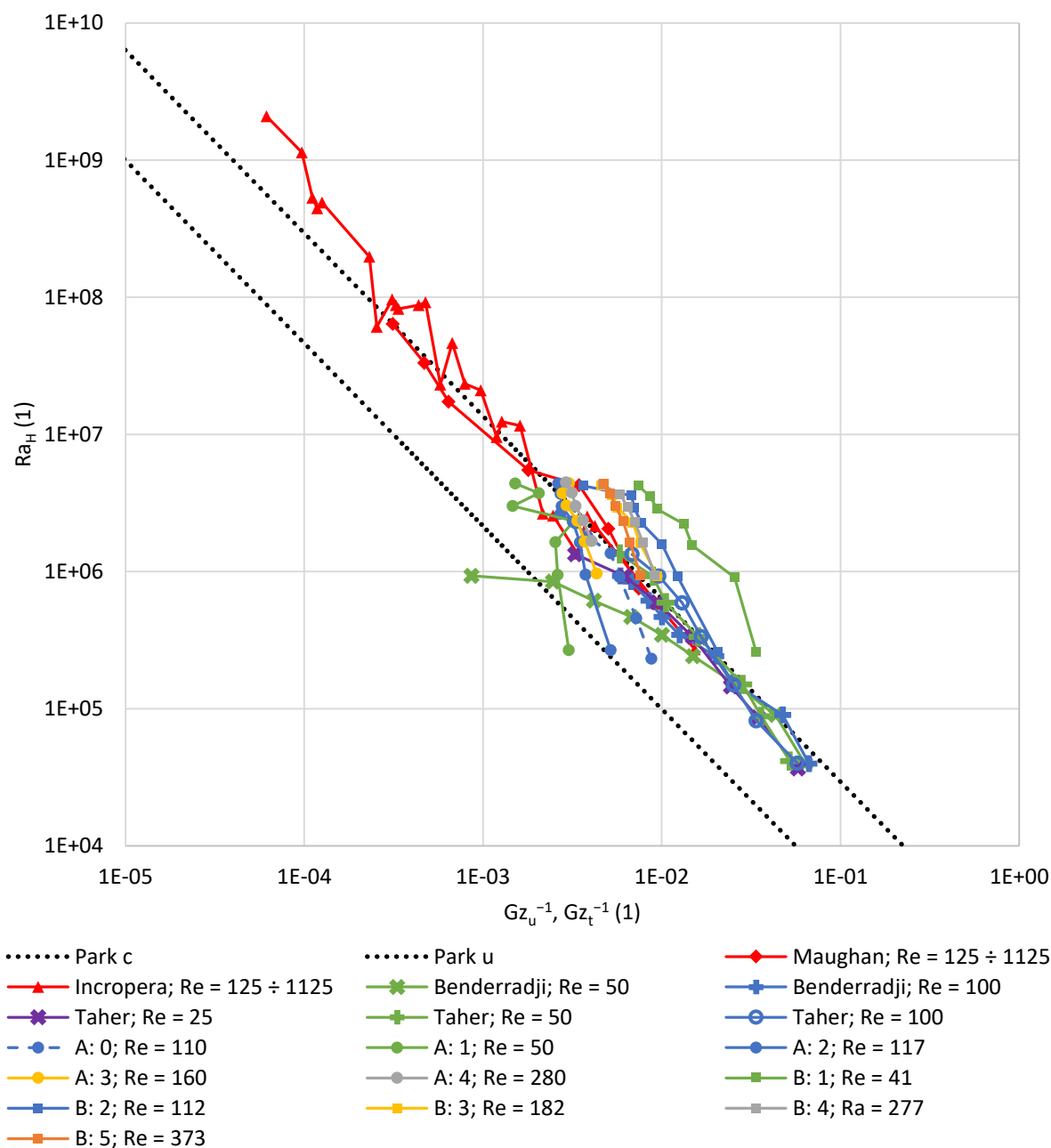


Obr. 5.19 Příčná střední směrodatná odchylka σ_p profilu v_y podle x_a .

5.4 Souhrnná analýza výsledků

Na Obr. 5.20 jsou zaneseny získané hodnoty nástupu sekundárního proudění x_u a hodnoty lokálního maxima teploty x_t ve formě inverzního Graetzova čísla Gz^{-1} podle Ra_H určené oběma způsoby, tj. měřeními A i B . Data jsou porovnána s dostupnou literaturou Benderradji a kol. [46], Taher a kol. [50], Maughan a Incropera [45] a Incropera a kol. [44]. Jedná se o experimentálně zjišťované hodnoty. V grafu jsou rovněž zaneseny vzdálenosti související s vnitřní nestabilitou Gz_c^{-1} určené Parkem a kol. [56] v rovnici (2.65), tj. „Park c“, a vzdálenosti související se vznikem sekundárního proudění $Gz_u^{-1} = 4Gz_c^{-1}$, tj. „Park u“. V legendě grafu jsou u příslušných datových sad uvedena Reynoldsova čísla. Datové sady s podobným Re jsou vykresleny stejnou barvou.

Hodnoty „Maughan“ a „Incropera“ se nacházejí v blízkosti křivky „Park u“ v celém rozsahu. Rozkol nastává u ostatních hodnot. Ze dvou sad „Benderradji“ pro $Re = 50$ a $Re = 100$ se zdá, že se hodnoty odchylojí od křivky „Park u“ se zvyšujícím se Ra tím víc, čím je Re nižší. Hodnoty pro $Re = 50$ dokonce překonávají hranici „Park c“ Tento odklon je mírněji patrný i u sady označené „Taher“ pro $Re = 25$. Ekvivalentní výsledky této práce tento odklon nepotvrzují. Naopak, u sad A (kruhové značky) se hodnoty odklánějí směrem k nižším Ra . Tento odklon je obecně tím vyšší, čím nižší je Re . Jak již bylo popsáno, nelze zcela vyloučit nežádoucí tepelný vliv laseru. Zcela mimo tyto trendy jsou hodnoty z měření B . Ty jsou sice posazeny poměrně paralelně vůči křivce „Park u“, vyskytují se však všechny nad ní. Při bližším pohledu na zelené značky, které jsou blízko $Re = 50$, lze vyslovit hypotézu, že hodnoty x_u a x_t byly získány detekcí rozdílných jevů. Zatímco Benderradji a kol. [46] a Taher a kol. [50] popisují, že touto hranicí je míněna „vzdálenost ve které byly experimentálně zjištěny válce v celé šíři kanálu“, hodnoty x_t měření B byly detekovány jako místo, kde naměřená teplota v měřené rovině xz dosahuje lokálního maxima nebo dochází k určitému zlomu v trendu teploty. Tyto hodnoty nemusejí být ve srovnání s ostatními pracemi plně ekvivalentní. Minimálně tedy lze na základě této práce říct, že pozice $x_u < x_t$.



Obr. 5.20 Naměřené hodnoty Gz_u^{-1} , resp. Gz_t^{-1} podle Ra_H a porovnání s jinými autory [46], [49], [50], [56] a [80].

6 Závěr

Náplní této disertační práce bylo experimentální studium Rayleighovy-Bénardovy-Poiseuilleovy (RBP) konvekce s využitím metod *Particle Image Velcimetry* (ekv. integrální laserová anemometrie) a *Laser-Induced Fluorescence* (laserem indukovaná fluorescence) prostřednictvím nástrojů společnosti LaVision. Primárním cílem bylo ověřit nové přístupy v měření fenoménů spjatých s procesem destabilizace proudění v obdélníkovém kanále s ohřívanou spodní stěnou, jako jsou specifické proudové charakteristiky a změna součinitele přestupu tepla, respektive Nusseltova čísla. Obsahově se disertace skládá z následujících částí:

- Rozbor stavu poznání je zaměřen na teorii stability obecně s přesahem do konkrétní problematiky. Je zde nastíněna historie studií turbulence i RBP konvekce. Dále je popsána stabilita proudění analyticky i empiricky a jsou charakterizovány základní formy nestability.
- Ve třetí části jsou teoreticky popsány použité optické metody mechaniky tekutin PIV, stereo-PIV a LIF.
- Čtvrtá část se zabývá teoretickými i praktickými kroky, které vedly k sestavení a provedení experimentů. Je popsán návrh experimentu, veškeré přípravné experimenty týkající se ověřování charakteristik experimentální cirkulační trati a popisem experimentálního uspořádání tří skupin experimentů: kombinovaného měření PIV a LIF ve svislé centrální rovině kanálu, LIF měření v horizontální rovině a stereo-PIV měření v příčném řezu kanálu.
- Pátá část se zabývá vyhodnocením a analýzou výsledků nejprve jednotlivě a poté souhrnně.

Měření PIV a LIF si kladlo za cíl prostudovat nástup a rozvoj sekundární konvekce. Výsledky měření jsou nejprve prezentovány formou vektorových a skalárních polí. Na všech polích jsou zřejmé stoupající proudy ve vertikálním směru osy y . Na LIF datech se projevují jako úzký proužek zvýšené teploty. PIV data pak ukazují nárůst svislé složky rychlosti přesně po kontuře teploty. Další oddíl se zabývá problematikou určení hranice sekundárního proudění x_u ze získaných dat, tj. oblasti, kde je detekována volná konvekce. Oblast měření byla omezena zejména z důvodu limitů PIV. Požadovaný signál je podobných vlnových délek jako optické ruchy na rozhraních kanálu. Pomocí kontur stoupajícího proudu teplejší kapaliny byla stanovena hranice počátku a ukončení rozvoje sekundárního proudění. Získané údaje byly vzájemně porovnány a vykazovaly předpokládané trendy, tj. se zvyšujícím

se Reynoldsovým číslem se posouvá hranice počátku sekundárního proudění dále po proudu, zatímco se zvyšujícím se Rayleighovým číslem proti proudu. Zde byla vyslovena hypotéza, že laser dopadající na zahřívanou stěnu dále zvyšuje teplotu stěny a negativně tak ovlivňuje měření zejména při nižších Reynoldsových číslech. V další podkapitole byl popsán rozvoj rychlostního profilu v oblasti rozvoje sekundárního proudění a krátce za ním. Bylo ověřeno, že rychlostní profil v oblasti od počátku ohřevu k hranici nástupu sekundárního proudění nemění svůj tvar. Ten se začíná rapidně měnit s rozvojem sekundárního proudění, vyjma několika režimů ale velmi podobným způsobem nezávisle na Ra a Re .

LIF měření v horizontální rovině xz bylo primárně provedeno z důvodu lepší představy o jevech v příčném směru kanálu. Na změřených teplotních polích jsou patrné podélné pruhy teplejší kapaliny, které jsou velmi podobné numerickým simulacím citovaným v úvodu, a které se v souladu s předchozími zjištěními posouvají v závislosti na Ra a Re . Nebyl však ověřen odlišný mechanismus inicializace podélných válců při $Ra_H/Re_H^2 = 18$. Nebyl nalezen režim, při kterém by docházelo k postupné tvorbě válců od krajů kanálu ke středu, a to ani při poměru $Ra_H/Re_H^2 < 10$. Zajímavý je rozvoj příčného průměru teploty ve směru proudění prezentovaný v podkapitole 5.2.2. Zejména při nižších hodnotách Re a vyšších hodnotách Ra dochází k tomu, že v určité vzdálenosti dojde k poklesu teploty a poté teplota opět téměř lineárně stoupá, a to ve všech režimech v podobném trendu. Při vyšších Re a nižších Ra toto lokální maximum buď vůbec nevzniklo, nebo bylo velmi nepatrné, ale v obou případech došlo ke zlomu v trendu teploty. Důvodem absence maxima může být nedostatečná citlivost metody. Polohy maxima byly označeny jako x_t a dále s nimi bylo pracováno podobně jako s hranicí sekundárního proudění x_u . U datových sad, kde se lokální maximum nevyskytovalo, byl tento bod určen na základě vizuální podobnosti. Během analýzy dat vznikla myšlenka využít data teploty v horizontální rovině k vyhodnocení průběhu příčného průměru Nusseltova čísla, ačkoliv k tomu původně experiment navržen nebyl, protože horizontální rovina byla nastavena přibližně 1 mm nad stěnou. To znamená, že nebyla měřena povrchová teplota stěny, ale teplota tekutiny nad ní, která z důvodu kontinuity musí být o něco nižší. Z citované literatury je známo, že nejprve dochází k poklesu Nusseltova čísla, jak postupně roste teplotní mezní vrstva. V určité fázi dojde k prudkému nárůstu, což je důsledek vzniku sekundární konvekce a intenzivnějšího chlazení. Na základě stanovení Nu z naměřených teplotních dat dochází k tomuto nárůstu jen v režimech, kde bylo detekováno lokální maximum teploty, které je nutnou podmínkou k tomuto zlomu, protože průměrná teplota v průřezu kanálu narůstá kontinuálně na základě kalorimetrické rovnice. I v režimech, kde Nu vykazuje setrvalý pokles, je však jeho hodnota řádově podobná s hodnotami z jiných prací. Lze tedy konstatovat, že s jistými úpravami experimentálního uspořádání lze metodu LIF použít i ke studiu rovinného přestupu tepla.

Poslední skupina měření byla zaměřena na metodu stereo-PIV v příčném řezu kanálu pro jednu hodnotu Ra a proměnlivé Re v pozici, která byla stanovena na základě předchozích měření jako oblast, kde při regulaci Re nastane co největší rozsah režimů. U tohoto uspořádání je zřejmé, že dominantní složkou rychlosti bude ta kolmá k laserovému řezu a lze tedy předpokládat, že budou výsledky limitovány spodní hranicí dynamického rozsahu metody, což se ve výsledku projeví zejména na stanovené nejistotě měření, která byla mnohdy

stejného řádu jako naměřená hodnota. Nicméně, naměřená data lze interpretovat jako vizualizační data. S pomocí stanovené Re_H-x analogie byly režimy přiřazeny k analogickým režimům, jako kdyby bylo Ra a Re stejné, ale měnila se poloha řezu. Na vektorových i skalárních polích jsou patrné jisté změny. Od pozice, která analogicky odpovídá pozici $x = 0$ mm, přes oblast rozvoje laminární smíšené konvekce, až po laminární smíšenou konvekci, kde již docházelo k vyšším nestacionaritám. V podkapitole 5.3.3 byl znázorněn příčný průběh svislé složky rychlosti uprostřed výšky kanálu, jejíž relativní velikost amplitud vůči maximální hodnotě všech režimů při rozvoji laminární smíšené konvekce narůstá a poté se opět snižuje.

Závěrem byly zjištěné trendy graficky porovnány s daty z literatury. Na základě toho byl nalezen rozdíl v určování hranice nástupu sekundárního proudění. Prezentovaná data ukazují, že pozice nástupu sekundárního proudění x_u není ekvivalentní pozici lokálního maxima teploty x_t . Rozdíl lze detekovat i u porovnávaných prací, kde u některých není vůbec zřejmé, jak k určení došlo. Nicméně, získaná i porovnávaná data obecně kopírují trendy stanovené v literatuře.

Obecně lze konstatovat, že použité metody i nové přístupy jde s jistými limity použít pro výzkum podobných jevů. Optické bezkontaktní metody však mají vůči kontaktním řadu nevýhod, a to zejména sníženou citlivost a přesnost. V případě PIV může být problém měření velmi nízkých rychlostí, což se projevuje na zvyšování nejistoty. Optické metody jsou také limitované optickými ruchy, jako jsou jen těžko odstranitelné odlesky. Mezi další komplikace patří například tvorba bublin vlivem uvolňování rozpuštěného vzduchu z proudící kapaliny důsledkem kontinuálního ohřívání stěny. Ideálně by bylo vhodné vodu odplynit ultrazvukem nebo varem. Experiment je však otevřený vůči okolí, proto by opětovně docházelo k zaplyňování.

Na základě výsledků lze konstatovat splnění stanovených cílů. Prezentovaná data jsou v dobré shodě s porovnávanými výsledky. Zároveň tak byla prozkoumána úskalí použitých metod a přístupů. Výsledky budou podány pod názvem „*Experimental study of Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection using various optical methods*“ do vhodného časopisu s impact faktorem v měsících po odevzdání disertační práce. Článek je v době odevzdání práce rozpracován.

6.1 Využití výsledků a další výzkum

Výsledky prezentované v této práci nabízejí několik přínosů pro budoucí výzkum. Mohou být využity pro ověření numerických simulací nebo pro návrh technických řešení chlazení různých zařízení. Bylo naměřeno velké množství dat, které lze dále analyzovat v budoucích publikacích, a také bylo nastíněno další možné směřování výzkumu s popsáním přístupem se zaměřením na konkrétní režimy nebo stavy systému. Během řešení nebyl nalezen případ, kde by se některý autor pokusil experimentálně zkoumat přestup tepla pomocí metody LIF. Termočlávkové měření teploty sice poskytuje přesnější výsledky, metoda LIF ale nabízí data téměř spojitá, limitovaná pouze rozlišením digitálních snímačů obrazu. Její použití se dle této práce jeví jako poměrně výhodné.

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] A. Yaglom, *The Century of Turbulence Theory: The Main Achievements and Unsolved Problems*, Berlin: Springer, 2001.
- [2] G. Hagen, „Ueber die Bewegung des Wassers in engen cylindrischen Röhren,“ *Annalen der Physik*, pp. 423-442, 1839.
- [3] O. Reynolds, „An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels,“ *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, sv. 174, pp. 935-982, 1883.
- [4] O. Reynolds, „On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion,“ *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, sv. 186, pp. 123-164, 1895.
- [5] G. Evans a R. Greif, „Unsteady three-dimensional mixed convection in a heated horizontal channel with applications to chemical vapor deposition,“ *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. 34, č. 8, pp. 2039-2051, 1991.
- [6] G. Evans a R. Greif, „Thermally unstable convection with applications to chemical vapor deposition channel reactorst,“ *International Journal of Heat and Mass Transfe*, sv. 36, č. 11, pp. 2769-2781, 1993.
- [7] K. F. Jensen, E. O. Einset a D. I. Fotiadis, „Flow Phenomena in Chemical Vapor Deposition of Thin Films,“ *Annual Review of Fluid Mechanics*, sv. 23, pp. 197-232, 1991.
- [8] H. Moffat a K. F. Jensen, „Complex flow phenomena in MOCVD reactors: I. Horizontal reactors,“ *Journal of Crystal Growth*, sv. 77, č. 1-3, pp. 108-119, 1986.
- [9] W. M. Kays a A. L. London, *Compact Heat Exchangers*, 3. edice, Malabar, Florida, USA: Krieger Publishing Company, 1998.
- [10] F. P. Incropera, „Convection Heat Transfer in Electronic Equipment Cooling,“ *Journal of Heat Transfer*, sv. 110, č. 4b, pp. 1097-1111, 1988.
- [11] H. F. Fasel, F. Meng, E. Shams a A. Gross, „CFD analysis for solar chimney power plants,“ *Solar Energy*, sv. 98, pp. 12-22, 2013.
- [12] F. Maršík, *Termodynamika kontinua*, 1. edice, Praha: Academia, 1999.
- [13] J. Šesták a F. Rieger, *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*, 3. edice, Praha: Vydavatelství ČVUT, 2005.

-
- [14] R. B. Bird, W. E. Stewart a E. N. Lightfoot, Přenosové jevy: Sdílení hybnosti, energie a hmoty, 1. edice, Praha: Academia, 1968.
- [15] B. R. Munson, T. H. Okiishi, W. W. Huebsch a A. P. Rothmayer, Fundamentals of Fluid Mechanics, Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2013.
- [16] H. Schlichting, Boundary-Layer Theory, 7. edice, New York: McGraw-Hill College, 1975.
- [17] H. Schlichting a K. Gersten, Boundary-Layer Theory, 9. edice, Berlin: Springer-Verlag, 2019.
- [18] Çengel, Turner a Cimbala, Fundamentals of the Thermal Fluid Sciences, Boston: McGraw-Hill, 2017.
- [19] C. H. Forsberg, „Forced convection,“ v *Forced convection. Heat Transfer Principles and Applications*, Academic Press, 2021, pp. 211-266.
- [20] V. Uruba, Turbulence, Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2014.
- [21] W. M. Orr, „The Stability or Instability of the Steady Motions of a Perfect Liquid and of a Viscous,“ *Proceedings of the Royal Irish Academy*, č. 27, pp. 69-138, 1907.
- [22] A. Sommerfeld, „Ein Beitrag zur hydrodynamischen Erklärung der turbulenten,“ *Atti del IV Congresso internazionale dei Matematici*, č. 3, pp. 116-124, 1908.
- [23] W. Tollmien, „Über die Entstehung der Turbulenz,“ *Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete*, pp. 18-21, 1930.
- [24] H. Schlichting, „Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung,“ *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, Sv. 1 z Mathematisch-Physikalische Klasse, pp. 181-208, 1933.
- [25] V. Uruba, „Dynamika přechodových mezních vrstev,“ České vysoké učení technické v Praze, Praha, 2007.
- [26] G. B. Schubauer a H. K. Skramstad, „Laminar Boundary-Layer Oscillations and Stability of Laminar Flow,“ *Journal of the Aeronautical Sciences*, č. 14, pp. 69-78, 1947.
- [27] T. Herbert, „Secondary Instability of Boundary Layers,“ *Annual Review of Fluid Mechanics*, č. 20, pp. 487-526, 1988.
- [28] A. R. Wazzan, „The Stability of Water Flow Over Heated and Cooled Flat Plates,“ *Journal of Heat Transfer-transactions of The Asme*, č. 90, pp. 109-114, 1968.

-
- [29] Incropera, DeWitt, Bergman a Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Hoboken: John Wiley & Sons, 2006.
- [30] Y. Mori and Y. Uchida, "Forced convective heat transfer between horizontal flat plates," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. 9, č. 8, pp. 803-817, 1966.
- [31] P. Bergé a M. Dubois, „Rayleigh-Bénard convection,“ *Contemporary Physics*, sv. 25, č. 6, pp. 535-582, 1984.
- [32] M. Schrimpf, J. Esteban, H. Warmeling, T. Färber, A. Behr a A. Vorholt, „Taylor-Couette reactor: Principles, design, and applications,“ *American Institute of Chemical Engineers*, sv. 67, č. 5, 2021.
- [33] J. M. Floryan, „On the görtler instability of boundary layers,“ *Progress in Aerospace Sciences*, sv. 28, č. 3, pp. 235-271, 1991.
- [34] M. S. Genç, K. Koca, H. Demir a H. H. Açikel, „Traditional and New Types of Passive Flow Control Techniques to Pave the Way for High Maneuverability and Low Structural Weight for UAVs and MAVs,“ 2020.
- [35] R. K. Shah and A. L. London, *Advances in Heat Transfer: Supplement*, New York: Academic Press, 1978.
- [36] L. S. Han, „Hydrodynamic Entrance Lengths for Incompressible Laminar Flow in Rectangular Ducts,“ *Journal of Applied Mechanics*, sv. 27, č. 3, pp. 403-409, 1960.
- [37] S. T. McComas, „Hydrodynamic Entrance Lengths for Ducts of Arbitrary Cross Section,“ *Journal of Basic Engineering*, sv. 89, č. 4, pp. 847-850, 1967.
- [38] S. Özgen, „Effect of heat transfer on stability and transition characteristics of boundary-layers,“ *International Journal of Heat and Mass Transfer*, č. 47, pp. 4697-4712, 2004.
- [39] J.-M. Luijckx, J. K. Platten and J. C. Legros, "On the existence of thermoconvective rolls, transverse to a superimposed mean poiseuille flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. 24, č. 7, pp. 1287-1291, 1981.
- [40] X. Nicolas, "Revue bibliographique sur les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas," *International Journal of Thermal Sciences*, sv. 41, no. 10, pp. 961-1016, 2002.
- [41] X. Nicolas, J.-M. Luijckx and J.-K. Platten, "Linear stability of mixed convection flows in horizontal rectangular channels of finite transversal extension heated

-
- from below," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. 43, č. 4, pp. 589-610, 2000.
- [42] T.-F. Lin, "Buoyancy driven vortex flow and thermal structures in a very low Reynolds number mixed convective gas flow through a horizontal channel," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, sv. 24, č. 3, pp. 299-309, 2003.
- [43] Osborne a Incropera, „Laminar, mixed convection heat transfer for flow between horizontal parallel plates with asymmetric heating," *J. Heat and Mass Transfer*, sv. 28, č. 1, pp. 207-219, 1985.
- [44] Incropera, Knox and Maughan, "Mixed-Convection Flow and Heat Transfer in the Entry Region of a Horizontal Rectangular Duct," *J. Heat Transfer*, sv. 109, č. 2, pp. 434-439, 1987.
- [45] Maughan a Incropera, „Secondary flow in horizontal channels heated from below. J. Experiments in Fluids," *J. Experiments in Fluids*, sv. 5, č. 5, pp. 334-343, 1987.
- [46] Benderradji, Haddan, Taher, Médale, Acid and Papini, "Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection," *J. Heat and Mass Transfer*, sv. 44, č. 12, pp. 1465-1476, 2008.
- [47] Koffi, Abid, Médale a Papini, „Mixed convection flow in a horizontal rectangular channel subjected to a horizontal thermal gradient," *J. Heat and Mass Transfer*, sv. 47, č. 10, pp. 1251-1260, 2011.
- [48] Mey, Westhoff a Wagner, „Experimental Investigation of Flow Structure Formation in a Heated Duct Flow," v *Dillmann A., Heller G., Kreplin HP., Nitsche W., Peltzer I.: New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Berlin, Springer, 2013.
- [49] R. Taher a C. Abid, „Experimental determination of heat transfer in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flow," *J. Heat and Mass Transfer*, č. 54, pp. 1453-1466, 2018.
- [50] R. Taher, M. M. Ahmed, Z. Haddad a C. Abid, „Poiseuille-Rayleigh-Bénard mixed convection flow in a channel: Heat transfer and fluid flow patterns," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, sv. 180, 2021.
- [51] O. Rahli, R. Bennacer, K. Bouhadeb and D. E. Ameziani, "Numerical Heat Transfer, Part A: Applications: An International Journal of Computation and Methodology," *Numerical Heat Transfer*, č. 59, pp. 349-371, 2011.
- [52] G. J. Hwang and C.-L. Liu, "An experimental study of convective instability in the thermal entrance region of a horizontal parallel-plate channel heated from

- below," *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, sv. 54, č. 6, pp. 521-525, 1976.
- [53] S. W. Chen, D. S. Shu, J. T. Lir and T. F. Lin, "Buoyancy driven vortex flow and its stability in mixed convection of air through a blocked horizontal flat duct heated from below," *Buoyancy driven vortex flow and its stability in mixed convection of air through a blocked horizontal flat duct heated from below*, sv. 49, č. 19-20, pp. 3655-3669, 2006.
- [54] S. Mergui, X. Nicolas a S. Hirata, „Sidewall and thermal boundary condition effects on the evolution of longitudinal rolls in Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection,“ *Physics of Fluids*, sv. 23, č. 8, 2011.
- [55] A. Elatar and K. Siddiqui, "The effect of mixed convection on the structure of channel flow at low Reynolds numbers," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, sv. 46, pp. 29-42, 2014.
- [56] J. H. Park, T. J. Chung, E. S. Yun, M. C. Kim and C. K. Choi, "The onset of longitudinal vortex rolls in the thermal entrance region of plane Poiseuille flow heated with a constant heat flux," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, no. 49, pp. 3708-3716, 2006.
- [57] M. Raffel, C. E. Willert, S. T. Wereley a J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry*, 2. edice, Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
- [58] „FlowMaster D10.2: Manuály a výukové materiály LaVision,“ LaVision GmbH, Göttingen.
- [59] B. Friedhoff, F. Roettig, K. Wennemar, K. Hoyer, R. Beslac, C. Hesseling a T. Beck, „Comparison of stereoscopic particle image velocimetry and volumetric particle tracking velocimetry in the wake of a ducted propeller,“ *Ocean Engineering*, sv. 234, 2021.
- [60] C. Roy, T. Leweke, M. C. Thompson a K. Hourigan, „Experiments on the elliptic instability in vortex pairs with axial core flow,“ *Journal of Fluid Mechanics*, sv. 677, pp. 383-416, 2011.
- [61] D. Callaud a L. David, „Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a surface-mounted block,“ *Experiments in Fluids*, sv. 36, pp. 53-61, 2004.
- [62] J. Sakakibara, M. Nakagawa a M. Yoshida, „Stereo-PIV study of flow around a maneuvering fish,“ *Experiments in Fluids*, sv. 36, pp. 282-293, 2004.

-
- [63] C. Bond, M. F. Marzanek, N. J. Neeteson a D. E. Rival, „On the volumetric reconstruction of transiting wakes using stereoscopic-PIV,“ *Experiments in Fluids*, sv. 60, č. 152, 2019.
- [64] K. J. Winters a E. K. Longmire, „PIV-based characterization of puffs in transitional pipe flow,“ *Experiments in Fluids*, sv. 60, č. 60, 2019.
- [65] C. W. H. van Doorne, B. Hof, L. H. Lindken, J. Westerweel a U. Dierksheide, „Time Resolved Stereoscopic PIV in Pipe Flow. Visualizing 3D Flow Structures,“ v *5th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Busan, 2003.
- [66] L. S. Fernandes, G. M. Bessa, B. A. A. Gomes a L. F. A. Azevedo, „Stereoscopic PIV study of the influence of aortic valve tilt angle on the flow pattern in the ascending aorta region,“ v *13th International Symposium on Particle Image Velocimetry – ISPIV 2019*, Mnichov, 2019.
- [67] B. Wieneke, *PIV Uncertainty Quantification and Beyond*, Delft: Delft University of Technology, 2017.
- [68] Z. Xue, J. J. Charonko and P. P. Vlachos, „Particle image velocimetry correlation signal-to-noise ratio metrics and measurement uncertainty quantification,“ *Measurement Science and Technology*, sv. 25, 2014.
- [69] B. Wieneke, „PIV uncertainty quantification from correlation statistics,“ *Measurement Science and Technology*, sv. 26, 2015.
- [70] J. Sakakibara a R. J. Adrian, „Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence,“ *Experiments in Fluids*, č. 26, pp. 7-15, 1999.
- [71] Rochlitz H. a P. Scholz, „Application of laser-induced fluorescence technique in a duct flow with one heated wall,“ *Experiments in Fluids*, sv. 59, č. 54, 2018.
- [72] „Liquid LIF D 10.2: Manuály a výukové materiály LaVision,“ LaVision GmbH, Göttingen, 2021.
- [73] Amiri, Taher a Mongeau, „Quantitative visualization of temperature field and measurement of local heat transfer coefficient over heat exchanger elements in sinusoidal oscillating flow,“ *Experimental Thermal and Fluid Science*, č. 85, pp. 22-36, 2017.
- [74] Zhang a F. Simoens, „Viscosity and Temperature Influences on PLIF,“ *Procedia Engineering*, č. 28, pp. 683-687, 2012.
- [75] Sakakibara, Hishida a Maeda, „Measurements of thermally stratified pipe flow using image-processing techniques,“ *Experiments in Fluids*, č. 16, pp. 89-96, 1993.

- [76] J. Pulec, P. Mony, V. Vinš and P. Dančová, "Preliminary measurements of the thermal field in a rectangular channel by the Planar Laser-Induced Fluorescence method," *EPJ Web of Conferences*, no. 264, 2022.
- [77] J. Pulec, P. Dančová and V. Vinš, "Survey of experimental channels employed on investigation of a non-isothermal laminar flow and design requirements for a new experiment," *EPJ Web Conf.*, sv. 264, 2022.
- [78] J. Pulec, J. Novosád, V. Vinš and P. Dančová, "Experimental and Numerical Investigation of the Thermal Transition Area at the Heated Bottom-Wall of a Horizontal Rectangular Channel," *MATEC Web Conf.*, sv. 328, 2020.
- [79] W. Wagner a A. Pruß, „The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use,“ *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, sv. 31, pp. 385-535, 2002.
- [80] „IAPWS R6-95(2018) - Revised Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use,“ 2018.
- [81] „PlotDigitizer.com,“ [Online]. Available: <https://plotdigitizer.com/app>. [Přístup získán leden 2023].
- [82] J. H. Lienhard IV a J. H. Lienhard V, *A Heat Transfer Textbook*, 4. edice, Cambridge: Phlogiston Press, 2017.
- [83] D. Harrar II a M. R. Osborne, „Computing eigenvalues of ordinar equations,“ *The ANZIAM Journal*, č. 44, pp. 313-334, 2001.
- [84] J. H. Spurk a N. Aksel, *Fluid Mechanics*, Berlin: Springer-Verlag, 2008.
- [85] Xu, Cai, Liu a Yan, „Measurement of Water Temperature using Planer Laser Induced Fluorescence,“ *AIP Conference Proceedings*, č. 1207, pp. 189-192, 2010.
- [86] Sakakibara a Adrian, „Whole field measurement of temperature in water using two-color laser,“ *Experiments in Fluids*, č. 26, pp. 7-15, 1999.

SEZNAM PUBLIKACÍ AUTORA

- [a] **J. Pulec**, P. Dančová, J. Novosád, Optimization of the Circular Experimental Channel for PIV Measurements of Internal Aerodynamic Cases, *Fluids*, 13 s, ISSN: 2311-5521, n. 2, 2023
- [b] J. Novosád, **J. Pulec**, P. Dančová, T. Vít, CFD analysis of the ultrasonic gas meter channel, *EPJ Web of Conferences* Volume 264, EDP Sciences, 5 s, ISSN: 2101-6275, 2022
- [c] **J. Pulec**, J. Novosád, P. Dančová, T. Vít, Demonstration of non-uniformity of velocity profiles using 2D PIV, *MATEC Web of Conferences*, 10 s, ISSN: 2261-236X, 2022
- [d] **J. Pulec**, V. Vinš, P. Dančová, Experimental investigation of secondary flow in a heated channel using PIV and LIF simultaneously, *EPJ Web of Conferences*, 5 s, ISSN: 2101-6275, 2022 (odesláno)
- [e] **J. Pulec**, P. Dančová, V. Vinš, Experimental Investigation of the Wake Behind a Cooled Cylinder, *EPJ Web of Conferences*, 7 s, ISSN: 2100-014X, 2022
- [f] V. Barraclough, M. Strob, **J. Pulec**, J. Novosád, P. Dančová, J. Čížek, Measurement of Fluid Flow with Different Velocity Profiles by New Built Ultrasonic Flowmeter, *MATEC Web of Conferences*, *EDP Sciences*, 10 s, ISSN: 2261-236X, 2022
- [g] **J. Pulec**, J. Novosád, P. Dančová, PIV measurement of the flow around an irregularly shaped body, *EPJ Web of Conferences*, 4 s, ISSN: 2101-6275, 2022 (odesláno)
- [h] **J. Pulec**, P. Mony, V. Vinš, P. Dančová, Preliminary measurements of the thermal field in a rectangular channel by the Planar Laser-Induced Fluorescence method, *EPJ Web of Conferences*, 4 s, ISSN: 2101-6275, 2022
- [i] **J. Pulec**, P. Dančová, V. Vinš, Survey of Experimental Channels Employed on Investigation of a Non-Isothermal Laminar Flow And Design Requirements for a New Experiment, *EPJ Web of Conferences*, 5 s, ISSN: 2100-014X, 2022
- [j] V. Barraclough, J. Čížek, M. Strob, J. Novosád, **J. Pulec**, P. Dančová, Ultrasonic methods for determining flows and velocity fields, *EPJ Web of Conferences*, *EDP Sciences*, 8 s, ISSN: 2100-014X, 2022 (odesláno)
- [k] J. Novosád, **J. Pulec**, P. Dančová, Applicability of the PIV system for velocity field measurement inside the ultrasonic flowmeter, *MATEC Web of Conferences*, Pilsen, Czech Republic, 8 s, ISSN: 2261-236X, 2021
- [l] **J. Pulec**, J. Novosád, V. Vinš, P. Dančová, Experimental And Numerical Investigation of the Thermal Transition Area At the Heated Bottom-wall of a Horizontal Rectangular Channel, *MATEC Web of Conferences*, 328, 10 s, ISSN: 2261-236X, 2020

SEZNAM OBRÁZKŮ

| | |
|--|----|
| OBR. 2.1 SOUŘADNICOVÝ SYSTÉM V MEZNÍ VRSTVĚ. | 22 |
| OBR. 2.2 RYCHLOSTNÍ PROFIL MEZNÍ VRSTVY. | 23 |
| OBR. 2.3 RYCHLOSTNÍ PROFIL MEZNÍ VRSTVY: VLEVO SKUTEČNÁ TLOUŠŤKA MEZNÍ VRSTVY, VPRAVO POŠINOVACÍ TLOUŠŤKA MEZNÍ VRSTVY. | 24 |
| OBR. 2.4 ROZVOJ RYCHLOSTNÍ A TEPLTNÍ MEZNÍ VRSTVY (PŘEVZATO Z SCHLICHTING A GERSTEN [17]). | 25 |
| OBR. 2.5 POROVNÁNÍ MEZNÍCH VRSTEV (PŘEVZATO Z SCHLICHTING A GERSTEN [17]). | 25 |
| OBR. 2.6 RYCHLOSTNÍ PROFILY; A-C STABILNÍ, D NESTABILNÍ. | 28 |
| OBR. 2.7 MOŽNÝ TVAR DIAGRAMU STABILITY. | 29 |
| OBR. 2.8 DIAGRAM STABILITY PRO RŮZNÉ TEPELNÉ PODMÍNKY. | 30 |
| OBR. 2.9 SCHÉMA KELVINOVOY-HELMHOLTZOVOY NESTABILITY (PŘEVZATO Z URUBA [20]). | 31 |
| OBR. 2.10 SCHÉMA RAYLEIGHOVOY-BÉNARDOVOY KONVEKCE. | 32 |
| OBR. 2.11 BÉNARDOVY BUŇKY V POHLEDU SHORA (PŘEVZATO Z BÉRGÉ A DUBOIS [31]). | 32 |
| OBR. 2.12 SCHÉMA TAYLOROVOY-COUETTOVOY NESTABILITY (PŘEVZATO Z SCHRIMPF A KOL. [32]). | 32 |
| OBR. 2.13 GEOMETRIE GÖRTLEROVOY NESTABILITY (PŘEVZATO Z FLORYAN [33]). | 33 |
| OBR. 2.14 ROZVOJ TOLLIENOVÝCH-SCHLICHTINGOVÝCH VLN (PŘEVZATO Z GENÇ A KOL. [34]). | 33 |
| OBR. 2.15 SCHÉMA POISEUILLEOVA ROVINNÉHO PROUDĚNÍ TLOUŠŤKY $H = 2H$ | 34 |
| OBR. 2.16 ROZVOJ RYCHLOSTNÍHO PROFILU PRO POISEUILLEŮV PROFIL TLOUŠŤKY $H = 2H$ | 35 |
| OBR. 2.17 OBECNÝ POISEUILLEŮV PROFIL. | 37 |
| OBR. 2.18 REŽIM PŘÍČNÝCH (A) A PODÉLNÝCH VÁLČŮ (B) (PŘEVZATO Z NICOLAS A KOL. [41]). | 39 |
| OBR. 2.19 VIZUALIZACE RBP PROUDĚNÍ, POHLED SHORA (PŘEVZATO Z INCROPERA A KOL. [44]). | 40 |
| OBR. 2.20 ZÁVISLOST NUSSELTOVA ČÍSLA NA PODÉLNÉ SOUŘADNICI PRO RŮZNÉ PARAMETRY PROUDĚNÍ PŘI TEPLOTĚ 25 °C DLE ROVNICE (2.63). | 40 |
| OBR. 2.21 NUMERICKÁ SIMULACE TEPLTNÍHO POLE V BLÍZKOSTI STĚNY, POHLED SHORA, $Re = 50$. $RAH/REH2 = 5$ (A), $RAH/REH2 = 20$ (B) (PŘEVZATO Z BENDERRADJI A KOL. [46]). | 41 |
| OBR. 2.22 ZÁVISLOST NUSSELTOVA ČÍSLA NA PODÉLNÉ SOUŘADNICI (PŘEVZATO Z PARK A KOL. [56]). | 42 |
| OBR. 3.1 SCHÉMA PIV (PŘEVZATO Z RAFFEL A KOL. [57]). | 43 |
| OBR. 3.2 BLOKOVÉ SCHÉMA ZPRACOVÁNÍ OBRAZU (PŘEVZATO Z RAFFEL A KOL. [57]). | 44 |
| OBR. 3.3 KORELAČNÍ ROVINA: VZÁJEMNÁ KORELACE (PŘEVZATO Z RAFFEL A KOL. [57]). | 45 |
| OBR. 3.4 BLOKOVÉ SCHÉMA VÝPOČTU KORELAČNÍ ROVINY (PŘEVZATO Z RAFFEL A KOL. [57]). ... | 45 |
| OBR. 3.5 ŘEŠENÍ VLASTNÍ CHYBY 2D PIV S POUŽITÍM DRUHÉ KAMERY (PŘEVZATO Z [58]). | 46 |
| OBR. 3.6 SCHEIMPFLUGOVO KRITÉRIUM (PŘEVZATO Z RAFFEL A KOL. [57]). | 46 |
| OBR. 3.7 MĚŘENÍ STEREO-PIV POMOCÍ OPTICKÉHO HRANOLU (PŘEVZATO Z ROY A KOL. [49]). ... | 47 |
| OBR. 3.8 MĚŘENÍ STEREO-PIV V PRŮŘEZU KRUHOVÉ TRUBKY (PŘEVZATO Z WINTERS A LONGMIRE [50]). | 47 |
| OBR. 3.9 KASKÁDOVITÉ SCHÉMA ZDROJE CHYB PIV MĚŘENÍ (PŘEVZATO Z WIENEKE [67]). | 48 |
| OBR. 3.10 PRINCIP ODHADU NEJISTOT. ROZDĚLENÍ DO PODOKEN (A), PARTICLE DISPARITY (B), METODA CORRELATION STATISTICS (C) (PŘEVZATO Z WIENEKE [69]). | 50 |

| | |
|--|----|
| OBR. 3.11 KORELAČNÍ FUNKCE R_{II} (PŘEVZATO WIENEKE [69]). | 51 |
| OBR. 3.12 ABSORPČNÍ A EMISNÍ SPEKTRA RHODAMINU 110 A RHODAMINU B, SCHÉMA. ABSORPCE V ZELENÉM PÁSMU, EMISE VE ŽLUTÉM (RHODAMIN 110) A V ČERVENÉM (RHODAMIN B) PÁSMU (PŘEVZATO Z [71]). | 53 |
| OBR. 4.1 VSTUPNÍ DÉLKA V ZÁVISLOSTI NA Re_H . | 58 |
| OBR. 4.2 KALIBRAČNÍ PÍČKA AMETEK ATC-650 B (A), STANICE DEWETRON DEWE-5000 PRO MĚŘENÍ A ZÁZNAM TEPLoty (B). | 59 |
| OBR. 4.3 SCHÉMA EXPERIMENTÁLNÍHO KANÁLU SE DVĚMA NÁDRŽEMI. | 59 |
| OBR. 4.4 EXPERIMENTÁLNÍ USPOŘÁDÁNÍ LIF V REŽIMU JEDNOHO BARVIVA. BOČNÍ POHLED (A), POHLED SHORA (B). | 60 |
| OBR. 4.5 ZMĚNA TEPLOTNÍCH MAP V ČASE (KROK 0,2 S), VOLNÁ KONVEKCE; JEDNOBAREVNÝ REŽIM LIF V PŘÍČNÉM ŘEZU KANÁLU. | 60 |
| OBR. 4.6 PRŮBĚH INTENZITY VE VODOROVNÉ OSE KANÁLU. | 61 |
| OBR. 4.7 EXPERIMENTÁLNÍ TRAŤ PRO PRVOTNÍ PIV A LIF MĚŘENÍ. | 62 |
| OBR. 4.8 MEMBRÁNOVÉ ČERPADLO (A), ELEKTRONICKÝ PRŮTOKOMĚR ALMEMO (A), DATALOGGER ALMEMO (C), DVANÁCTIKANÁLOVÝ TEPLOMĚR (D), LABORATORNÍ ZDROJ DC (E). | 62 |
| OBR. 4.9 EXPERIMENTÁLNÍ USPOŘÁDÁNÍ TESTOVACÍHO MĚŘENÍ 2D PIV A LIF. PIV KAMERA (A), LIF-T A LIF-C KAMERY (B). | 63 |
| OBR. 4.10 TOPNÉ FÓLIE NA SPODNÍ STRANĚ HLINÍKOVÉHO PLECHU. | 63 |
| OBR. 4.11 UMÍSTĚNÍ TERMOČLÁNKŮ PRO OVĚŘENÍ DISTRIBUCE TEPLoty. | 64 |
| OBR. 4.12 PRŮBĚH TEPLoty PRO VÝKONNOSTNÍ REŽIMY 66 W A 106 W. | 65 |
| OBR. 4.13 PLOVÁČKOVÉ PRŮTOKOMĚRY. | 65 |
| OBR. 4.14 KALIBRACE PRŮTOKOMĚRU ROT1. | 66 |
| OBR. 4.15 EXPERIMENTÁLNÍ USPOŘÁDÁNÍ PRO MĚŘENÍ RYCHLOSTNÍHO PROFILU, POHLED SHORA. POZICE $x = 0$ (A), POZICE $x = 200$ MM (B). | 66 |
| OBR. 4.16 ROZVOJ RYCHLOSTNÍCH PROFILŮ PRO REŽIMY 1 AŽ 4. | 68 |
| OBR. 4.17 PRŮBĚH AXIÁLNÍ SLOŽEK RYCHLOSTI V REŽIMECH 1 A 4 ZÍSKANÝCH POMOCÍ PIV. | 69 |
| OBR. 4.18 SCHÉMA EXPERIMENTÁLNÍHO USPOŘÁDÁNÍ. | 70 |
| OBR. 4.19 CELKOVÝ POHLED NA MĚŘICÍ STANOVISŤE BĚHEM STAVBY EXPERIMENTU. | 71 |
| OBR. 4.20 UMÍSTĚNÍ KAMER PRO SVISLÉ PIV+LIF MĚŘENÍ (USPOŘÁDÁNÍ A). PIV KAMERA (A), LIF KAMERY (B), CELKOVÝ POHLED NA EXPERIMENT (C). | 72 |
| OBR. 4.21 GENERÁTOR KALIBRAČNÍCH TERČŮ. | 73 |
| OBR. 4.22 KALIBRAČNÍ KŘIVKA TEPLoty MĚŘENÍ A, SNÍMEK OBRAZOVKY. | 74 |
| OBR. 4.23 UMÍSTĚNÍ KAMER PRO HORIZONTÁLNÍ LIF MĚŘENÍ (USPOŘÁDÁNÍ B) (A), CELKOVÝ POHLED NA EXPERIMENT (B). | 75 |
| OBR. 4.24 KALIBRAČNÍ KŘIVKA TEPLoty MĚŘENÍ B, SNÍMEK OBRAZOVKY. | 76 |
| OBR. 4.25 UMÍSTĚNÍ KAMER PRO STEREO-PIV PRO MĚŘENÍ V PRŮŘEZU (USPOŘÁDÁNÍ C) (A), CELKOVÝ POHLED NA EXPERIMENT BĚHEM KALIBRACE (B). | 77 |
| OBR. 4.26 GEOMETRIE USPOŘÁDÁNÍ C, POHLED SHORA. | 77 |
| OBR. 5.1 PROUDOVÉ A TEPLOTNÍ POLE PRO REŽIMY 1A AŽ 1G. | 81 |
| OBR. 5.2 PROUDOVÉ POLE PRO REŽIMY 1A AŽ 1G. | 82 |
| OBR. 5.3 HRANICE SEKUNDÁRNÍHO PROUDĚNÍ. | 83 |
| OBR. 5.4 ZÁVISLOST $(X_R - X_U)$ NA X_U . | 85 |
| OBR. 5.5 ZÁVISLOST $(X_R - X_U)$ A RAH/REH_2 PROLOŽENÁ TRENDEM (5.1). | 85 |

| | |
|--|-----|
| OBR. 5.6 ZÁVISLOSTI X_U A RA S PŘÍSLUŠNÝMI EXPONENCIÁLNÍMI TRENDY..... | 86 |
| OBR. 5.7 SCHÉMA UMÍSTĚNÍ RYCHLOSTNÍCH PROFILŮ..... | 86 |
| OBR. 5.8 ROZVOJ RYCHLOSTNÍCH PROFILŮ..... | 88 |
| OBR. 5.9 TEPLOTNÍ MAPY VYHODNOCENÉ METODOU LIF REŽIMU 1 A 2. MĚŘENÁ ROVINA XZ JE PŘIBLIŽNĚ 1 MM NAD STĚNOU KANÁLU..... | 91 |
| OBR. 5.10 TEPLOTNÍ MAPY PRO REŽIMY S POMĚREM $RAH/REH2 < 22$ | 93 |
| OBR. 5.11 PRŮBĚH PŘÍČNÉHO PRŮMĚRU RYCHLOSTI V REŽIMECH 1 AŽ 5..... | 95 |
| OBR. 5.12 ZÁVISLOST X_U A X_T NA $RAH/REH2$. CELÝ ROZSAH (A), DETAIL (B)..... | 97 |
| OBR. 5.13 ZÁVISLOST $X_{U,T}$ NA $RAH/REH2$, SROVNÁNÍ S JINÝMI AUTORY. TEČKOVANÉ KŘIVKY REPREZENTUJÍ PŘÍSLUŠNÝ TREND..... | 98 |
| OBR. 5.14 NU_H V ZÁVISLOSTI NA GZ^{-1} ZÍSKANÉ Z PRŮBĚHU T_{AVG} METODOU LIF..... | 100 |
| OBR. 5.15 POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ, NU_H VS. GZ^{-1} S EXPERIMENTÁLNÍMI DATY A NUMERICKÝMI SIMULACEMI Z LITERATURY [46], [49], [50] A [80]..... | 102 |
| OBR. 5.16 ANALOGICKÉ VZDÁLENOSTI X_A VŮČI TEPLOTNÍ MAPĚ 1A MĚŘENÍ LIF (MĚŘENÍ B) PRO REŽIMY 1A AŽ 9A MĚŘENÍ STEREO-PIV (MĚŘENÍ C). LNK – LAMINÁRNÍ NUCENÁ KONVEKCE, RLSK – ROZVOJ LAMINÁRNÍ SMÍŠENÉ KONVEKCE, LSK – LAMINÁRNÍ SMÍŠENÁ KONVEKCE..... | 104 |
| OBR. 5.17 VEKTOROVÉ MAPY RYCHLOSTI V PŘÍČNÉ ROVINĚ YZ PRO REŽIMY PROUDĚNÍ 1A AŽ 9A, SKALÁRNÍ POLE, RESP. BAREVNÉ KONTURY OZNAČUJÍ RYCHLOST V_{YZ} | 105 |
| OBR. 5.18 PŘÍČNÉ RYCHLOSTNÍ PROFILY V_Y V MÍSTĚ $H/2$ OD STĚNY..... | 106 |
| OBR. 5.19 PŘÍČNÁ STŘEDNÍ SMĚRODATNÁ ODCHYLKA Σ_P PROFILU V_Y PODLE X_A | 106 |
| OBR. 5.20 NAMĚŘENÉ HODNOTY GZ_U^{-1} , RESP. GZ_T^{-1} PODLE RA_H A POROVNÁNÍ S JINÝMI AUTORY [46], [49], [50], [56] A [80]..... | 108 |

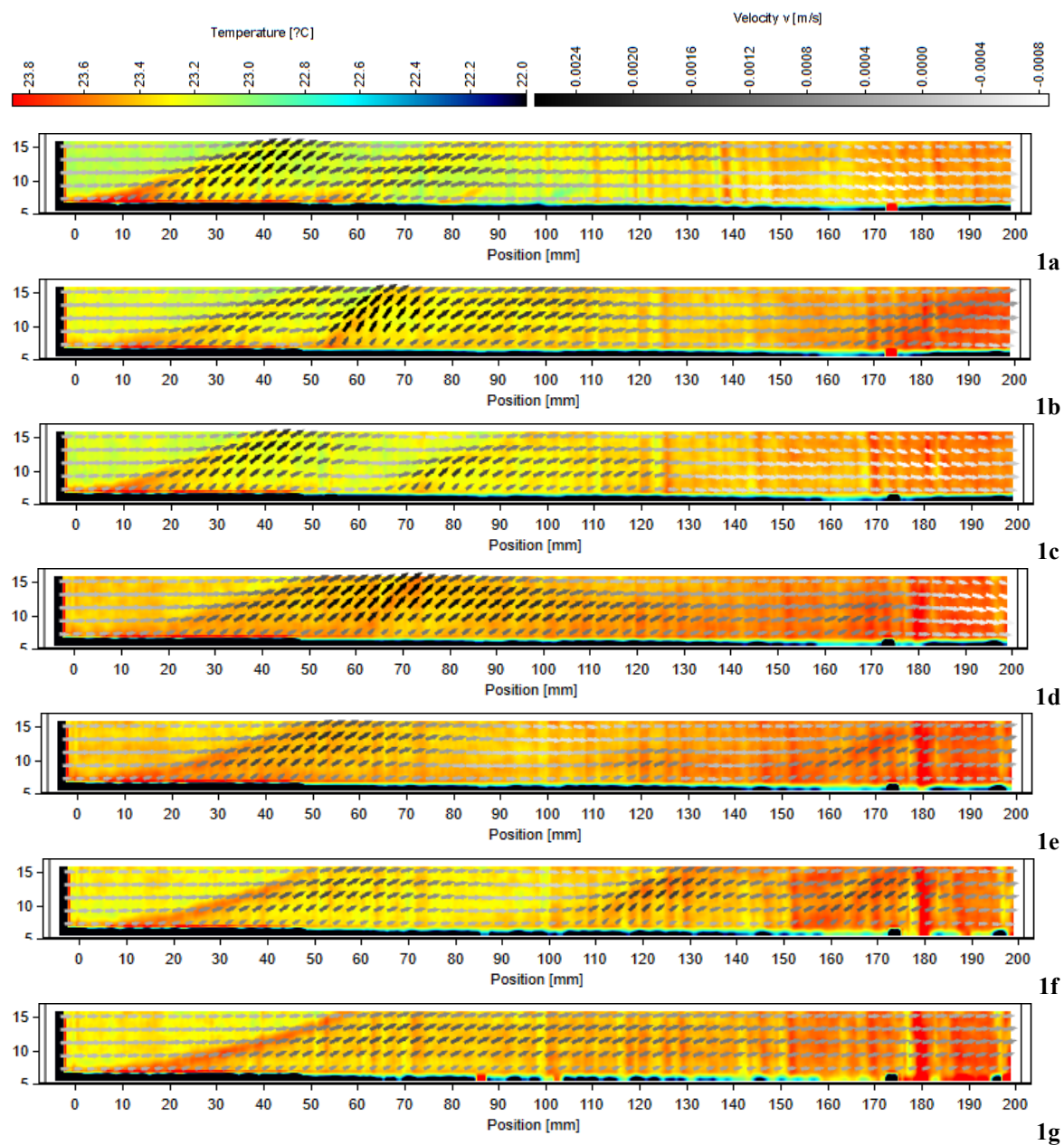
SEZNAM PŘÍLOH

PŘÍLOHA 1: MĚŘENÍ A - TEPLOTA **124**

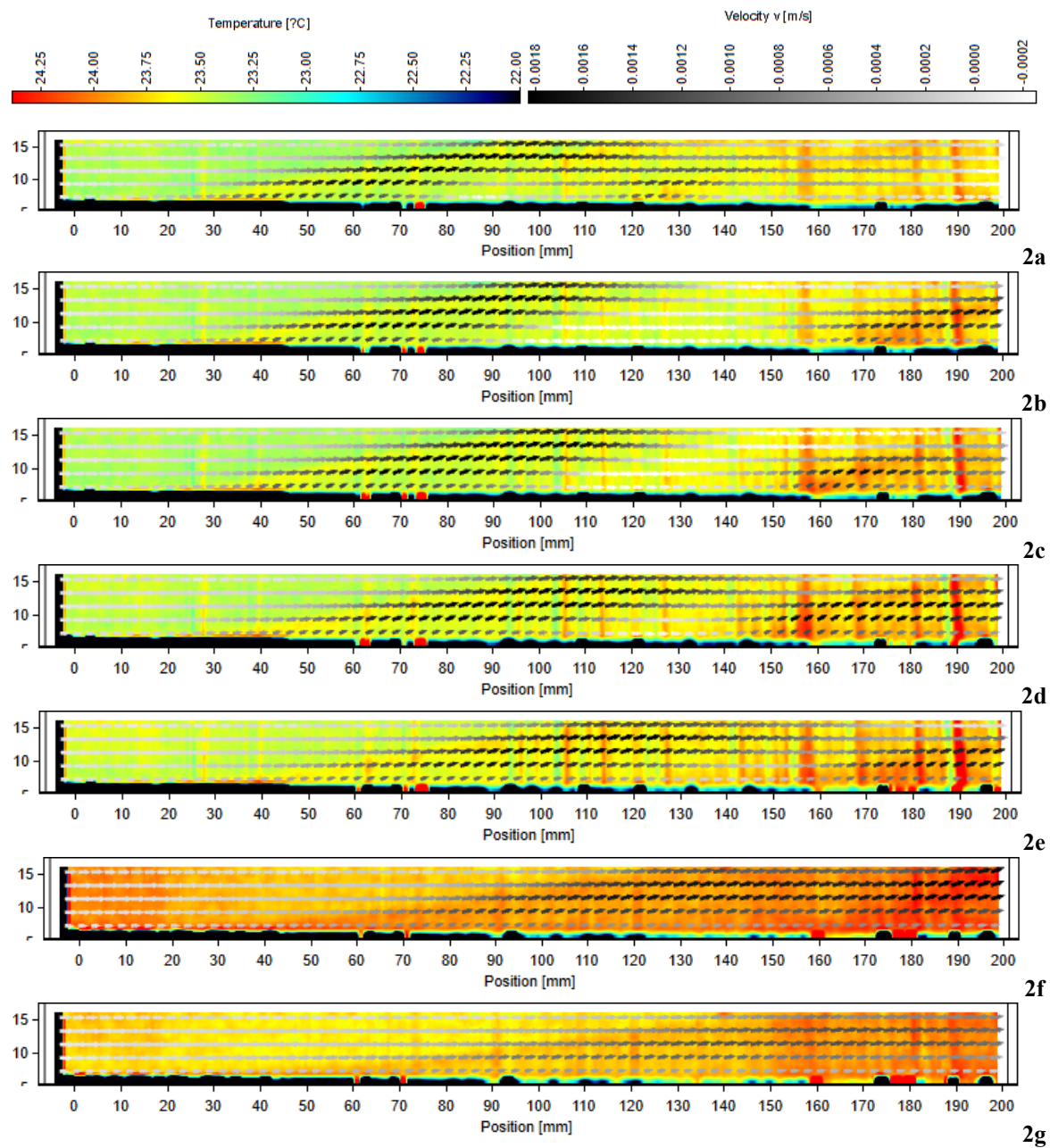
PŘÍLOHA 2: MĚŘENÍ A - RYCHLOST **128**

PŘÍLOHA 3: MĚŘENÍ B - TEPLOTA **132**

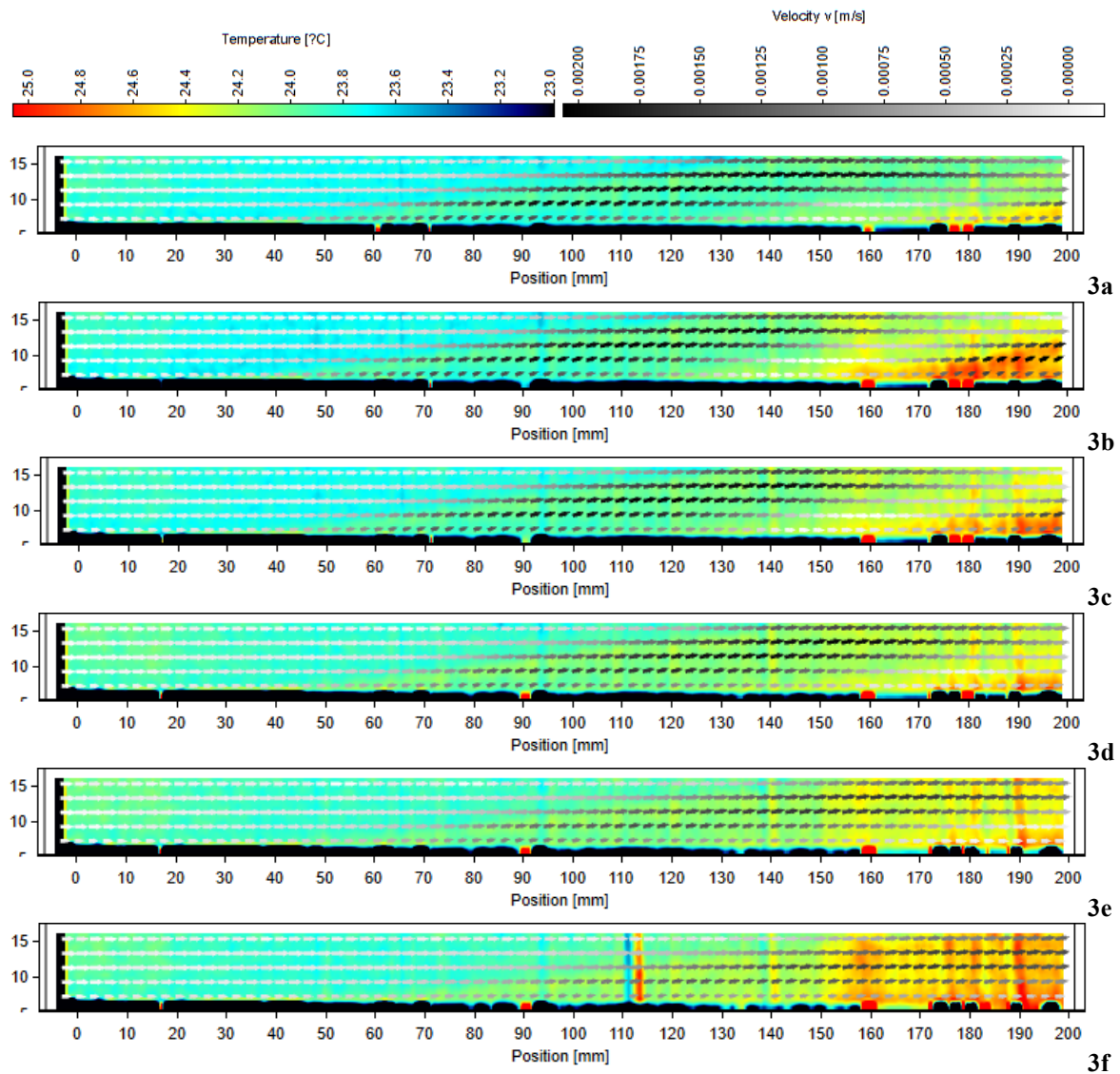
PŘÍLOHA 1: MĚŘENÍ A - TEPLOTA



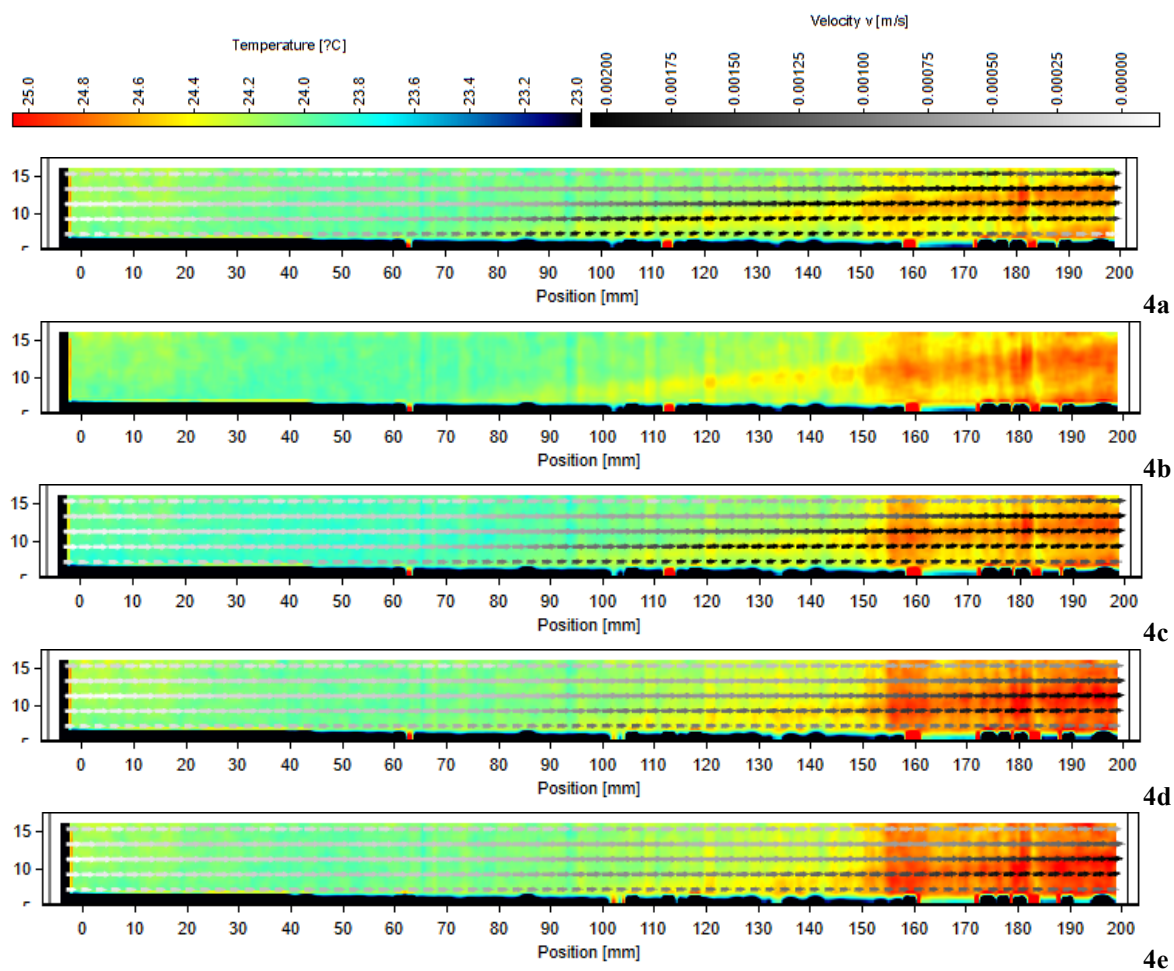
Obr. 1 Režimy 1a-g: skalární pole teploty a vektorové pole rychlosti ve svislé centrální rovině (svislá složka rychlosti v bílo-černé škále).



Obr. 2 Režimy 2a-g: skalární pole teploty a vektorové pole rychlosti ve svislé centrální rovině (svislá složka rychlosti v bílo-černé škále).

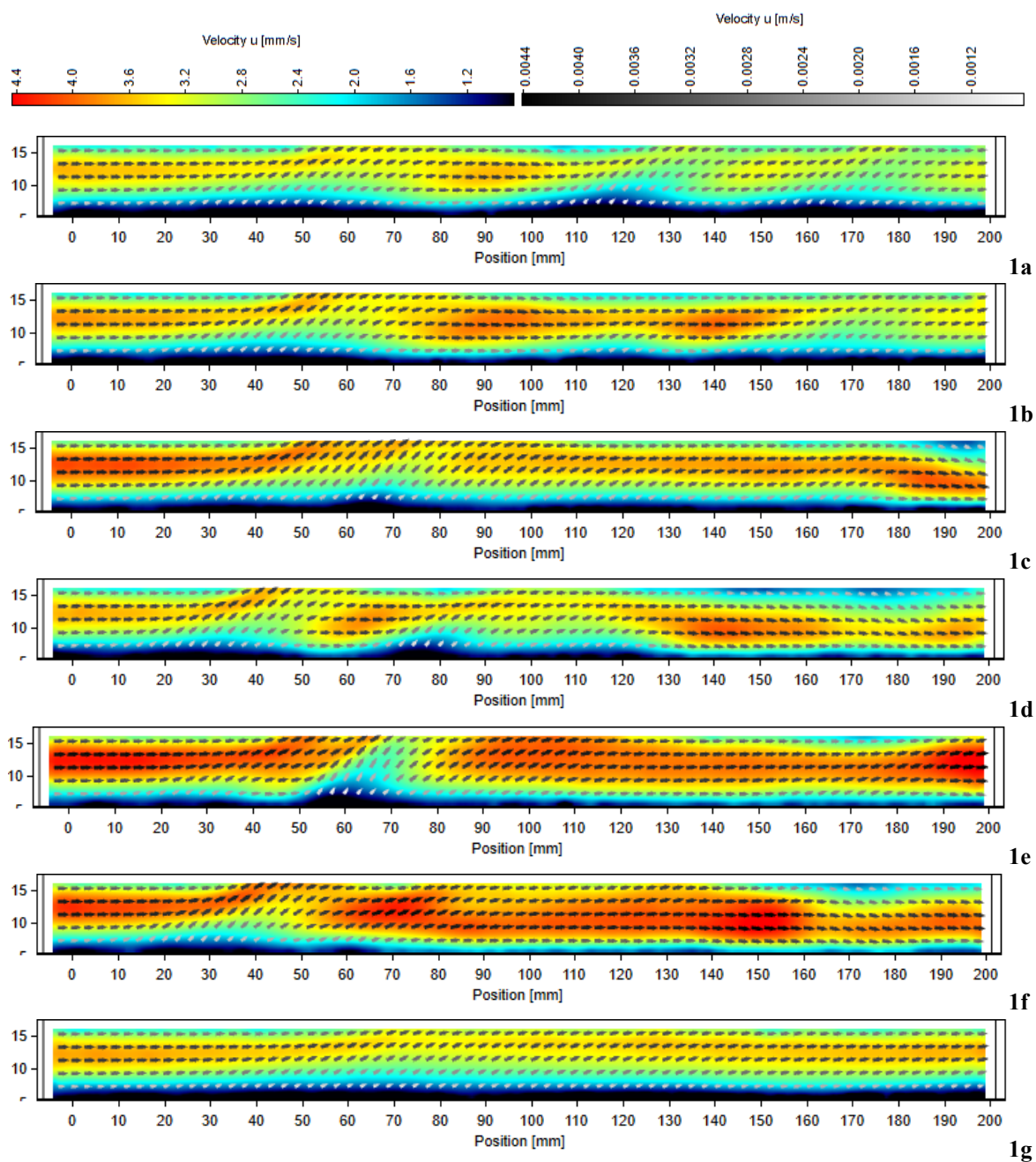


Obr. 3 Režimy 3a-f: skalární pole teploty a vektorové pole rychlosti ve svislé centrální rovině (svislá složka rychlosti v bílo-černé škále).

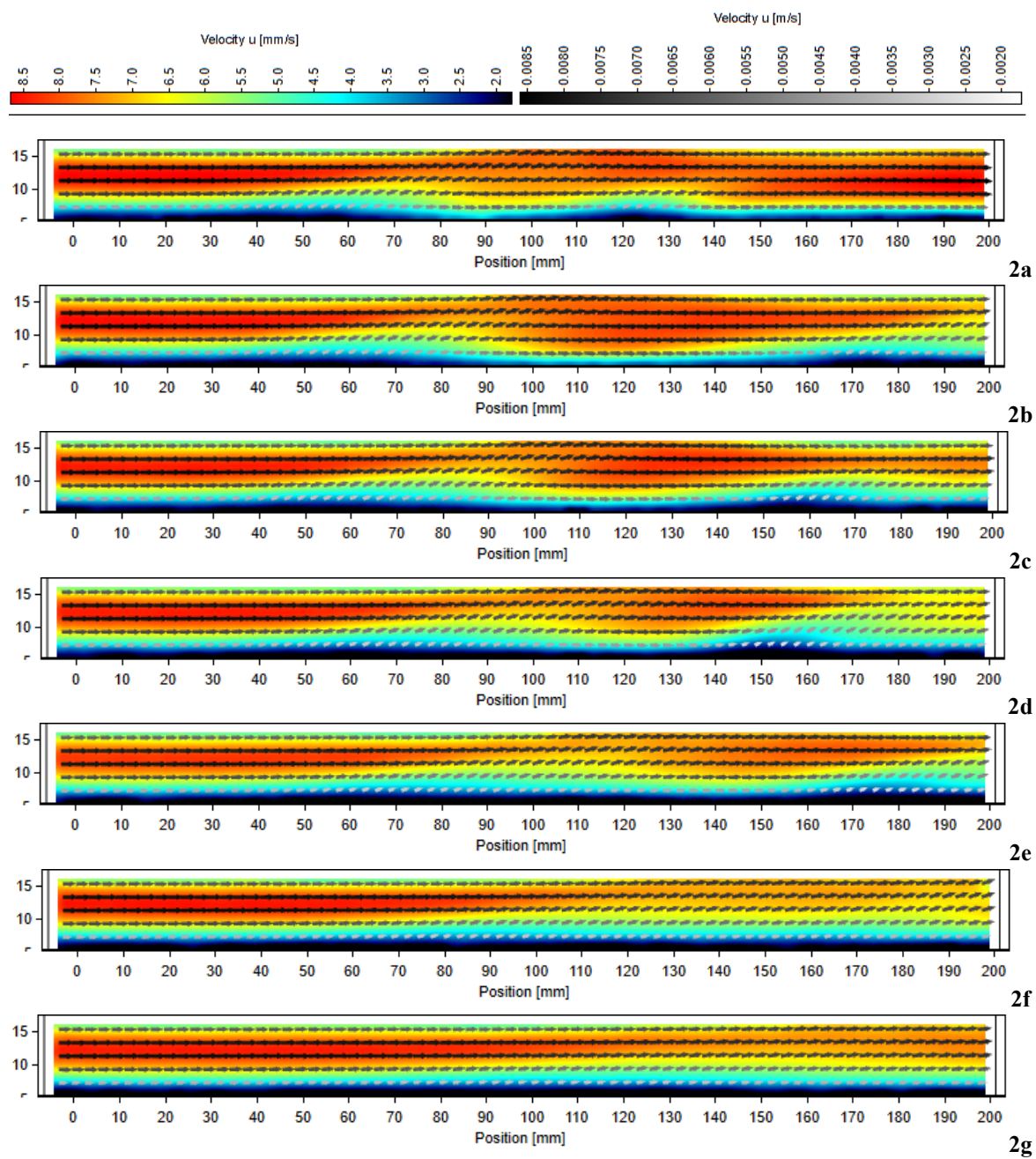


Obr. 4 Režimy 4a-e: skalární pole teploty a vektorové pole rychlosti ve svislé centrální rovině (svislá složka rychlosti v bílo-černé škále). Vektory mapy 4b nejsou z důvodu chyby v záznamu zveřejněny.

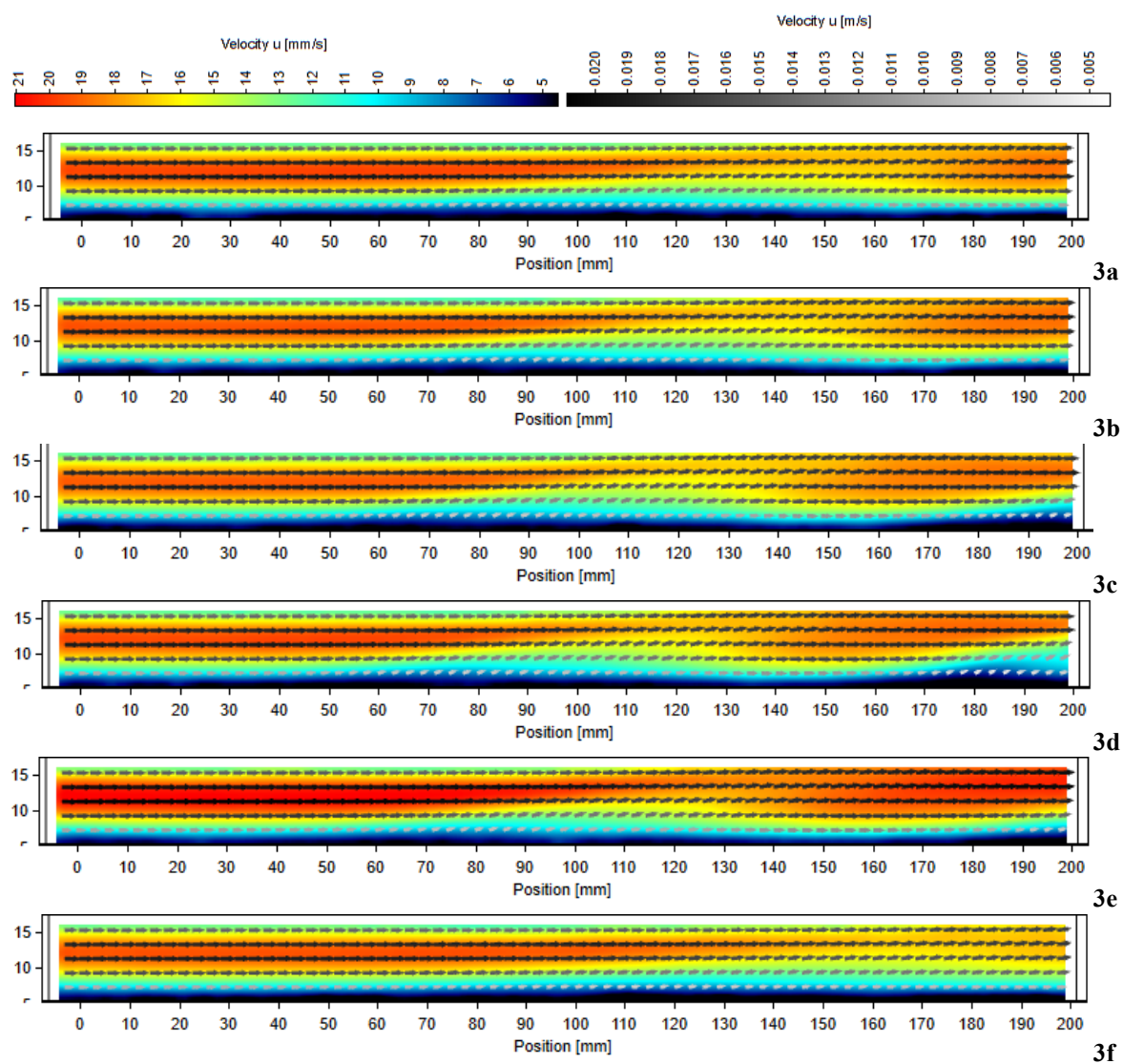
PŘÍLOHA 2: MĚŘENÍ A - RYCHLOST



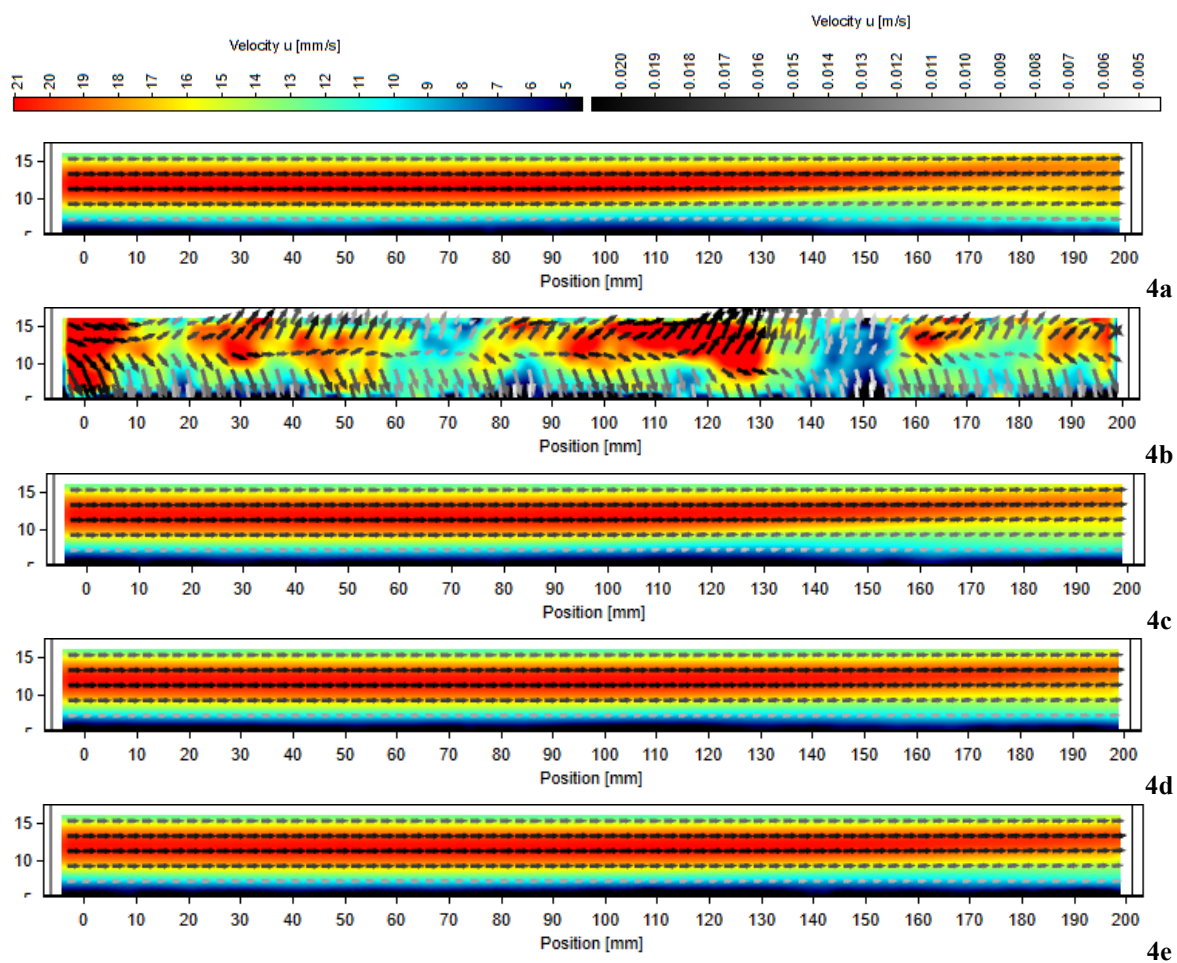
Obr. 1 Režimy 1a-g: Skalární a vektorové pole vodorovné složky rychlosti ve svislé centrální rovině.



Obr. 2 Režimy 2a-g: Skalární a vektorové pole vodorovné složky rychlosti ve svislé centrální rovině.

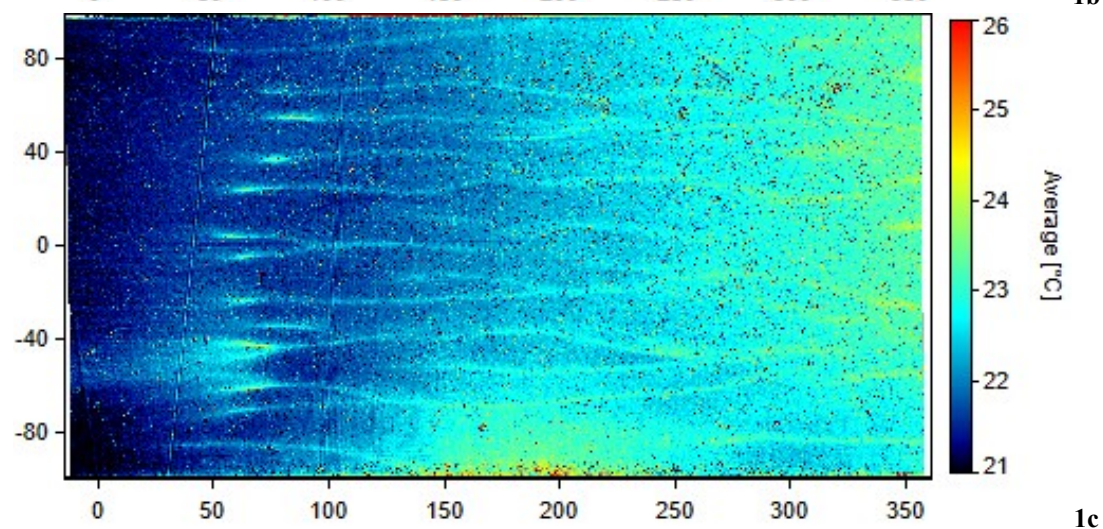
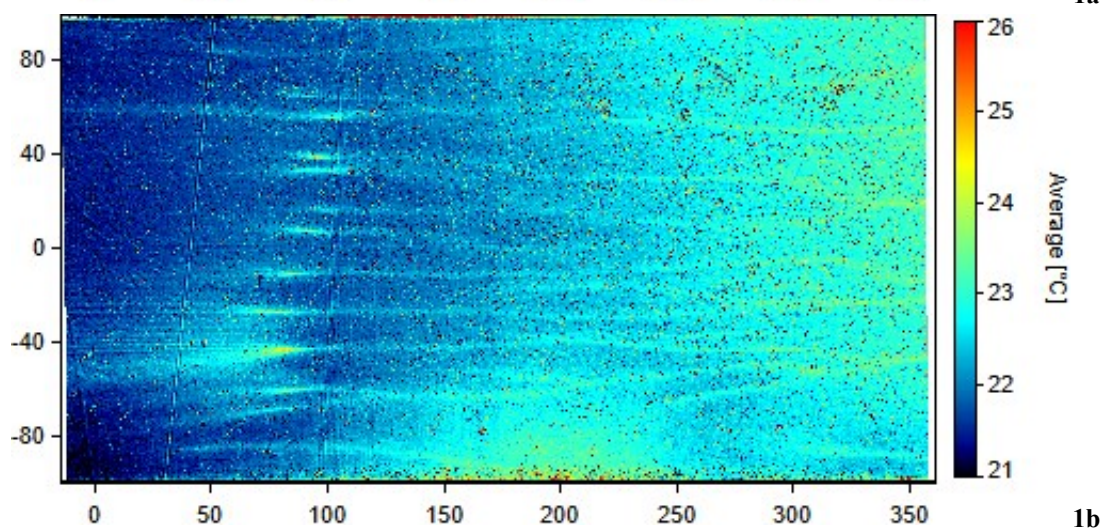
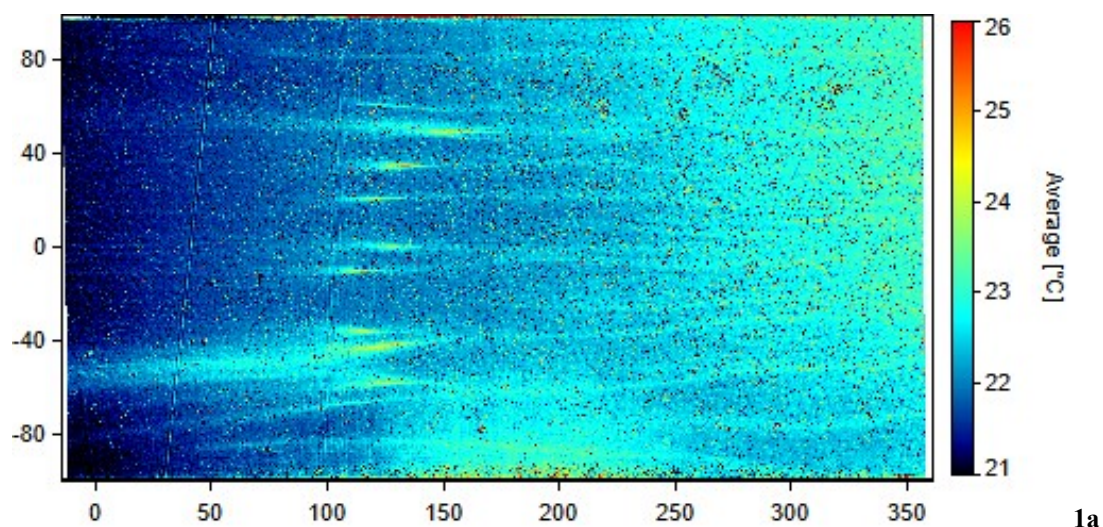


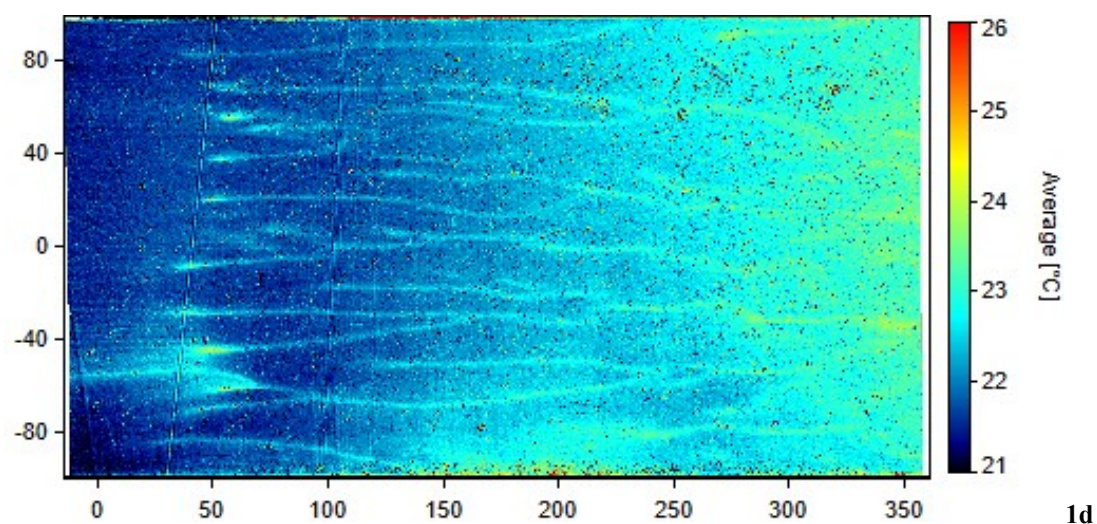
Obr. 3 Režimy **3a-f**: Skalární a vektorové pole vodorovné složky rychlosti ve svislé centrální rovině.



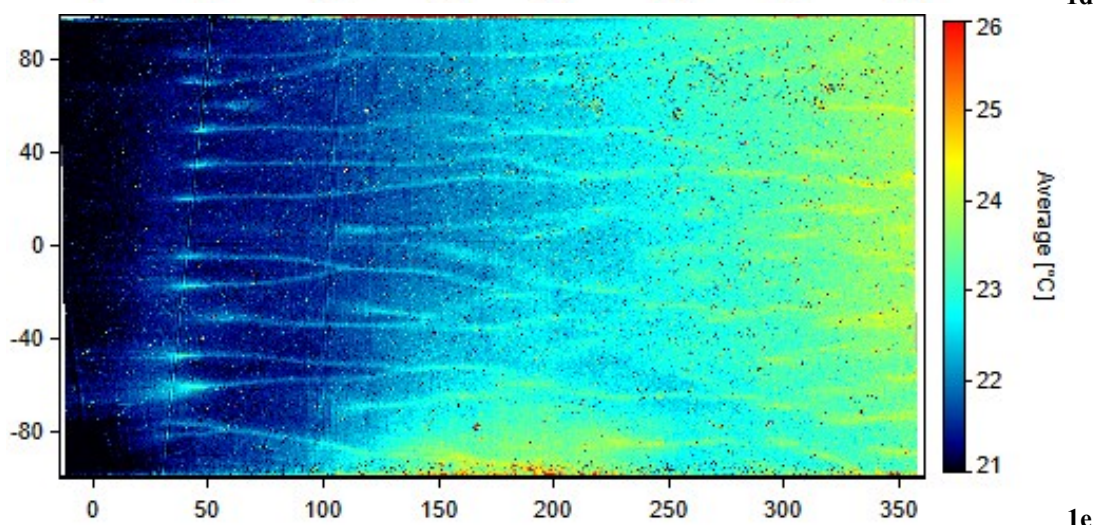
Obr. 4 Režimy 4a-f: Skalární a vektorové pole vodorovné složky rychlosti ve svislé centrální rovině. Rychlost mapy 4b je z důvodu chyby záznamu irelevantní.

PŘÍLOHA 3: MĚŘENÍ B - TEPLOTA

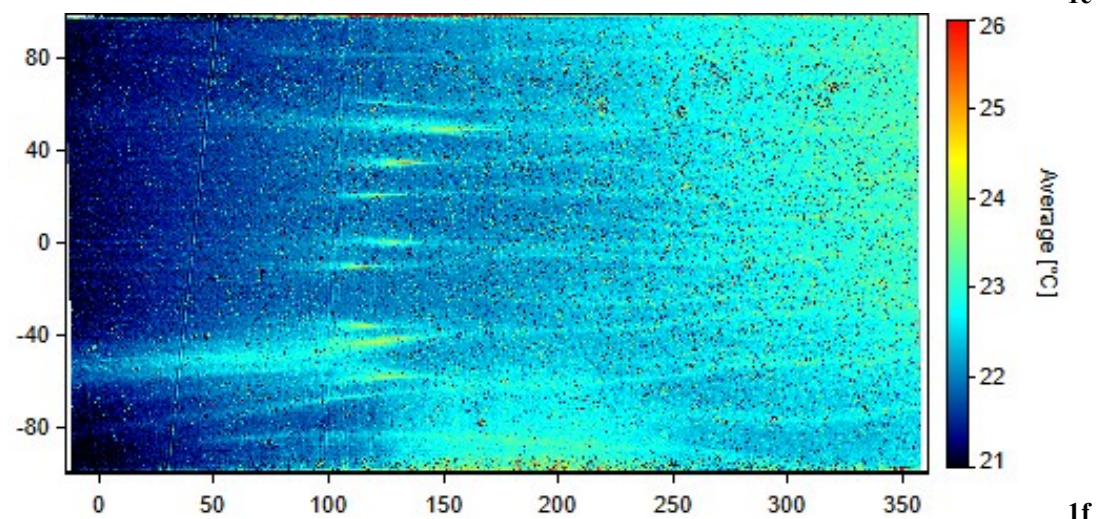




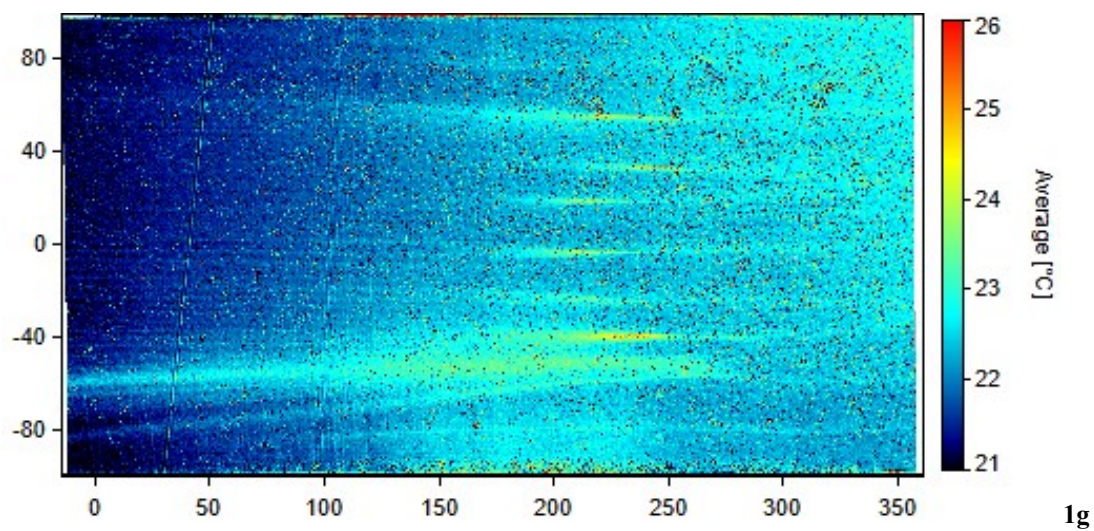
1d



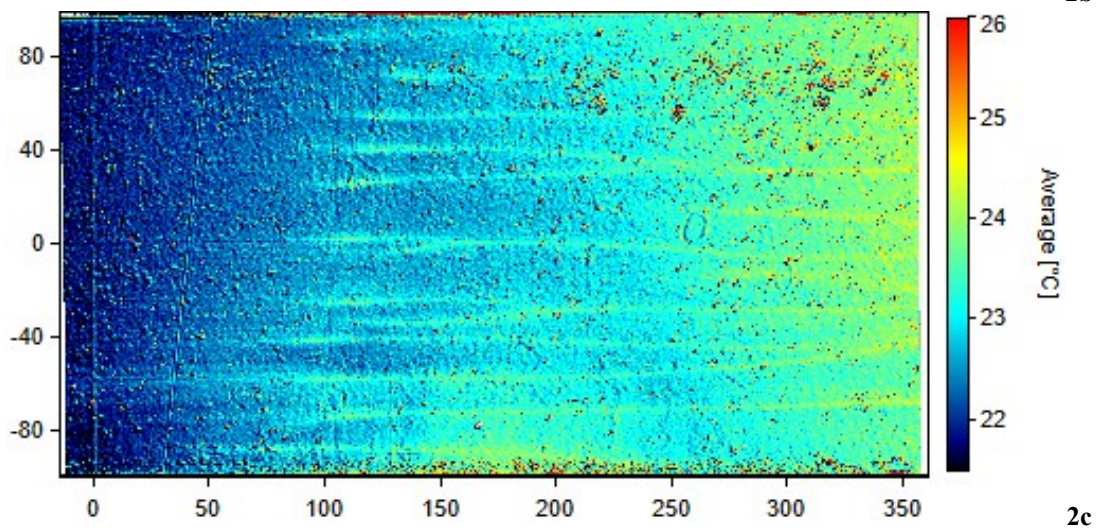
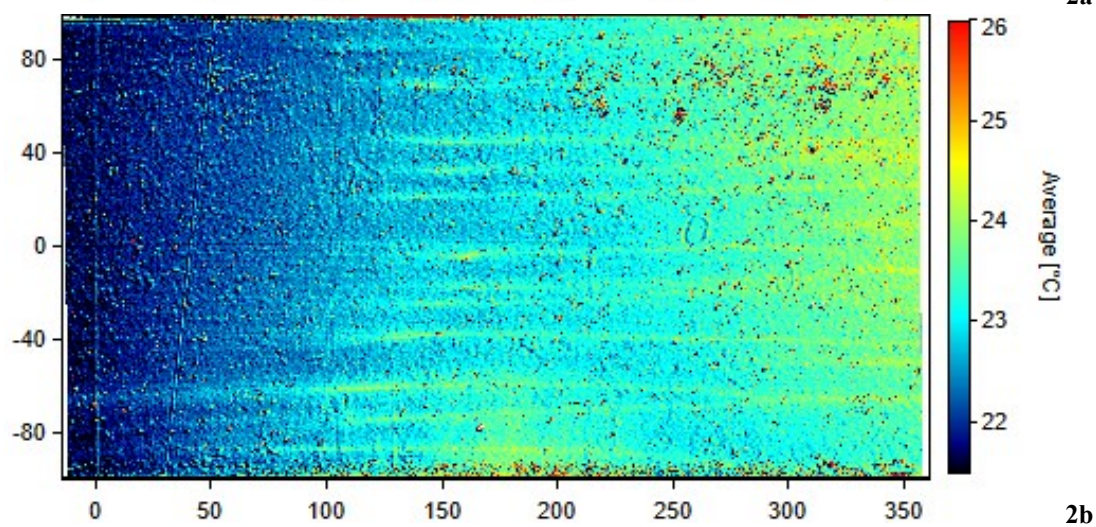
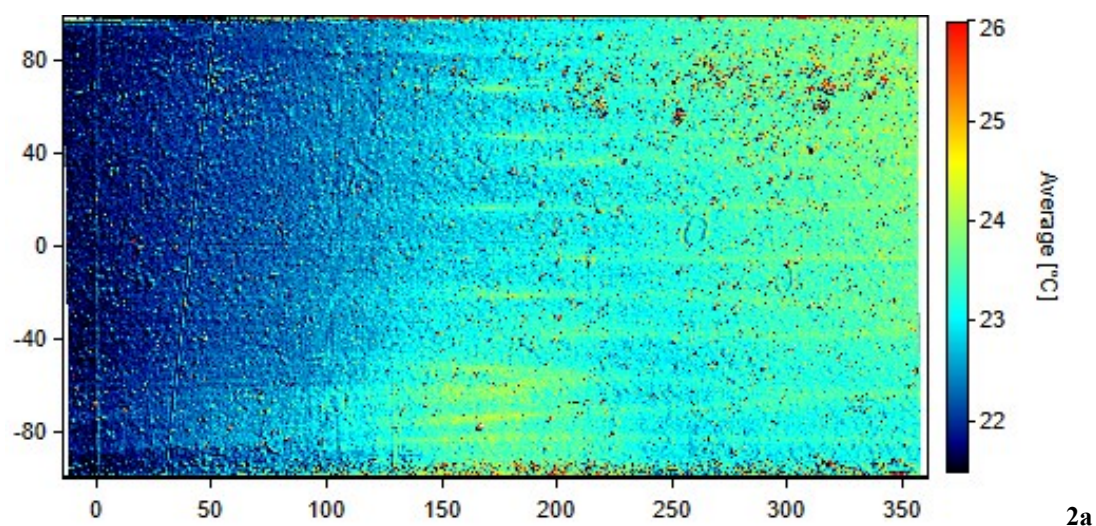
1e

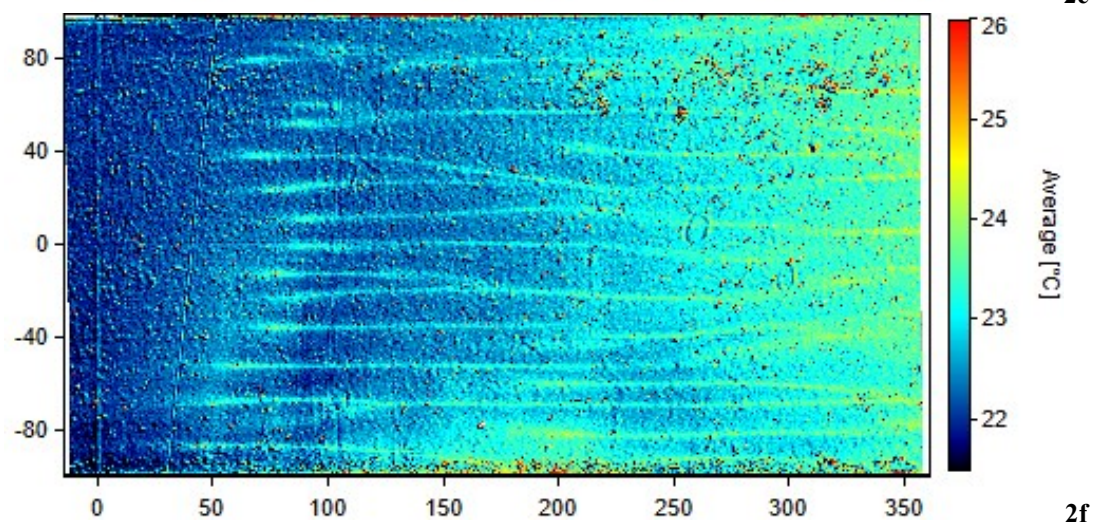
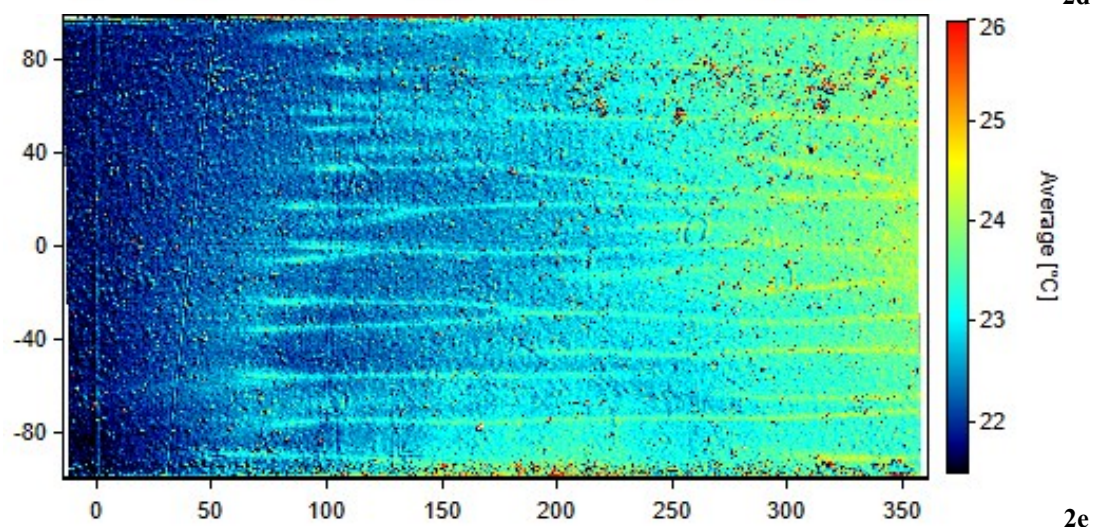
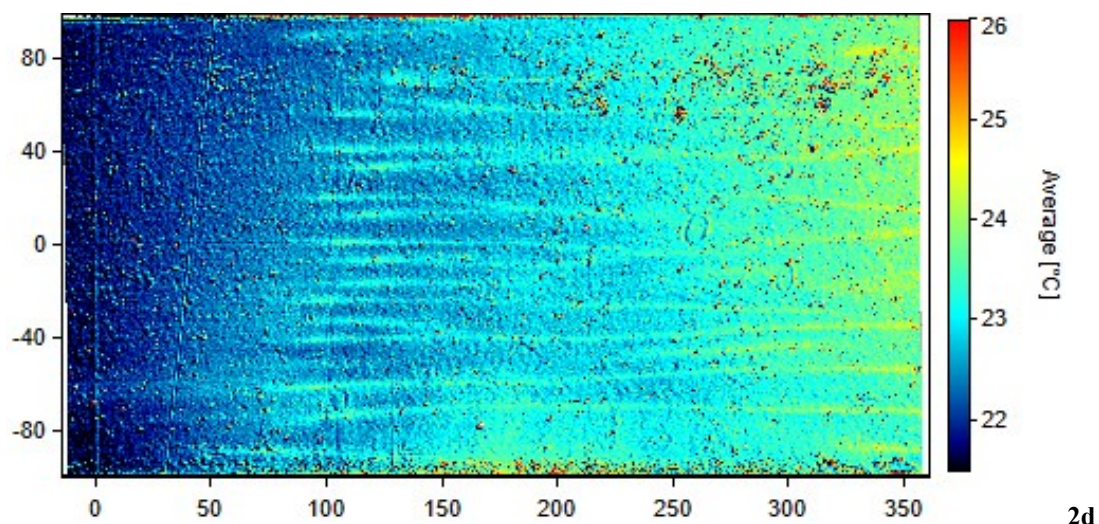


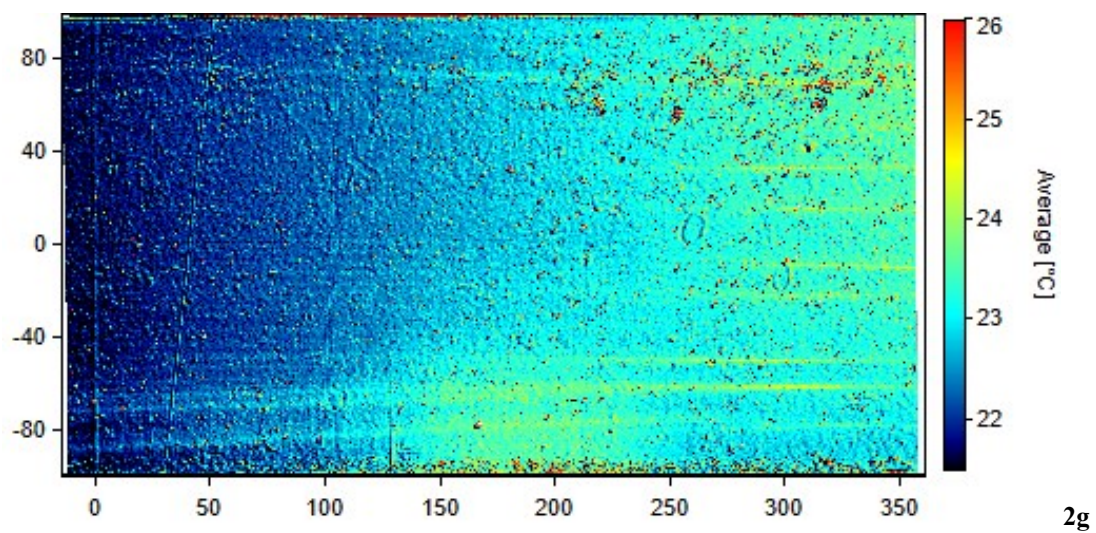
1f



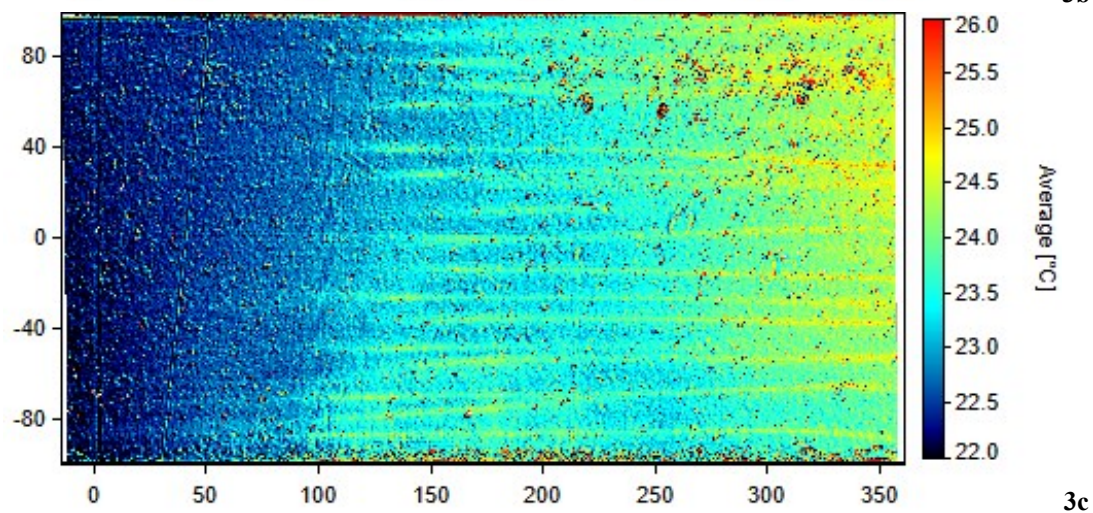
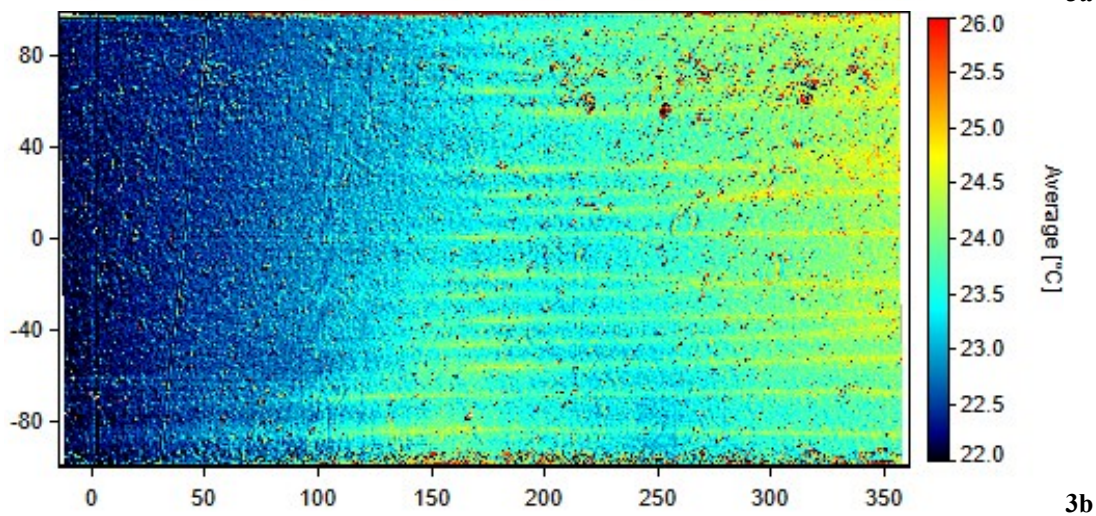
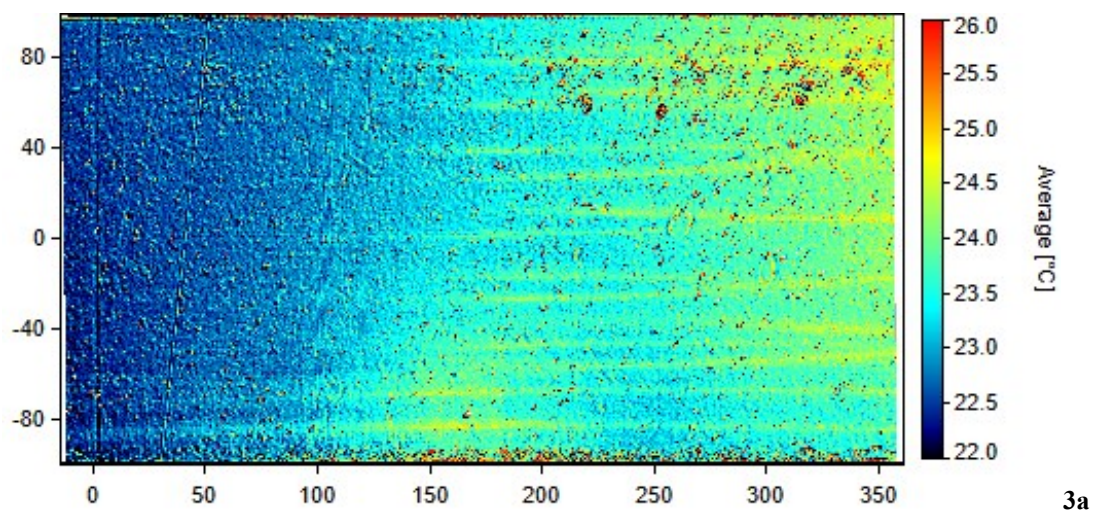
Obr. 1 Režimy **1a-g**: Skalární pole teploty v horizontální rovině.

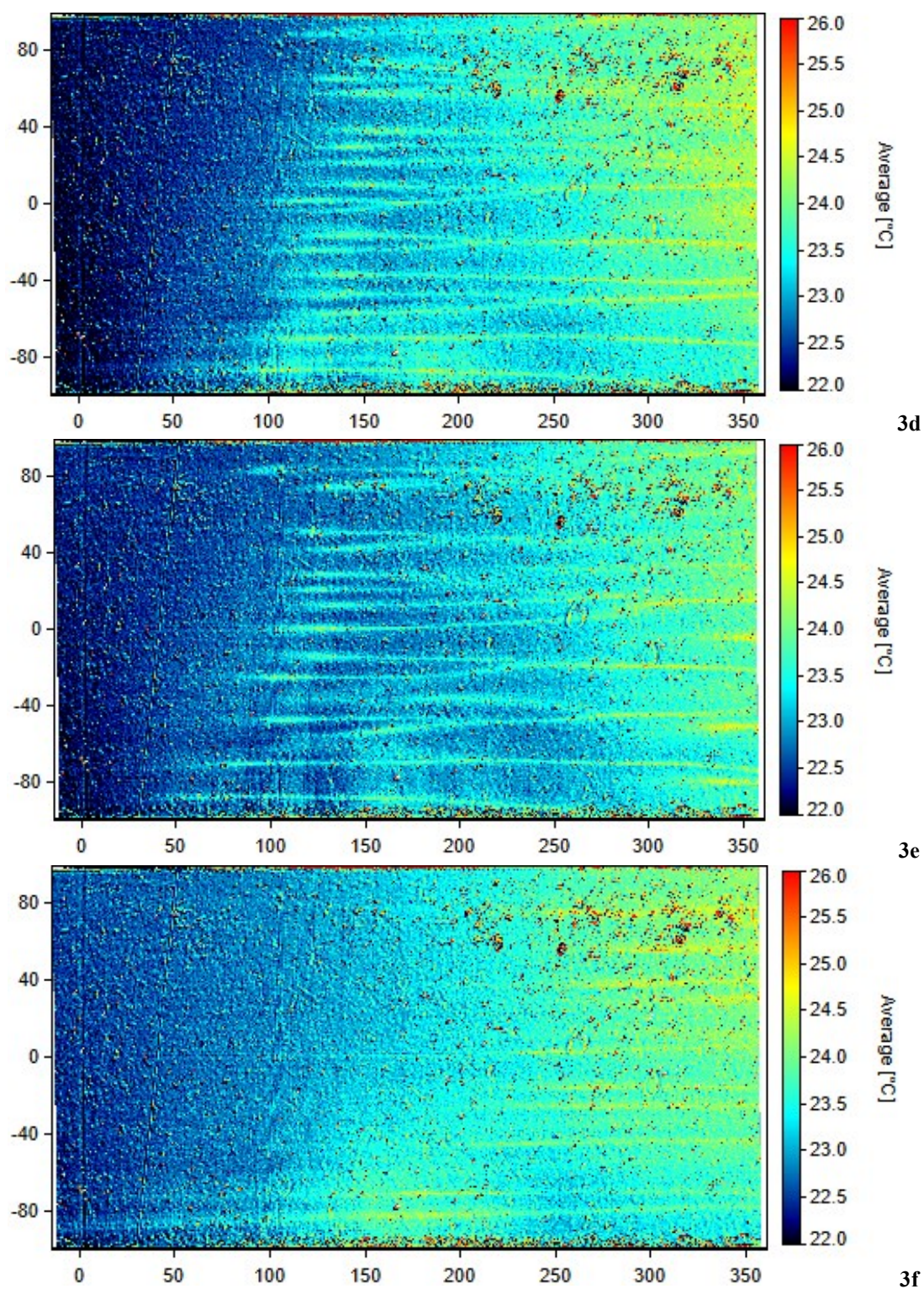




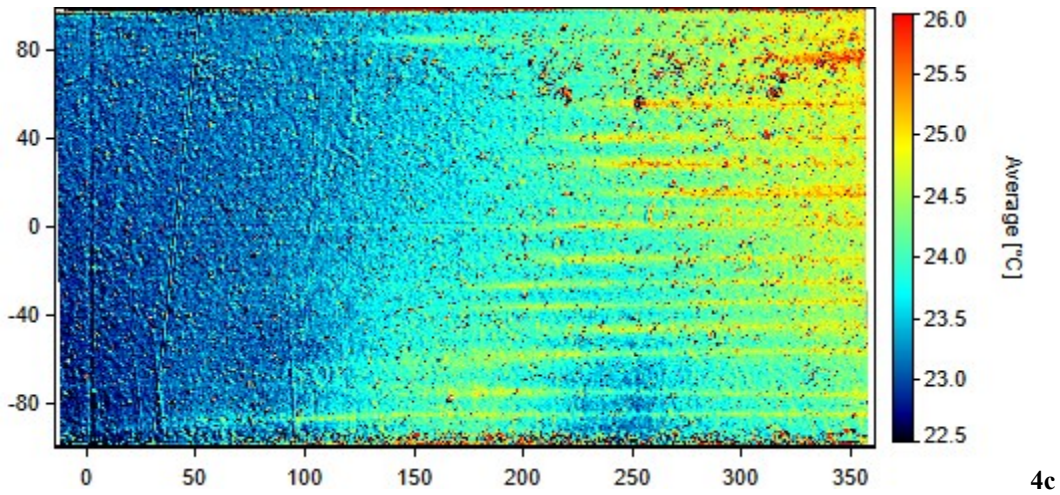
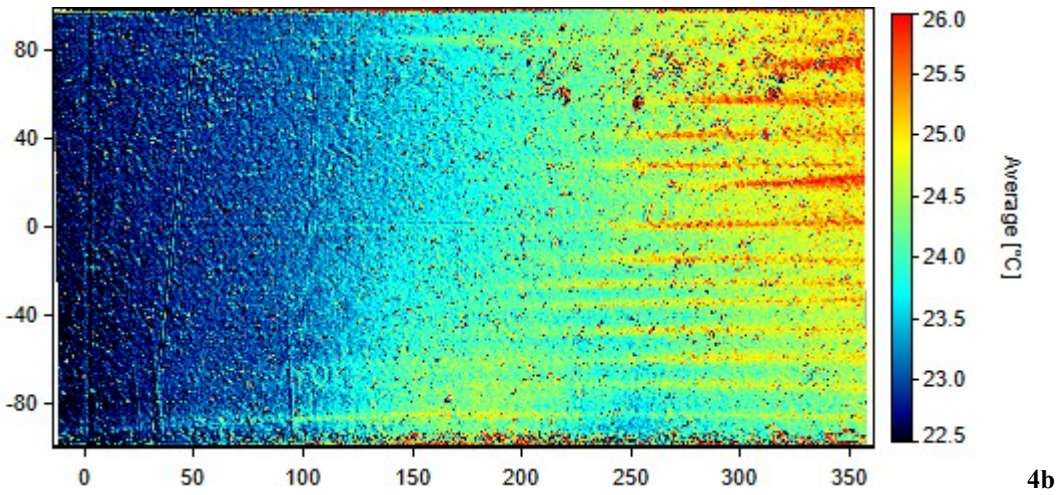
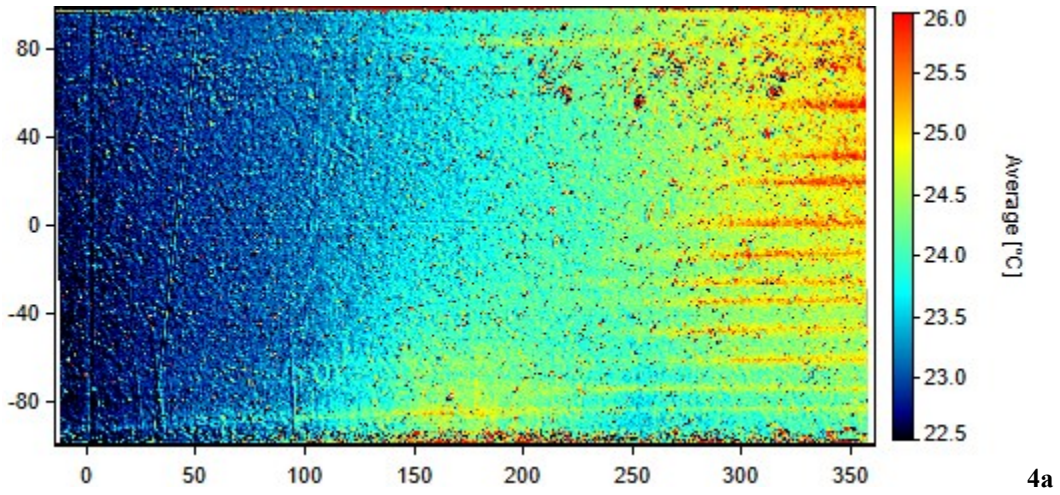


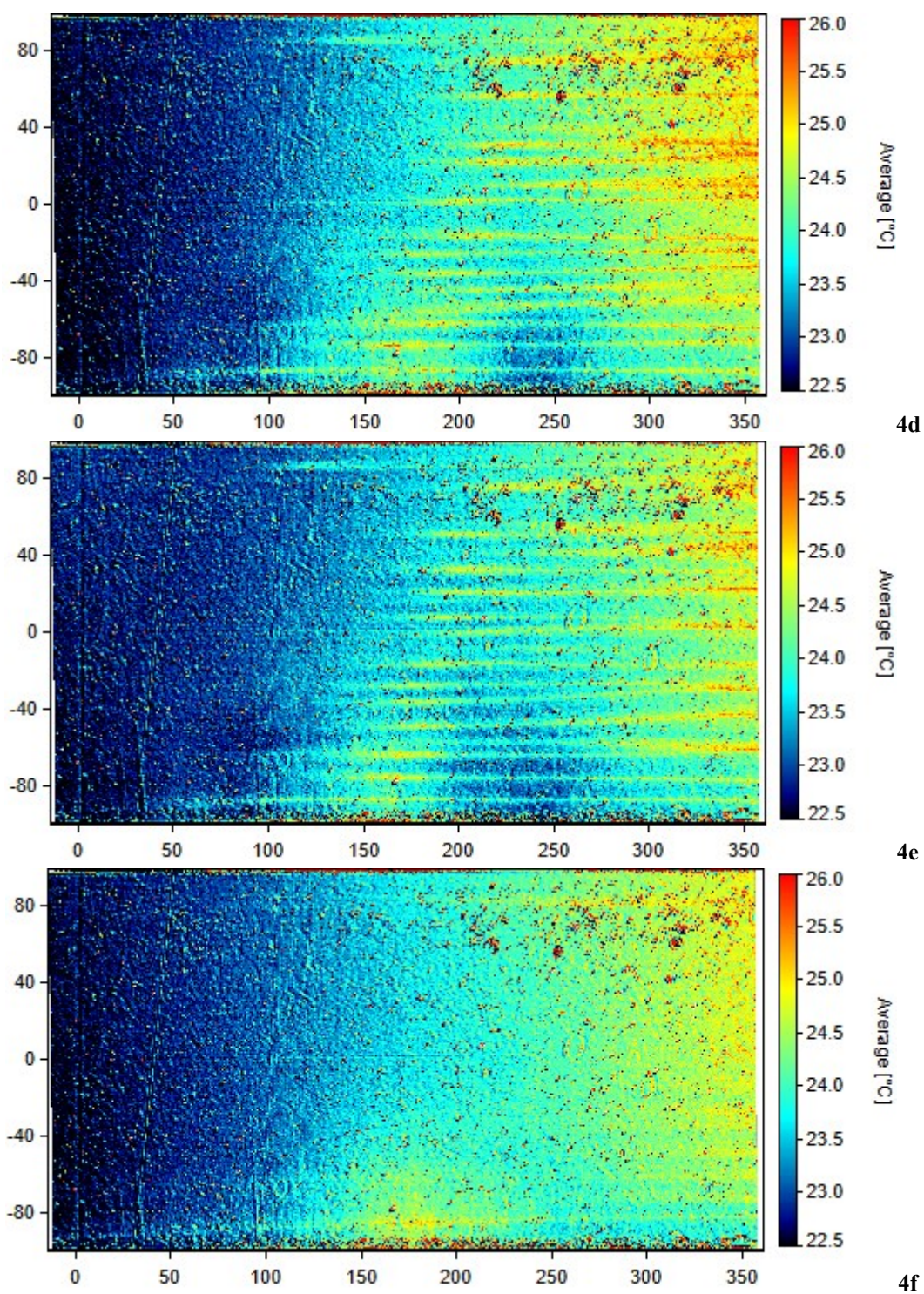
Obr. 2 Režimy **2a-g**: Skalární pole teploty v horizontální rovině.



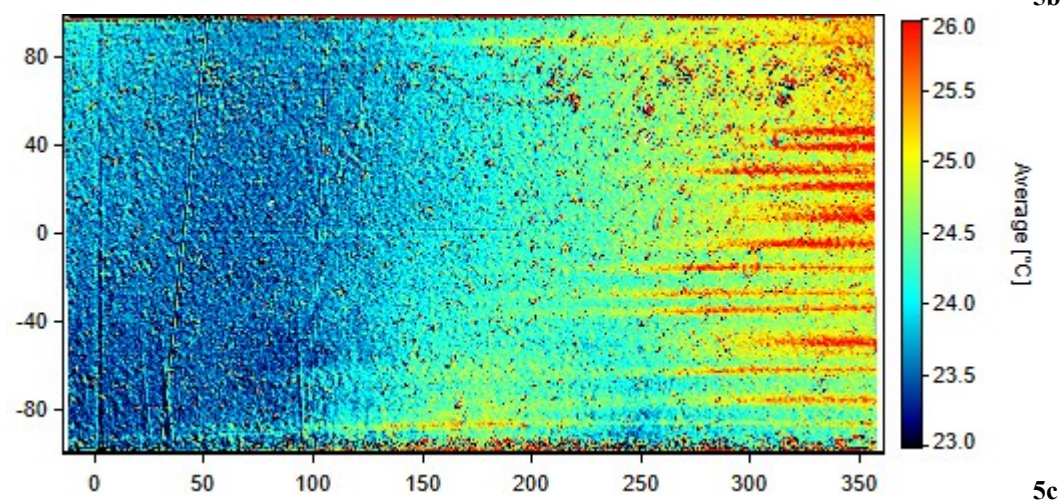
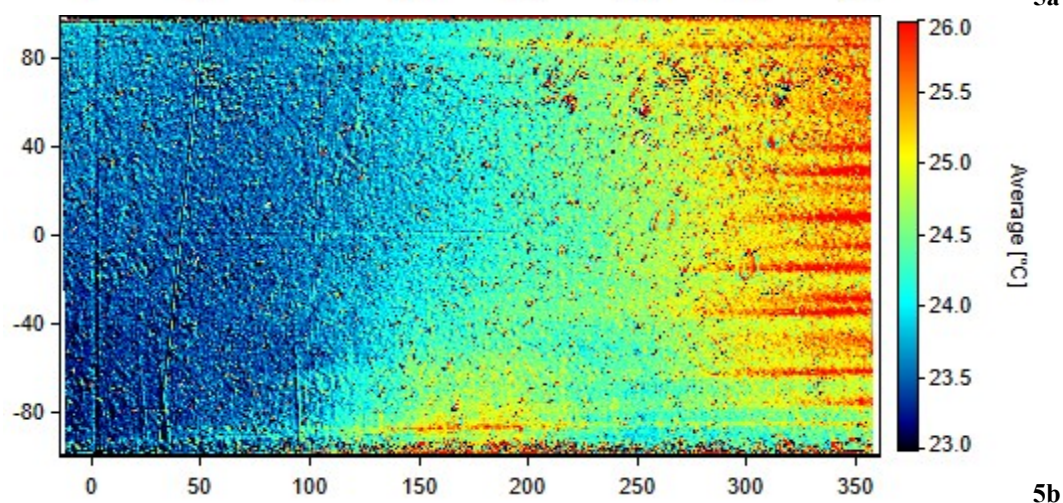
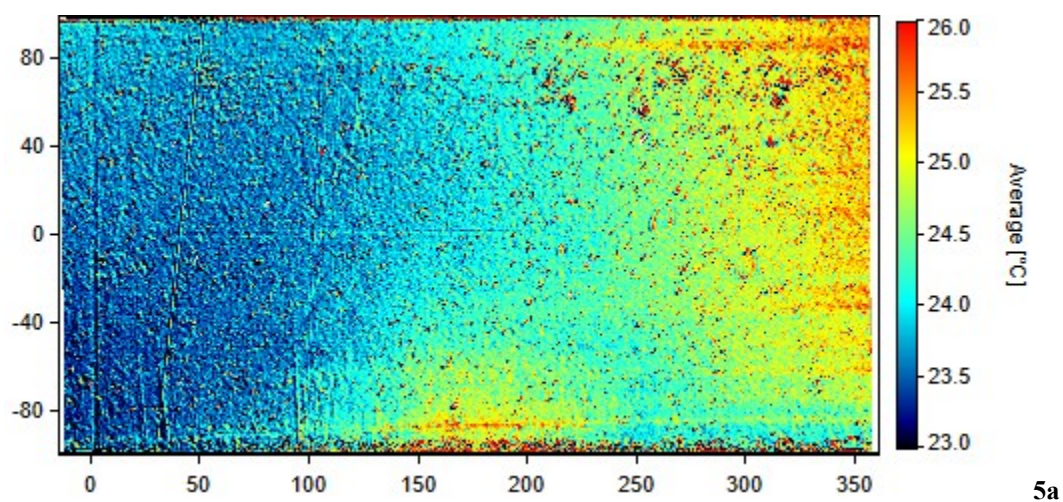


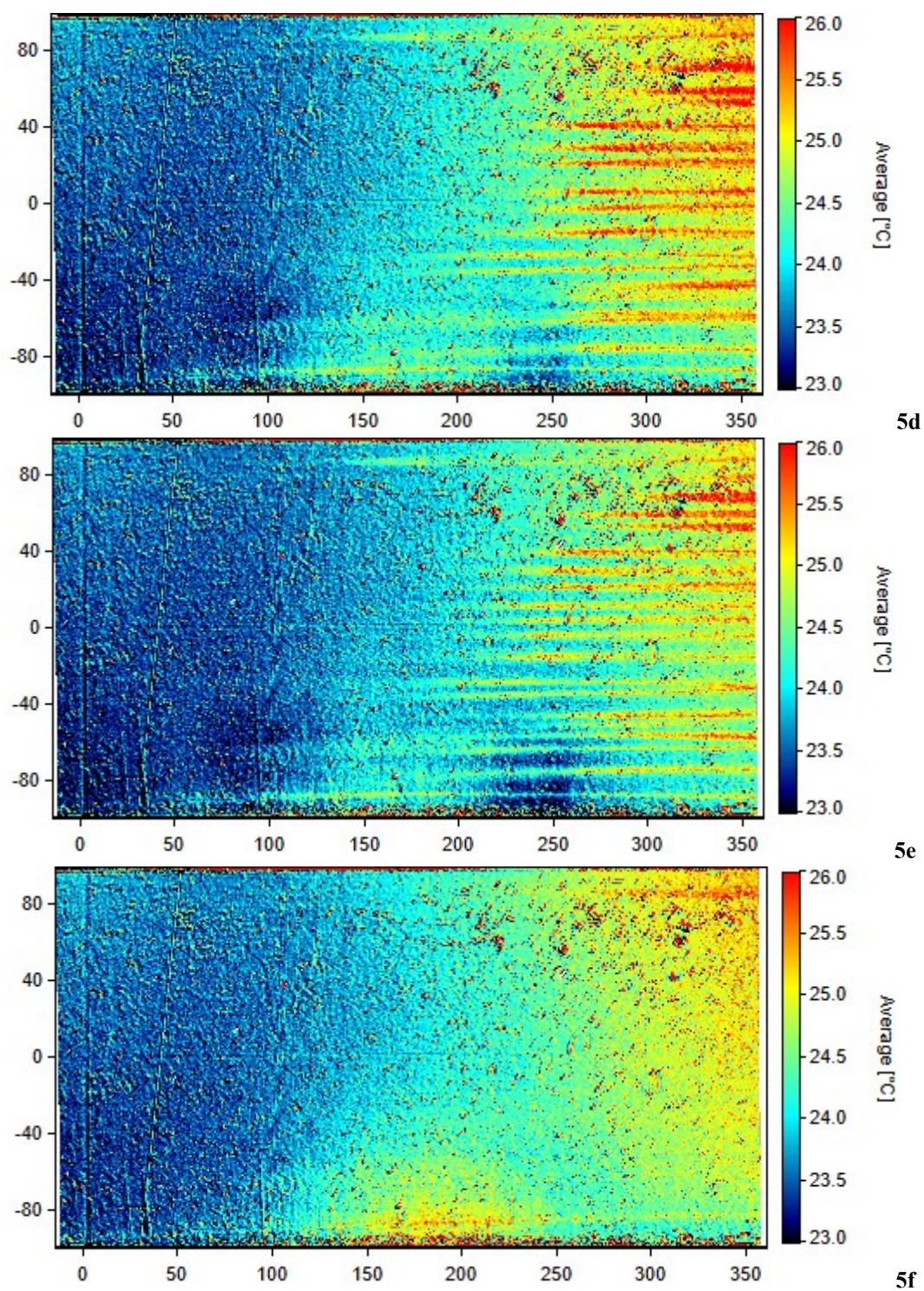
Obr. 3 Režimy 3a-f: Skalární pole teploty v horizontální rovině.





Obr. 4 Režimy 4a-f: Skalární pole teploty v horizontální rovině.





Obr. 5 Režimy 5a-f: Skalární pole teploty v horizontální rovině.