

Experimentální výzkum teplotních polí metodou pLIF

Bakalářská práce

Studijní program:

B2301 Strojní inženýrství

Studijní obor:

Strojní inženýrství

Autor práce:

Pavel Mony

Vedoucí práce:

doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
Katedra energetických zařízení





Zadání bakalářské práce

Experimentální výzkum teplotních polí metodou pLIF

Jméno a příjmení: **Pavel Mony**
Osobní číslo: S17000084
Studijní program: B2301 Strojní inženýrství
Studijní obor: Strojní inženýrství
Zadávací katedra: Katedra energetických zařízení
Akademický rok: **2020/2021**

Zásady pro vypracování:

Práce se zabývá experimentálním výzkumem teplotních polí proudící vody v obdélníkovém kanále. Experiment bude proveden metodou planar-LIF v režimu ohřívané spodní stěny.

Cíle:

- 1) Provedení rešerše předpokládaných hydrodynamických a termodynamických procesů.
- 2) Studium metody LIF, její použitelnost a stanovení limitů.
- 3) Kalibrace systému a provedení experimentů v obdélníkovém kanále.
- 4) Zpracování výsledků a vyhodnocení experimentu.
- 5) Návrh modifikace kanálu s ohledem na použitou metodu.

Rozsah grafických prací:
Rozsah pracovní zprávy:
Forma zpracování práce:
Jazyk práce:

cca 50 stran
tištěná/elektronická
Čeština



Seznam odborné literatury:

- [1] Citavý, J., 2004. Tenké smykové vrstvy. ČVUT
- [2] Noskievič, J., 1987. Mechanika tekutin. SNTL

Vedoucí práce: doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
Katedra energetických zařízení

Datum zadání práce: 1. listopadu 2020
Předpokládaný termín odevzdání: 30. dubna 2022

prof. Dr. Ing. Petr Lenfeld
děkan

L.S.

doc. Ing. Petra Dančová, Ph.D.
vedoucí katedry

V Liberci dne 1. listopadu 2020

Prohlášení

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

Jsem si vědom toho, že na mou bakalářskou 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 bakalářské práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li bakalářskou 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 bakalářská 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.

23. června 2021

Pavel Mony

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Jaroslavu Pulcovi za představení metody pLIF, ochotu a množství rad během celé práce. Děkuji také doc. Ing. Petře Dančové, Ph.D. za vedení mé práce.

V neposlední řadě patří dík také všem mým blízkým a rodině za podporu v celém průběhu studia.

Abstrakt

V první části této bakalářské práce je shrnuta teorie dějů z oblasti hydromechaniky a sdílení tepla, jejichž projevy lze v průběhu experimentu očekávat. V druhé části je pak popsán teoretický základ metody Planar Laser Induced Fluorescence (pLIF) použité pro zkoumání teplotních polí. Dále jsou pak zmíněny teoretické principy použité techniky.

Praktická část se zabývá přípravou experimentu, jeho nastavením, kalibrací a zpracováním naměřených dat. Následně je v závěru zhodnoceno měření a shrnuty nedostatky, které se projevily během měření.

Klíčová slova: experiment, pLIF, teplotní pole, fluorescenční barvivo, konvekce

Abstract

The first part of this bachelor's thesis contains summary of theory from hydromechanics and heat transfer expected during experiment. The second part describes theoretical basics of Planar Laser Induced Fluorescence method (pLIF), used for examination of temperature fields. Theoretical principles of used equipment are also mentioned.

The practical part deals with preparations, settings and calibration of experiment and processing of measured data. Last part contains a summary of measurement and defects which occurred during the experiment.

Keywords: experiment, pLIF, temperature fields, fluorescent dye, convection

Obsah

Seznam symbolů	9
Úvod.....	11
1 Předpokládané hydrodynamické a termodynamické procesy.....	12
1.1 Proudění.....	12
1.1.1 Viskozita	12
1.1.2 Režimy proudění	13
1.2 Přenos tepla	14
1.2.1 Kondukce	14
1.2.2 Přestup tepla	15
1.2.3 Radiace	22
2 Metody	22
2.1 Metoda pLIF.....	22
2.1.1 Fyzikální základ metody	22
2.1.2 Fluorescenční barviva	23
2.1.3 Měření metodou pLIF	25
2.1.4 Zpracování obrazu.....	26
2.1.5 Laser.....	28
2.1.6 CMOS kamery	29
2.2 Termočlávkové měření teploty.....	29
3 Praktická část	31
3.1 Popis uspořádání experimentu.....	31
3.1.1 Kanál	31
3.1.2 Ohřev.....	31
3.1.3 Umístění laseru.....	33
3.1.4 Umístění kamery	34
3.1.5 Kalibrace perspektivy.....	34
3.2 Experiment	35
3.2.1 Nastavení clony kamery.....	35
3.2.2 Energie laserového paprsku	36
3.2.3 Koncentrace fluorescenčního barviva	37
3.2.4 Shrnutí	38
3.2.5 Teplotní kalibrace.....	38
3.3 Zpracování naměřených dat	42
3.3.1 Odečtení pozadí.....	43

3.3.2	Maskovací funkce	44
3.3.3	Korekce laserového řezu	44
3.3.4	Kalibrace perspektivy.....	45
3.3.5	Extract volume	45
3.3.6	Výpočet teplot	46
4	Závěr	49
5	Použitá literatura	50

Seznam symbolů

Standardní symboly

Značka	Jednotka	Význam
a	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Součinitel teplotní vodivosti
c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Izobarická měrná tepelná kapacita
C	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Koncentrace fluorescenčního barviva
D	m	Charakteristický rozměr
D_h	m	Hydraulický průměr
dv/dy	s^{-1}	Příčný gradient rychlosti
g	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	Konstanta tíhového zrychlení
Gr	1	Grashofovo číslo
Gr^*	1	Modifikované Grashofovo číslo
I	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	Vyzářená měrná energie
I_0	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	Hustota zářivého toku
Nu	1	Nusseltovo číslo
O	m	Obvod smáčené plochy
Pr	1	Prandtlovo číslo
Q	$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Objemový průtok
\dot{q}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	Hustota tepelného toku
\dot{Q}	W	Tepelný tok
P	W	Výkon dodávaný topným fóliím
Ra	1	Rayleighovo číslo
Ra^*	1	Modifikované Rayleighovo číslo
Ra_{krit}	1	Kritická hodnota Rayleighova čísla
Ra_{turb}	1	Kritická hodnota Ra pro turbulentní režim
Re	1	Reynoldsovo číslo
Ri	1	Richardsonovo číslo
S	m^2	Obsah průtočné plochy
S_f	m^2	Plocha topných fólií
T	K	Termodynamická teplota
T_s	K	Teplota povrchu
∇T	$\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$	Teplotní gradient
ΔT	K	Rozdíl teplot
u	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Rychlost proudění
Z_c	m	Vzdálenost nástupného bodu

Řecké symboly

Značka	Jednotka	Význam
α	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	Součinitel přestupu tepla
β	K^{-1}	Součinitel teplotní roztažnosti
ε	$\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$	Součinitel absorpce
λ	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Součinitel tepelné vodivosti
μ	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Dynamická viskozita
ν	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Kinematická viskozita
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Hustota tekutiny
τ	Pa	Tečné napětí
φ	1	Kvantová účinnost

Úvod

Ve snaze dosáhnout co nejvyšších výkonů, ať už výrobních, výpočetních nebo čistě energetických, naráží technologie často na problém zahřívání jednotlivých součástí nebo celých systémů. Pravděpodobně nejpoužívanějším opatřením proti zahřívání je snaha o chlazení, nejčastěji pasivně chladiči, nebo aktivně proudícími médii např. vzduchem, vodou, nebo speciální tekutinou.

Je-li kombinace podmínek při aktivním chlazení příznivá (tj. vhodná rychlost proudění chladicí tekutiny a odebírané teplo), může v kapalině dojít k jevům, které mají za následek zvýšený chladicí efekt a zároveň při vizualizacích rychlostních nebo teplotních polí vznikají specifické obrazce.

Tato práce se experimentálně zabývá prouděním, které vznikne v širokém horizontálním kanále obdélníkového průřezu, zahříváno ze spodu. Hlavní oblastí zájmu jsou informace o teplotách, které v takto nastavené situaci vzniknou. K tomuto účelu je použito bezkontaktní radiometrické měřicí metody pLIF.

Základním cílem této práce je zjistit, zda je metoda pLIF použitelná pro měření teplotních polí v příčném průřezu již existujícího skleněného kanálu v laboratoři laserové anemometrie na Katedře energetických zařízení. Zároveň je cílem určit podmínky, za jakých lze toto měření provést.

Sekundárním cílem práce je zhodnocení nedostatků a problémů měření a případný návrh úprav pro zlepšení nebo zjednodušení měření metodou pLIF na stejném nebo podobném kanále, který má vzniknout v rámci výzkumu tepelné stability.

Předložená práce má sloužit jako metodická příručka použité metody pro další výzkum tepelné stability.

1 Předpokládané hydrodynamické a termodynamické procesy

1.1 Proudění

Proudění, případně tečení nebo tok, je výraz používaný pro pohyb tekutiny. Proudění lze rozdělit podle několika hledisek [1].

Podle fyzikálních vlastností tekutin je možné rozlišit proudění ideálních tekutin (tj. bez vnitřního tření) a proudění skutečných tekutin. Proudění ideálních tekutin se dělí na vířivé a nevířivé. Vířivý pohyb se vyznačuje natáčením jednotlivých částic vůči pozorovateli kolem vlastních os. Tok skutečných tekutin lze dělit podle pohybu částic. Takové proudění, kde se částice pohybují stále ve stejných vrstvách, se nazývá laminární a proudění, kde dochází k přemísťování částic mezi vrstvami, je nazýváno turbulentním [1].

1.1.1 Viskozita

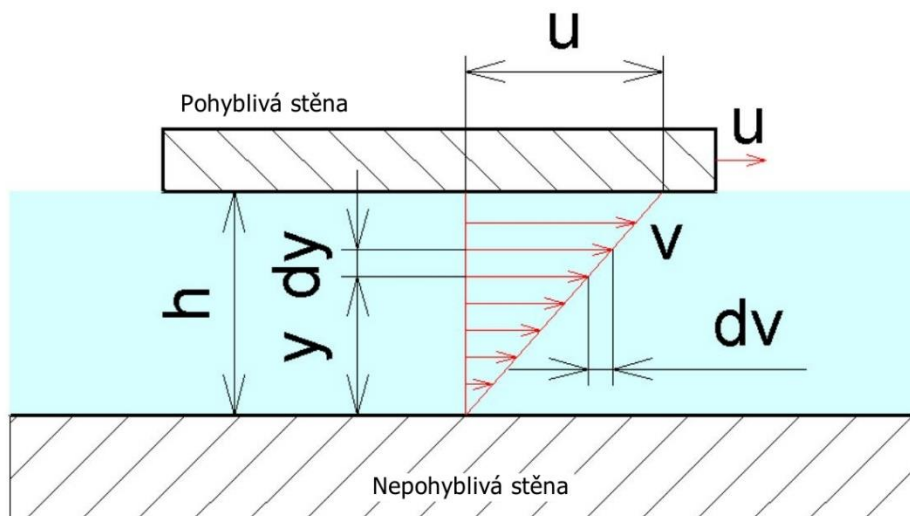
Při proudění reálných tekutin dochází mezi jednotlivými vrstvami ke tření, které zapříčiní vznik tečného napětí. Průběh tečného napětí je popsán Newtonovým zákonem viskozity

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}, \quad (\text{Pa}) \quad (1)$$

kde μ ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) je dynamická viskozita tekutiny (někdy též vazkost) a dv/dy (s^{-1}) je rychlostní gradient ve směru kolmém na směr pohybu (viz obr. 1). Viskozita je veličina, která popisuje odpor tekutiny proti tečení. Často se lze setkat s kinematickou viskozitou, pro kterou platí vztah

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2)$$

kde ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) je hustota tekutiny. Dynamická viskozita popisuje silový účinek potřebný k určité rychlosti proudění. Kinematická viskozita popisuje, jak rychle se tekutina pohybuje při daném působícím silovém účinku. [2, 3]



Obrázek 1 Viskozita [2]

1.1.2 Režimy proudění

Přechod mezi laminárním a turbulentním režimem je ovlivněn různými faktory, např. rychlostí proudícího média, drsností potrubí či obtékaného tělesa nebo teplotou stěny potrubí. Nejvýraznější vliv pak má poměr setrvačných a vazkých sil v tekutině. Tento poměr nese název Reynoldsovo číslo, pro které platí vztah,

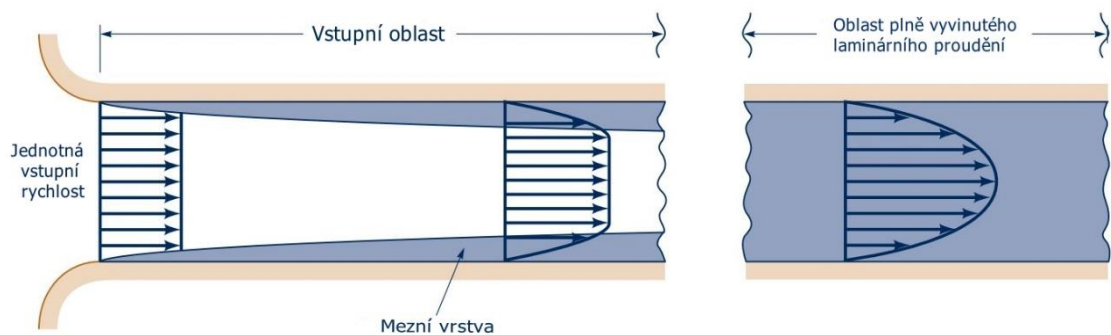
$$\text{Re} = \frac{v \cdot D}{\nu}, \quad (1) \quad (3)$$

kde ν ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) je rychlost proudění a D (m) je charakteristický rozměr. Jako charakteristický rozměr při proudění v kanálech se často používá tzv. hydraulický průměr, pro který platí vztah,

$$D_h = \frac{4 \cdot S}{O}, \quad (m) \quad (4)$$

kde S (m^2) je obsah průtočné plochy a O (m) je smáčený obvod [4].

Vznik laminárního proudění je popsán na obr. 2. Tekutina vstoupí do potrubí o rychlosti konstantní v celém průřezu. Ve vrstvě dotýkající se stěny potrubí dojde vlivem tření k zastavení (tj. bude zde nulová relativní rychlost vůči potrubí). Tato vrstva následně zpomalí i sousední vrstvy. Vzhledem k platnosti zákona zachování hmoty musí zůstat konstantní hmotnostní (při zanedbání stlačitelnosti i objemový) průtok, což zapříčiní zrychlení ve vrstvách blízkých se středu potrubí. V důsledku toho vznikne v plně vyvinutém laminárním proudění parabolický rychlostní profil. Oblast před vznikem plně vyvinutého rychlostního profilu se nazývá vstupní oblast. Prostor, kde ve vstupní oblasti dochází k rychlostním změnám, se nazývá rychlostní mezní vrstva [4].

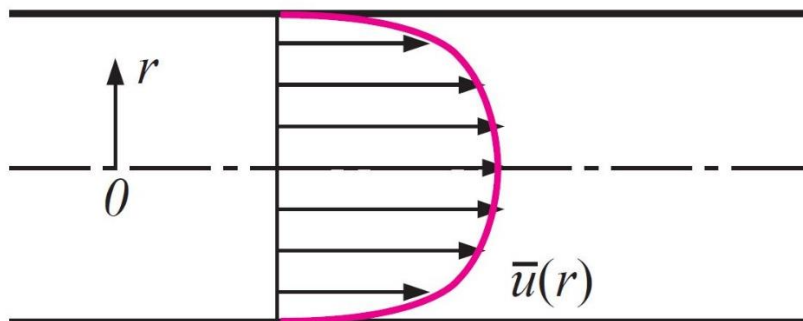


Obrázek 2 Vývoj laminárního rychlostního profilu a rychlostní mezní vrstvy [5]

Má-li proudění nadkritickou hodnotu Reynoldsova čísla a dostatek prostoru, dojde k přechodu z laminárního do turbulentního proudění. Jedná se o plynulý přechod, kdy se mezi laminárním a turbulentním režimem vyskytuje obtížně popsitelná přechodová oblast, kde proudění nese zároveň znaky laminárního i turbulentního režimu. Hodnota kritického Reynoldsova čísla se pro různé tvary potrubí liší [4].

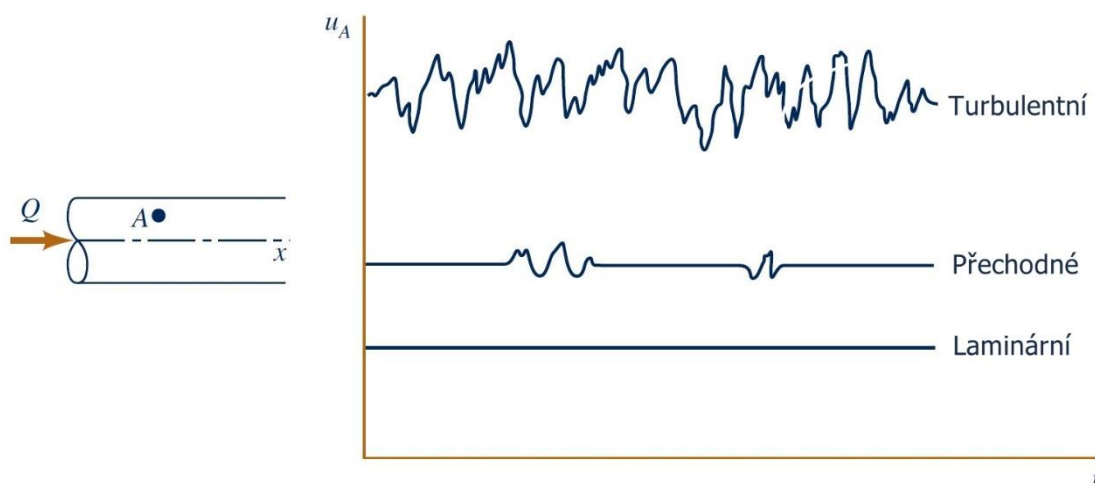
Pro turbulentní proudění je typická přítomnost malých vírů, které mají za důsledek vznik fluktuálních rychlostí jak ve směru osy proudění, tak i ve směru kolmém na osu proudění. V rámci těchto vírů dochází k výraznému přenosu energie a hmoty do jiných

vrstev proudění. Výsledný profil průměrné rychlosti už není parabolický (viz obr. 3). Vůči laminárnímu rychlostnímu profilu je příčný gradient rychlosti v blízkosti stěny vyšší, směrem ke středu kanálu se profil naopak více zplošťuje [4].



Obrázek 3 Rychlostní profil průměrné rychlosti turbulentního proudění [4]

Rozdíl mezi jednotlivými režimy proudění ukazuje obr. 4, kde je zobrazen průběh okamžité rychlosti v čase v obecném bodě A v oblastech s jednotlivými režimy proudění. Patrná je zde fluktuace rychlosti okolo průměrné hodnoty v případě turbulentního a v některých místech i přechodného proudění [5].



Obrázek 4 Okamžité rychlosti proudění v bodě A v závislosti na čase [5]

1.2 Přenos tepla

Přenos tepla je přenos energie, který je podmíněn existencí rozdílu teplot. Je-li v systému teplotní rozdíl, dojde k přenosu tepla směrem od teplejšího místa k chladnějšímu. Přenos tepla může probíhat třemi různými způsoby a to kondukcí, konvekcí nebo radiací [4].

1.2.1 Kondukcce

Kondukcce neboli vedení tepla, je přenos tepla, kdy je teplo předáváno mezi částicemi hmoty různých teplot. Teplota slouží jako ukazatel energie a lze říct, že částice (např. molekuly a atomy) s větší teplotou mají větší kinetickou energii. Přenos tepla je pak uskutečněn kontaktem mezi jednotlivými částicemi hmoty, kdy je část kinetické energie částice s větší energií (tedy teplejší) předána částici s menší energií (chladnější) [4].

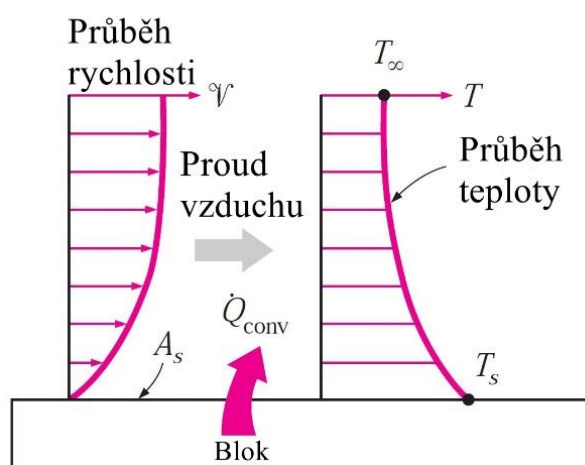
Teplo přenesené vedením je obvykle vyjádřeno tepelným tokem \dot{Q} (W) nebo jeho hustotou \dot{q} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$). Tyto veličiny pak lze popsat Fourierovým zákonem. V obecném případě se jedná o vektorovou rovnici

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla T, \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (5)$$

kde \vec{q} je vektor plošné hustoty tepelného toku, λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je součinitel tepelné vodivosti a ∇T ($\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$) je teplotní gradient. V jednorozměrném stacionárním neboli ustáleném případě lze teplotní gradient zapsat jako dT/dx , kde x (m) je tloušťka zkoumané vrstvy. Součinitel tepelné vodivosti je vlastnost materiálu, jehož hodnota závisí na druhu materiálu a jeho teplotě [4, 6].

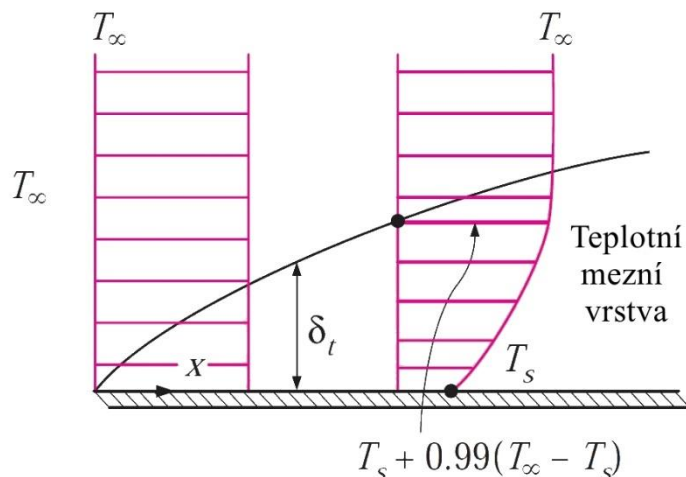
1.2.2 Přestup tepla

Přestup tepla je přenos energie, ke kterému dochází mezi pevným povrchem a tekutinou proudící okolo povrchu. V podstatě se jedná o spojený účinek kondukce a konvekce, tedy proudění tekutiny. To je popsáno na obr. 5. Blok s vyšší teplotou je obklopen proudícím vzduchem nižší teploty. Na rozhraní předá kondukcí blok energii do sousední vrstvy vzduchu. Ohřátý vzduch je pak odnesen prouděním pryč a nahrazen chladnějším vzduchem. Dojde tak k zesílení přenosu tepla oproti využití samostatné kondukce [4].



Obrázek 5 Přestup tepla [4]

V kapitole 1.1.2 byl popsán vznik rychlostní mezní vrstvy. Podobný jev lze pozorovat i v případě teploty, proudí-li tekutina o teplotě T okolo povrchu o teplotě T_s , která je vyšší než teplota tekutiny. Vrstva tekutiny dotýkající se povrchu se ohřeje na jeho teplotu a zároveň předá teplo další vrstvě, ta se rovněž ohřeje a předá teplo dál. Zároveň vlivem pohybu částic dojde k posunutí a ve výsledku tak dojde ke vzniku teplotní mezní vrstvy, jejíž možný tvar je patrný z obr. 6 [4].



Obrázek 6 Teplotní mezní vrstva [4]

Přenos tepla konvekcí popisuje Newtonův ochlazovací zákon

$$\dot{Q} = \alpha \cdot S \cdot \Delta T, \quad (\text{W}) \quad (6)$$

kde \dot{Q} je tepelný tok, α ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) je součinitel přestupu tepla, S (m^2) je teplosměnná plocha a ΔT (K) je teplotní rozdíl mezi stěnou a kapalinou. Vydělením celé rovnice plochou vznikne vztah pro hustotu tepelného toku [4]

$$\dot{q} = \alpha \cdot \Delta T. \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (7)$$

Součinitel přestupu tepla popisuje podmínky experimentu. Na jeho hodnotu má vliv například režim proudění (jedná-li se o laminární nebo turbulentní proudění), mechanismus vzniku proudění (nucené nebo volné), rychlost proudění nebo vlastnosti proudící tekutiny [4].

Analyticky lze součinitel přestupu tepla α získat z Nusseltova čísla, které představuje poměr vlivu konvekce a kondukce na přenos tepla. Pro Nusseltovo číslo platí vztah

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda}, \quad (1) \quad (8)$$

kde D (m) je charakteristický rozměr. Zároveň existují empirické vztahy, které určují hodnotu Nusseltova čísla za specifické situace, např. pro laminární proudění přes rovinnou desku platí vztah [4]:

$$\text{Nu} = 0,664 \cdot \text{Re}^{0,5} \cdot \text{Pr}^{\frac{1}{3}}, \quad (1) \quad (9)$$

kde Pr je Prandtlovo číslo. Z rovnic (8) a (9) lze vyjádřit vztah pro součinitel přestupu tepla pro danou konfiguraci [4].

Prandtlovo číslo popisuje poměr tloušťek rychlostní a teplotní mezní vrstvy a je tak specifickou vlastností tekutiny. Platí pro něj vztah

$$\text{Pr} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{\alpha} \quad (1) \quad (10)$$

kde c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je měrná izobarická tepelná kapacita a α ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) součinitel teplotní vodivosti neboli tepelná difuzivita [4]. Hodnoty Prandtlova čísla vybraných látek ukazuje tabulka 1.

Tabulka 1 Hodnoty Prandtlova čísla vybraných látek [7]

Látka	Prandtlovo číslo
Suchý vzduch (20 °C, p = 0,1 MPa)	0,71
Voda (0 °C)	13,57
Voda (20 °C)	6,97
Voda (40 °C)	4,34
Benzín	8,53

Nucená konvekce

Nucenou konvekcí se rozumí proudění, které je způsobeno tlakovým gradientem, tj. vnějšími vlivy jako je např. čerpadlo nebo pumpa v případě tekutiny, nebo kompresor v případě plynu. Pro stanovení Nusseltova čísla se při nucené konvekci využívá Reynoldsova čísla rovněž empiricky, podobně jako v rovnici (9). Hodnoty koeficientů a exponentů jsou určeny na základě experimentů a zobecněny pro specifické situace [4].

Volná konvekce

Volnou konvekcí je proudění, které je způsobeno rozdílem hustot vlivem teplotního gradientu. Pro kvantitativní popis se v případě volné konvekce používá Grashofovo číslo, které plní obdobnou roli jako Reynoldsovo číslo při nucené konvekci. Vyjadřuje poměr vztlakových a vazkých sil a platí pro něj vztah

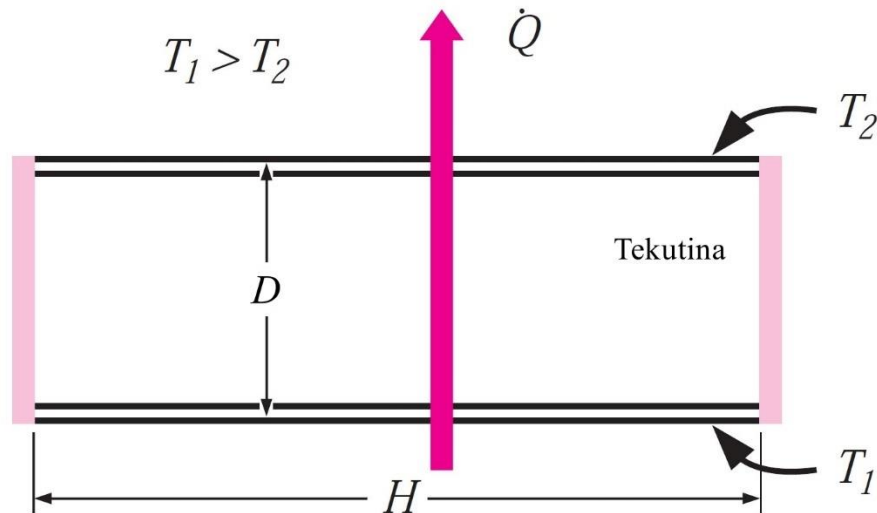
$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D^3}{\nu^2}, \quad (1) \quad (11)$$

kde g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$) je konstanta tíhového zrychlení, β (K^{-1}) je objemový součinitel teplotní roztažnosti, ΔT (K) je teplotní rozdíl a D (m) je charakteristický rozměr. [4].

Při popisu volné konvekce se rovněž často používá tzv. Rayleighovo číslo, které je definováno jako součin Grashofova a Prandtlova čísla, tedy

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}. \quad (1) \quad (12)$$

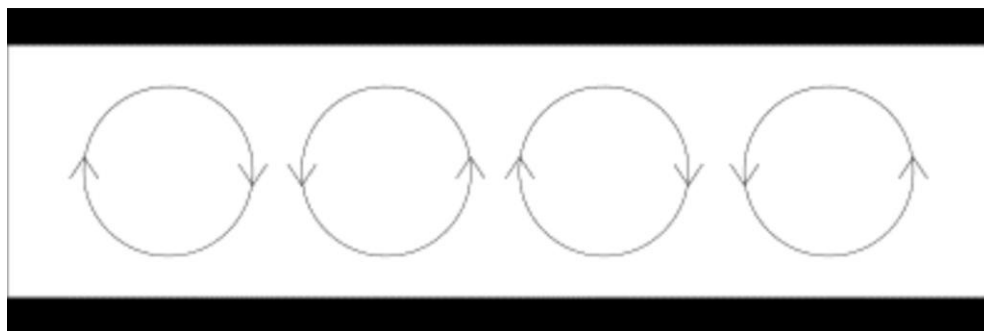
Jako kritická hodnota Rayleighova čísla je ve [4] pro obdélníkový průřez (viz obr. 7) uvedena hodnota $\text{Ra}_{\text{krit}} = 1708$. Po překročení hodnoty Ra_{krit} nastane situace, kdy vztlakové síly překonají odporové síly tekutiny a dojde k volné konvekci. Po překročení hodnoty $\text{Ra}_{\text{urb}} = 3 \times 10^5$ dojde k přechodu do turbulentního režimu proudění.



Obrázek 7 Průřez obdélníkového kanálu [4]

Rayleigh-Bénardova konvekce

Pod pojmem Rayleigh-Bénardova konvekce se rozumí jev, který nastane, je-li nepohyblivá tekutina mezi dvěma deskami ze spodu ohřívána. V případě, že teplotní rozdíl překročí kritickou hodnotu, dojde k uspořádanému pohybu tekutiny mezi deskami, který způsobí vznik konvektivních struktur [8]. Tyto struktury někdy bývají nazývány jako Rayleigh-Bénardovy buňky. Způsob pohybu tekutiny je schematicky naznačen na obr. 8.



Obrázek 8 Schéma pohybu tekutiny při Rayleigh-Bénardově konvekci [8]

Smíšená konvekce

Vzhledem k faktu, že volná konvekce je podmíněna existencí gravitačního pole a tepelného rozdílu (viz rovnice (11)), lze očekávat, že se volná konvekce objeví i v případech konvekce nucené s anizotermními vlivy. Při smíšené konvekci se tedy předpokládá spojený vliv volné a nucené konvekce [4].

Pro kvantitativní porovnání vlivu volné a nucené konvekce slouží Richardsonovo číslo

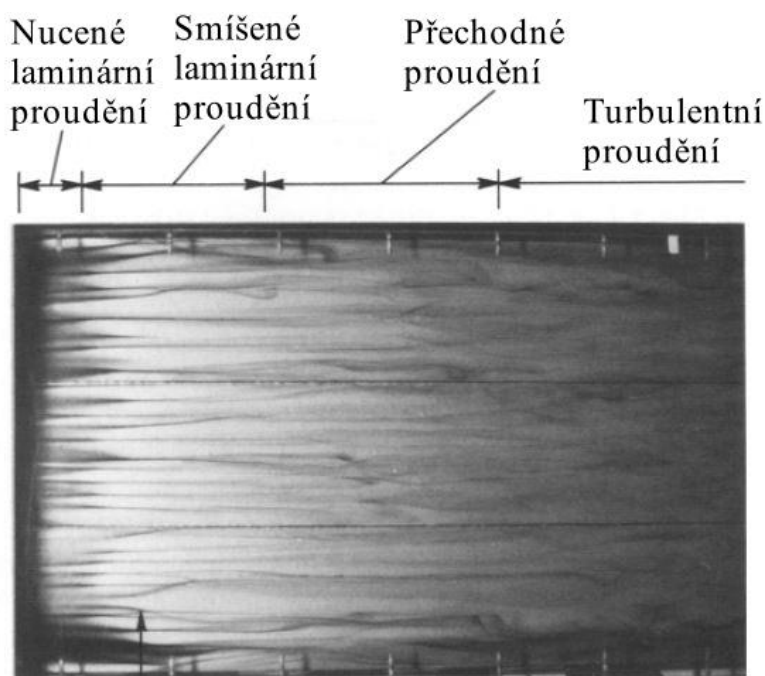
$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (1) \quad (13)$$

Z rovnice (13) je patrné, že s rostoucí hodnotou rychlosti proudění (tj. se zvětšujícím se Reynoldsovým číslem) se hodnota Richardsonova čísla blíží k nule a vliv volné konvekce pak lze pro vyšší rychlosti proudění zanedbat [4, 9].

Smíšená konvekce v kanále obdélníkového průřezu

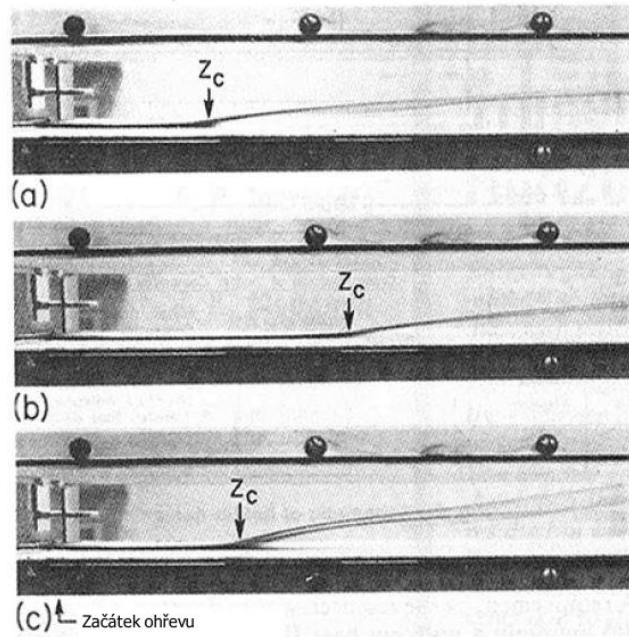
V případě proudění tekutiny kanálem obdélníkového průřezu se zahříváním spodní stěnou byla experimentálně i numericky zjištěna existence podélných vírových struktur. Tyto struktury jsou důsledkem sekundární volné konvekce, ke které dojde při laminárním režimu proudění přes ohřívání úsek obdélníkového kanálu. Sekundární volná konvekce pak urychluje přechod proudění z laminárního do turbulentního režimu [10].

V práci Maughana a Incropera [11] byly provedeny vizualizace těchto struktur, které ukazují jejich vývoj v příčném i v podélném směru. V podélném směru (tj. ve směru proudění tekutiny) lze rozlišit čtyři různé oblasti, a to oblast nuceného laminárního proudění, oblast smíšeného laminárního proudění, přechodovou oblast a oblast turbulentního proudění. Tyto oblasti jsou patrné z obr. 9, který zachycuje pohled z vrchu na proudění v širokém obdélníkovém kanále. Vizualizační barvivo bylo do experimentální oblasti vstříkováno ode dna podél oblasti počátku ohřívání segmentu. Vzdálenost od počátku ohřívání segmentu k bodu nástupu jednotlivých režimů je závislá na Grashofově, resp. Rayleighově čísle [11].



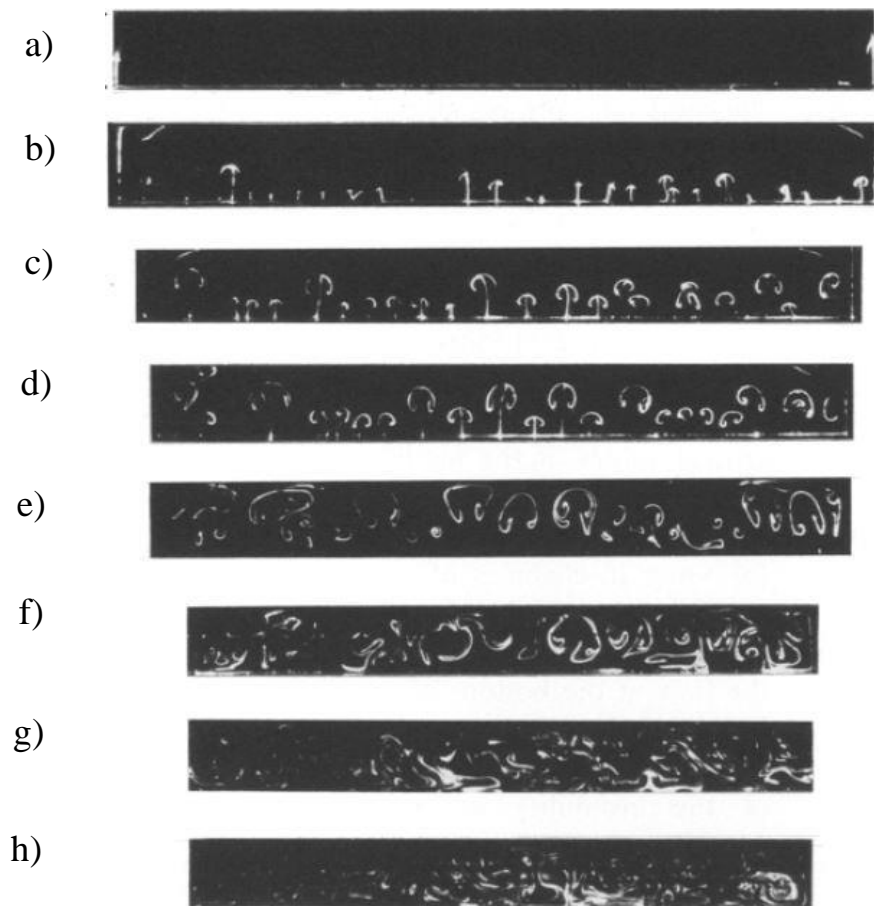
Obrázek 9 Vizualizace režimu proudění v obdélníkovém kanále [11]

Jedním z těchto bodů, které lze pozorovat, je bod, ve kterém dojde k oddělení spodní vrstvy od dna kanálu a k rychlému nárůstu tloušťky teplotní mezní vrstvy. K tomuto oddělení nedochází hned po kontaktu s ohříváním segmentem, ale až za určitou vzdáleností. Výzkumy ukazují, že vzdálenost nástupného bodu (v angličtině *onset point*) má proměnlivou hodnotu, závislejší na Grashofově (resp. Rayleighově) a Reynoldsově čísle. Z obr. 10 je pak patrné, že vzdálenost nástupného bodu (Z_C) od začátku ohřevu se zvětšuje, pokud se zmenšuje hodnota Grashofova čísla a zároveň se zvětšuje se zvětšující se hodnotou Reynoldsova čísla, tzn. rychlostí proudění [10].



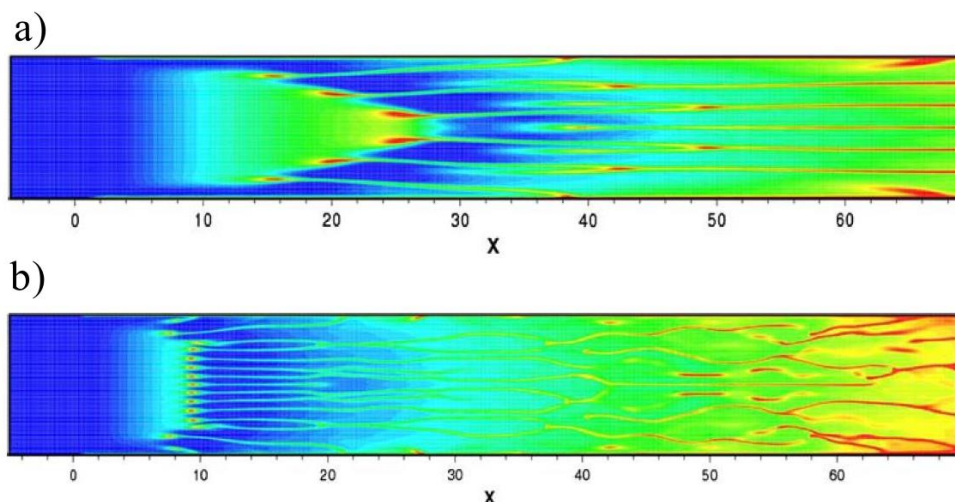
Obrázek 10 Změny polohy bodu Z_c v závislosti na Gr a Re , **a)** $Gr = 3 \cdot 10^8$, $Re = 1500$, **b)** $Gr = 1,5 \cdot 10^8$, $Re = 1500$, **c)** $Gr = 1,5 \cdot 10^8$, $Re = 1000$ [10]

V příčném řezu pak lze pozorovat vývoj průřezu podélných vírů, který je patrný z obr. 11, kde je postupně zachycen průřez kanálu v různých vzdálenostech ve směru proudění. V první části (*a-b*) je vidět vznik těchto útvarů postupným oddělováním se ze spodní, tedy ohřívané vrstvy. Dále v bodech *c-d* lze vidět rozdělení stoupajícího proudu do dvou proti sobě rotujících vírů. Vznikají tak útvary nápadně připomínající houby. V následujících záběrech je patrný další růst a následně i rozpad těchto struktur. Počet vírů roste s hodnotou Grashofova čísla [10, 11].



Obrázek 11 Vývoj průřezu podélných vírů [9]

Autoři Taher a Abid [9] a Benderradji a kol. [12] ve svých příspěvcích navíc popsali dva rozdílné způsoby vzniku podélných vírů (viz obr. 12). První (obr. 12a) je typický pro nižší Rayleighova čísla (popř. Grashofova). V tomto případě jako první vznikají vírové útvary u stěny kanálu. Tyto prvotní víry pak následně iniciují postupný vznik dalších vírů směrem ke středu kanálu. Druhý způsob (obr. 12b) je charakterizován vznikem podélných vírů podél krajních stěn a současně s tím vznikem vírů ve středu kanálu. Jako hranici mezi těmito způsoby vzniku zde lze najít poměr $Ra/Re^2 \approx 18$.



Obrázek 12 Výpočtová vizualizace rozdílných mechanismů vzniku podélných vírů při **a)** $Re = 50$ a $Ra = 1,28 \cdot 10^4$ **b)** $Re = 50$ a $Ra = 5,13 \cdot 10^4$ [12]

1.2.3 Radiace

Radiace (záření, sálání) je jediným mechanismem přenosu tepla, který je schopen probíhat bez přítomnosti okolní hmoty, tedy i ve vakuu. Jedná se o přenos tepla ve formě elektromagnetického vlnění o vlnové délce od 0,1 do 100 μm (lidským okem viditelné spektrum elektromagnetického vlnění je v rozmezí 400 až 760 nm). Tepelná radiace vzniká v důsledku pohybu částic hmoty. Míru tohoto pohybu ukazuje teplota. Se zvyšující se teplotou hmoty se zvyšuje i intenzita tepelného záření. Tepelně září veškerá tělesa, jejichž teplota je vyšší než absolutní nula. V kapalinách je však vliv radiace na celkovou bilanci energie zanedbatelný [4].

2 Metody

2.1 Metoda pLIF

Metoda pLIF, celým názvem planar laser-induced fluorescence je nekontaktní radiometrická metoda pro měření teplotních polí tekutin nebo koncentrací jednotlivých složek ve směsích. Měření touto metodou vychází ze závislosti intenzity fluorescence na teplotě nebo koncentraci přidaných barviv. Rovněž ji lze využít pro vizualizaci proudění tekutých médií [13].

Zjednodušeně lze popsat postup měření metodou pLIF tak, že se v kapalině rozpustí fluorescenční barvivo, roztok kapaliny a barviva se následně uvede do stavu, který má být podroben zkoumání (např. požadované proudění nebo ohřívání). Poté dojde k ozáření kapaliny laserem s vhodnou vlnovou délkou, což má za efekt fluorescenci fluorescenčního barviva světlem s vlnovou délkou odlišnou od vlnové délky laseru. Barvivem emitované světlo je následně zachyceno kamerou s vhodnou optikou ve formě pole intenzity a dále pak zpracováno digitálně příslušným softwarem [13].

2.1.1 Fyzikální princip metody

Fluorescence nastane v momentě, kdy je molekula fluorescenčního barviva vystavena elektromagnetickému poli. Vstupem fotonu (elementární částice přenášející elektromagnetickou interakci [14]) do molekuly dojde k přemístění elektronu v rámci molekuly. Tento proces má za důsledek zvýšení potenciální energie molekuly a ta přejde

ze základního do nabuzeného stavu. Následuje návrat do základního stavu a část přebytečné energie je vyzářena světelnou emisí. Vyzářená měrná energie I ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$) je popsána rovnicí

$$I = I_0 \cdot C \cdot \phi \cdot \varepsilon, \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3}) \quad (14)$$

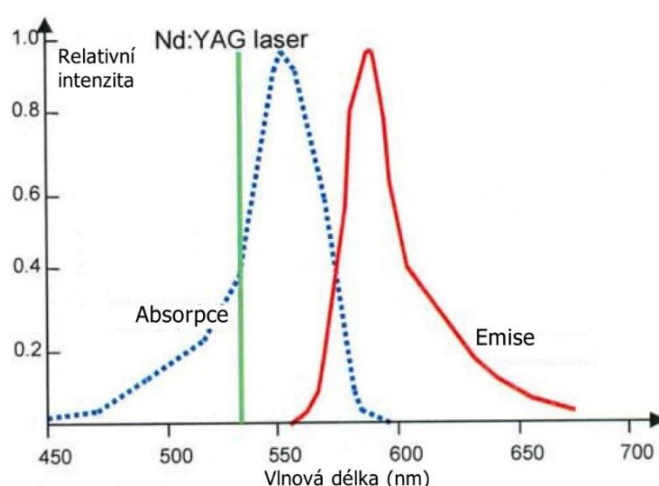
kde I_0 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je hustota zářivého toku, C ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) je koncentrace fluorescenčního barviva, ϕ je kvantová účinnost (tj. poměr mezi celkovou vyzářenou energií k energii absorbované) a ε ($\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$) je součinitel absorpce [15].

U většiny organických barviv je na teplotě závislá zejména kvantová účinnost, často však je závislost změny kvantové účinnosti na změně teploty nevýrazná (v řádech zlomků procent na 1 K). Příkladem látky s výraznou citlivostí na změnu teploty je rhodamin B, který vykazuje citlivost na změnu teploty cca 2 % na 1 K. Teplotní závislost absorpčního součinitele je zanedbatelná, její hodnoty nepřesahují 0,05 % na 1 K [15].

2.1.2 Fluorescenční barviva

Při použití fluorescenčních barviv je potřeba vzít v potaz několik různých vlastností daných látek, zejména spektrum vlnových délek budícího a emitovaného světla, případně jejich vzájemné překrytí a kvantovou účinnost [13].

Spektrum vlnové délky budícího světla určuje vhodnost použití různých druhů laserů, spektrum vlnové délky emitovaného světla pak určuje optické filtry potřebné k provedení měření. Překrytí výše zmíněných spekter (patrné na obr. 13 v rozmezí vlnových délek 550 a 600 nm) může zapříčinit excitaci částice barviva emitovaným světlem ostatních částic v jejím okolí. Kvantová účinnost pak ovlivňuje intenzitu výsledné fluorescence a její hodnota tak ovlivňuje kvalitu zaznamenaných dat. Je vhodné rovněž zohlednit úroveň pH tekutiny ve které je barvivo rozmíšeno, některé druhy barviv totiž vykazují závislost svých vlastností právě na kyselosti nebo zásaditosti svého okolí [13, 16].



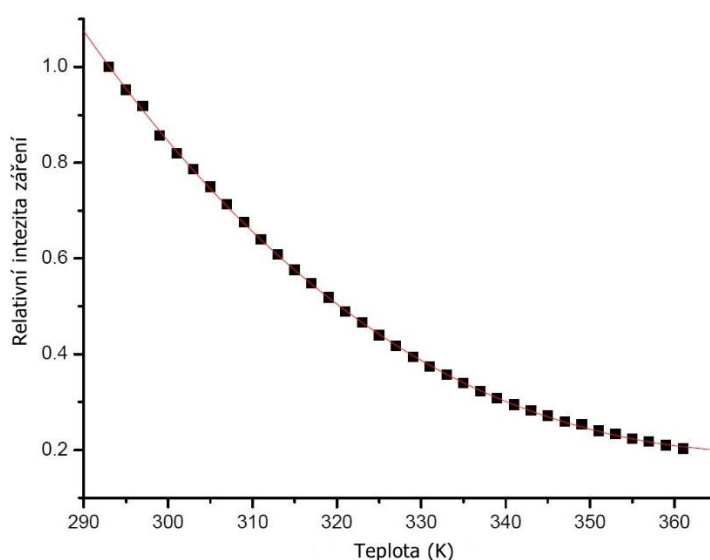
Obrázek 13 Absorpční a emisní spektrum rhodaminu 6G [13]

Rhodamin B

Rhodamin B je v případě měření teplot ve vodě pravděpodobně nejčastěji používaným barvivem z následujících důvodů [13].

- Jedná se o látku velmi dobře rozpustnou ve vodě a vykazuje dobrou chemickou stabilitu, což umožňuje dlouhodobé skladování.
- Vlivem vysoké kvantové účinnosti lze dosáhnout vysokých hodnot intenzity emitovaného světla.
- Optimální hodnota vlnové délky budícího signálu (526 nm) je blízká vlnové délce dosahované Nd:YAG laserem (532 nm).
- Výše zmíněná dobrá citlivost na změny teploty.

Intenzita fluorescenčního záření rhodaminu B s narůstající teplotou klesá, jak je patrné z obr. 14 [17].



Obrázek 14 Závislost intenzity záření na teplotě [17]

V důsledku některých okolních vlivů může dojít k degradaci fluorescenčních schopností rhodaminu B. Alvarado-Comacho a kol. [18] se zabývali degradací barviva za různých podmínek, z nichž za nejběžnější lze považovat UV záření. Po 60 minutách pod zdrojem UV záření o výkonu 10 W zjistili diskoloraci (tj. snížení koncentrace dané látky) rhodaminu B ve vodě přibližně o 10 %.

Rešerše použitých koncentrací

V manuálu systému LaVision autoři uvádějí pro měření teplot ve vodě rozmezí koncentrací 10 až 1000 $\mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$. Použitá koncentrace barviva by měla být tím vyšší, čím je větší vzdálenost mezi kamerou a laserovým řezem. Tabulka 3 pak uvádí přehled několika experimentů s popisem použitých koncentrací rhodaminu B. Je zde patrný značný rozptyl v hodnotách.

Tabulka 2 Přehled koncentrací rhodaminu B použitých při různých experimentech

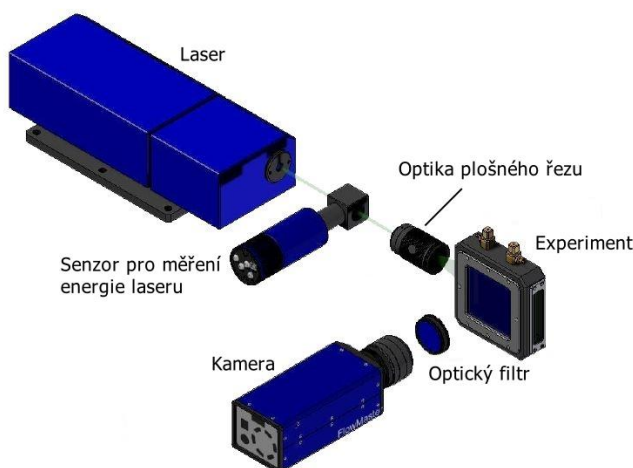
Použitá koncentrace ($\text{mg} \cdot \text{l}^{-1}$)	Rozsah měřených teplot ($^{\circ}\text{C}$)	Zdroj
0,01	22 až 35	[19]
0,01 až 0,05	20 až 30	[20]
0,05	14 až 40	[15]
0,1 až 1	17 až 67	[21]
0,125	20 až 40	[22]
0,5 až 50	20 až 90	[23] ¹
2 až 10	20 až 90	[17]

2.1.3 Měření metodou pLIF

Principy metody pLIF lze pro měření využít dvěma způsoby, a to s využitím jednoho fluorescenčního barviva (metoda jedné barvy), nebo s využitím dvou různých fluorescenčních barviv (metoda dvou barev) [16].

Metoda jedné barvy

Při měření metodou jedné barvy lze hledanou informaci (tj. teplotu nebo koncentraci) zjistit přímo z hodnoty intenzity emitovaného záření. Pro efektivní měření pomocí této metody je žádoucí udržet podmínky experimentu co nejvíce konstantní, tj. energii laseru, koncentraci v případě měření teploty a obráceně. Na obr. 15 si lze všimnout senzoru pro měření energie laseru, který je v případě jednobarevné metody vhodné využít k získání informací o fluktuaci energie světelného paprsku [16].



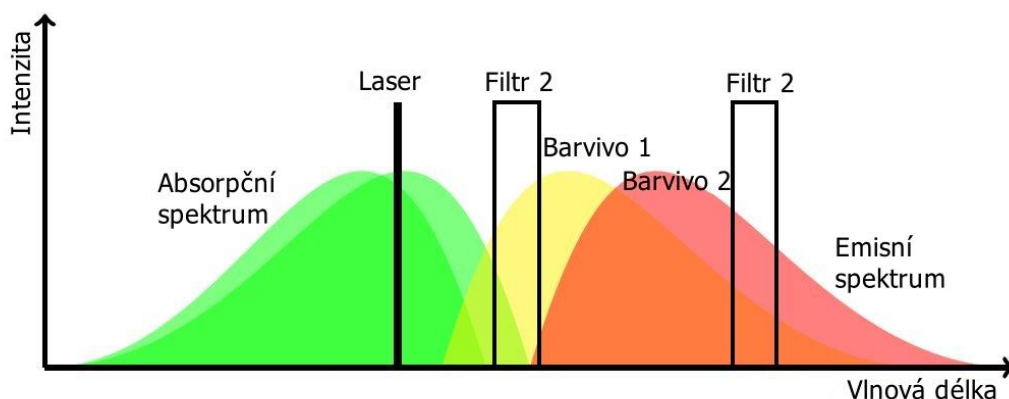
Obrázek 15 Uspořádání experimentu při měření metodou jedné barvy [16]

Metoda dvou barev

V případě měření metodou dvou barev lze hledanou informaci zjistit z poměru intenzit vyzářeného světla: obě fluorescenční barviva jsou excitována stejným světlem, výsledné záření je pak pro každé barvivo zachyceno na vlastní kameru s rozdílnými optickými filtry

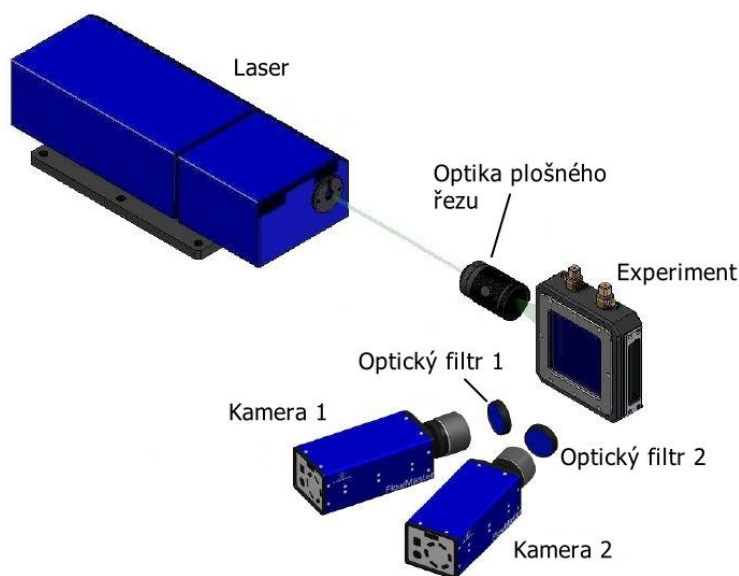
¹ zde autoři výslovně zmiňují dobré výsledky při koncentraci $10 \text{ mg} \cdot \text{l}^{-1}$.

(viz obr. 16). Pro měření teploty je obvyklé použití barviva s výraznou citlivostí na změnu teploty (např. rhodamin B) v kombinaci s barvivem s malou nebo žádnou citlivostí na změnu teploty (v [16] je doporučen rhodamin 110) [16].



Obrázek 16 Spektra fluorescenčních barviv při použití metody dvou barev [16]

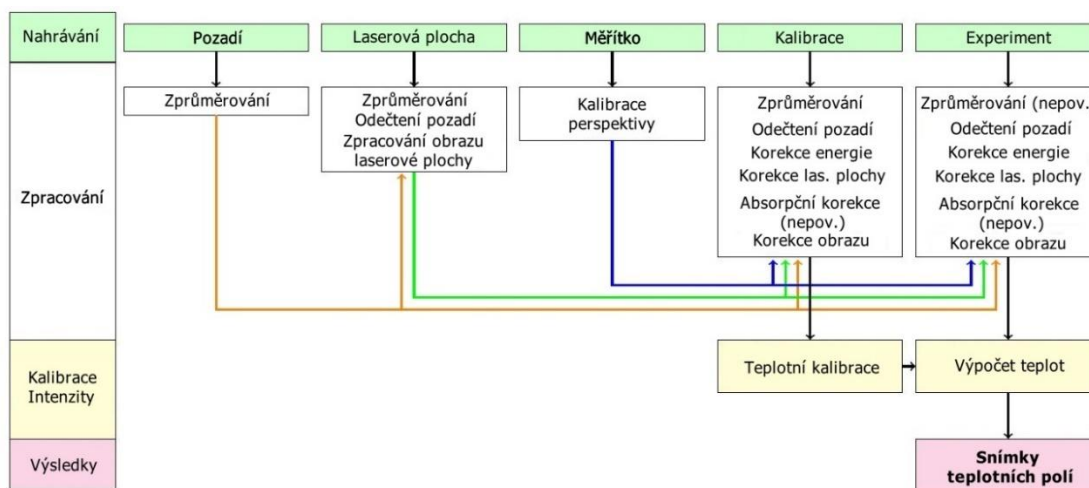
Metoda dvou barev je výhodnější zejména kvůli menšímu vlivu nehomogenosti podmínek, jako jsou fluktuace energie laseru nebo nehomogenní koncentrace fluorescenčních látek. Není tak potřeba senzoru energie laseru. Naopak může být problematické uspořádání dvou kamer v prostoru okolo experimentu (viz obr. 17) [16].



Obrázek 17 Uspořádání experimentu pro měření metodou dvou barev [16]

2.1.4 Zpracování obrazu

Získání přesných informací ze zachyceného signálu předchází proces získání a zpracování několika různých obrazů. Tento proces je schematicky naznačen na obr. 18 a dílčí kroky jsou popsány níže. Jak naznačují šipky ve schématu, jednotlivé procesy tvoří kaskádu úprav, je tedy nutné jednotlivé korekce provádět ve stanoveném pořadí.



Obrázek 18 Schéma procesu zpracování signálu pro měření teploty metodou jedné barvy [16]

Nahrání pozadí (angl. background image)

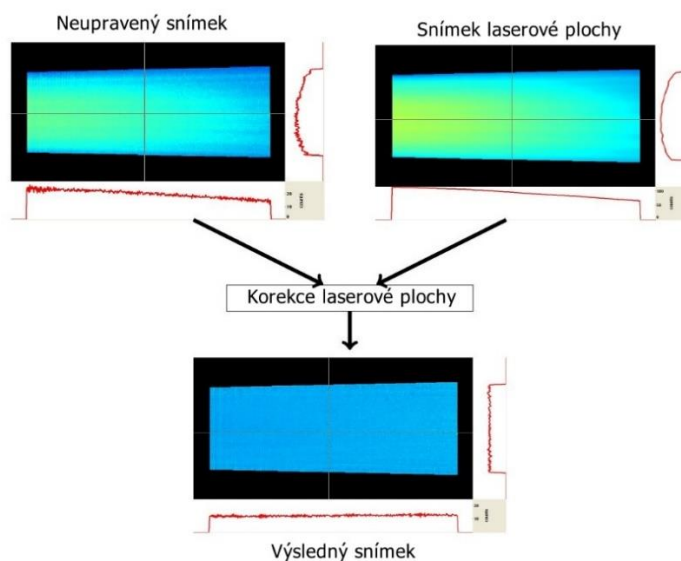
„Nahrání pozadí“ je operace, při které jde o zaznamenání snímku (nebo sady snímků) při zavřené čočce kamery. Cílem je odstranění vlivu samovolně procházejících elektronů v čipu kamery (anglicky dark current), které způsobí záznam dat bez ohledu na přítomnost světla. Tento obraz je pak následně odečten z většiny dalších snímků (viz obr. 18, bod „odečtení pozadí“). Vliv odečtení pozadí na výsledný snímek je patrný z obr. 19 [16, 24].



Obrázek 19 Vliv odečtení snímku pozadí na výsledný snímek [16]

Snímek laserové řezu (angl. sheet image) a korekce

Při pořizování snímků laserového řezu jde o zachycení snímku (případně sady snímků) při ozáření cílové oblasti experimentu laserem při konstantní teplotě a koncentraci. Je důležité, aby byly laser i kamera nastaveny stejně jako při finálním experimentu. Cílem snímku laserového řezu je zachytit vliv geometrie laserového řezu a jeho nehomogenosti. Snímky jsou pak následně využity pro korekci laserové plochy, jejíž princip je ukázán na obr. 20 a je podobný principu odečtení snímku pozadí (obr. 19) [16].



Obrázek 20 Princip korekce laserové plochy [16]

Měřítka a kalibrace perspektivy

Cílem tohoto kroku je získání informací o tvaru a velikosti snímané plochy, která se může z pohledu kamery jevit jako zdeformovaná, např. kvůli nepřímému pohledu kamery na snímanou plochu nebo vlivem použité optiky. Kalibrace perspektivy je prováděna pomocí kalibračního terče s vyznačeným polem obrazců (křížků či teček), který je vložen do místa průchodu požadovaného laserového řezu a terč je následně nasnímán a jeho snímky jsou pak zpracovány příslušným softwarem [16].

Korekce energie

Korekce energie je operace charakteristická pro metodu jedné barvy, kdy je pomocí senzoru pro měření energie získávána informace o fluktuacích laserové energie. Změřené údaje pak slouží ke korekci zachycené intenzity. Informaci o teplotních polích lze získat i bez této operace. Výsledné informace však mohou být poznamenány fluktuacemi energie laserového paprsku [16].

Korekce absorpce

Korekce absorpce je úkon, jehož cílem je kompenzovat ve výsledném obrazu změny v intenzitě laserového paprsku způsobených délkou dráhy, kterou paprsek v médiu urazí. Jeho vliv je tedy silnější s delší cestou laserového paprsku. Lze se však bez této operace obejít v případě měření menších vrstev tekutiny [16].

2.1.5 Laser

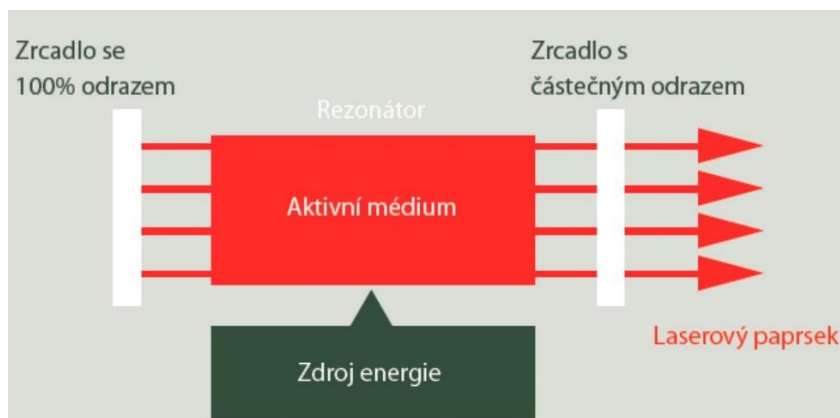
Laser (zkratka pro light amplification by stimulated emission of radiation) je zařízení sloužící jako zdroj paprsku intenzivního a koherentního světla, které je na rozdíl od běžných zdrojů světla (např. žárovka) šířeno pouze jedním směrem [25].

Laser pracuje na principu stimulované emise, kdy foton procházející okolo atomu donutí daný atom vyžárat další foton se stejnými vlastnostmi jako původní [26].

Každý laser obsahuje tři hlavní části: zdroj energie, aktivní médium a rezonátor (viz obr. 21). Zdroj energie je obvykle jiný zdroj světla. Aktivní prostředí může být pevné,

kapalné nebo plynné. Zde dochází ke stimulované emisi. Rezonátor se často realizuje pomocí dvou zrcadel, z jednoho nepropustného a jednoho částečně propustného [26].

Zdroj energie vyzáří fotony do aktivního prostředí, kde následně dojde ke stimulované emisi a vznikající světlo se začne odrážet mezi zrcadly a nabírat na intenzitě, dokud nedosáhne hodnot, při kterých světlo projde částečně propustným zrcadlem a je vyzářen laserový paprsek [26].



Obrázek 21 Schéma laseru [26]

Lasery lze rozdělit buď podle aktivního média, anebo podle časového průběhu vyzářovaného paprsku na pulzní a kontinuální [26].

Nd:YAG laser

Z pohledu rozdělení se jedná o pevnolátkový pulzní laser, kde aktivní médium tvoří neodymem dopovaný krystal yttrium-hliník-garnát. Tento druh laserů může využívat ke své funkci tzv. Q-switch, jehož funkci lze popsat jako „rychlá optická brána“, a je umístěn v rezonátoru. Tato brána blokuje světlo, dokud není aktivována (obvykle pulzem vysokého napětí), čímž dochází k hromadění energie v aktivním médiu. Nahromaděná energie je pak otevřením brány ve vhodný čas vypuštěna ve formě velmi krátkého pulzu. Jde v současné době o jeden z nejčastěji používaných pevnolátkových laserů [26].

2.1.6 CMOS kamery

Všechny digitální kamery fungují na principu fotoelektrického jevu, kdy dochází k přeměně světla na elektrický náboj, který je dále změřen a převeden na napětí či proud. CMOS senzory jsou charakteristické tím, že k přeměně z elektrického náboje na napětí dochází přímo v bodě, kde došlo k zachycení světla a dále už se informace o zachyceném světle přenáší ve formě digitálního signálu [27].

sCMOS kamery (scientific CMOS)

Technologie sCMOS byla představena v roce 2009 a jedná se o vylepšení technologie CMOS, na jejímž principu je technologie sCMOS založena. sCMOS má oproti CMOS technologii menší náchylnost k zachycení šumu, větší úhel záběru, vysoké rozlišení a velký dynamický rozsah. Zároveň si zachovává schopnost vysokého počtu snímků za sekundu z původní technologie CMOS [28].

2.2 Termočláňkové měření teploty

Pro správně provedené měření je potřebné při kalibraci znát konkrétní teploty v některých bodech snímaného prostoru. Pro přesné určení teplot je využito termočláňků.

Termočlánky pracují na principu Seebeckova jevu. Ten vznikne v případě, kdy jsou dva vodiče zhotovené ze dvou různých materiálů k sobě na opačných koncích spojeny dvěma spoji, z nichž jeden je zahříván. Mezi těmito spoji pak lze naměřit napětí, které je přímo úměrné rozdílu teplot obou spojů a Seebeckově konstantě, která je závislá na materiálu použitých vodičů [29].

Pro měření se jeden ze spojů použije jako měřicí a druhý jako referenční. U referenčního spoje je snaha o udržení konstantní teploty, optimálně pak co nejbližší 0 °C [28].

Kombinací materiálů vodičů se nabízí značné množství, v praxi se však využívá jen zlomek. Důležitými vlastnostmi, které definují výběr materiálu, jsou například generovaný termoelektrický výkon, elektrický odpor (ideálně co nejmenší), mechanické vlastnosti a v neposlední řadě i cena [29].

Mezi výhody termočlánků patří jednoduchost použití, rychlá odezva na změny teplot, malé rozměry a možnost velké vzdálenosti mezi měřidlem a vlastním termočlánkem [29].

Přehled některých typů termočlánků, jejich měřicí rozsah a doporučené využití jsou uvedeny v tabulce 3.

Tabulka 3 Přehled některých typů termočlánků [30]

Typ	Měřicí rozsah (°C)	Využití
K	-200 až 1260	Měření v oxidační nebo inertní atmosféře
J	0 až 760	Měření ve vakuu, oxidační, redukční nebo inertní atmosféře
T	do 370	Odolné vůči vlhkosti
B	870 až 1700	Spojité měření v oxidační nebo inertní atmosféře

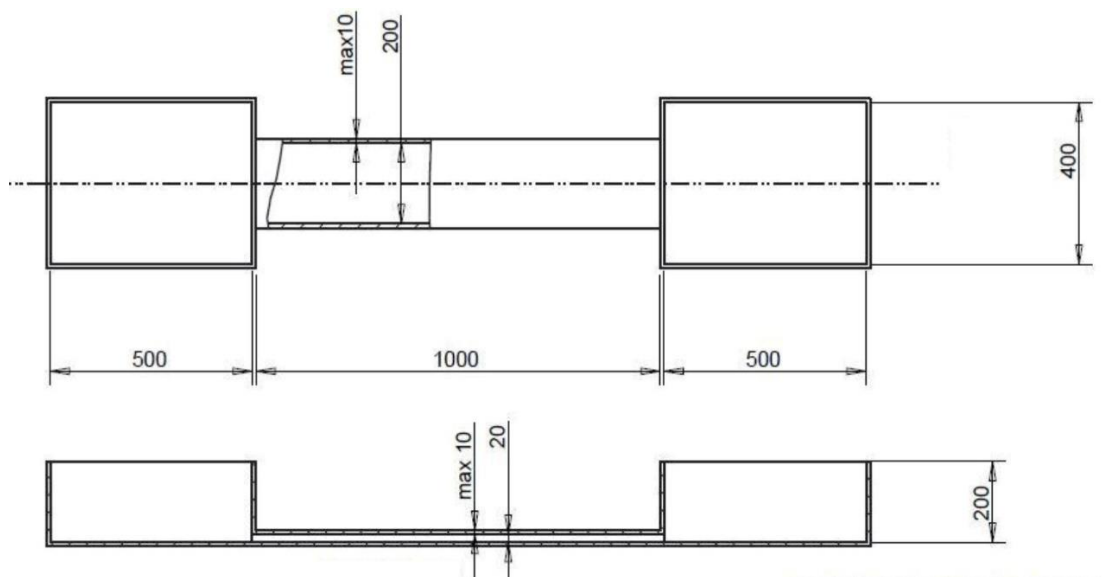
3 Praktická část

3.1 Popis uspořádání experimentu

Experiment byl proveden v horizontálním kanále, který byl v části podrobené měření vyhříván. Původním záměrem bylo provedení měření za současného vyhřívání kanálu a proudění tekutiny. Čerpadlo, které mělo být využito k tomuto účelu, však při prvotních experimentech začalo zanášet kapalinu nečistotami a bylo rozhodnuto, že měření proběhne pouze s ohřevem testovací části. Lze tedy předpokládat pozorování jevů spojených s volnou konvekcí, což se pro primární cíl práce jeví jako dostačující. K měření a zpracování výsledků byl použit systém LaVision, který slouží i jako rozhraní pro ovládání použitého Nd:YAG laseru a částečně i pro ovládání připojené sCMOS kamery.

3.1.1 Kanál

Kanál, na kterém bylo měření provedeno, vznikl v rámci diplomové práce [31] na Katedře energetických zařízení. Kanál je vyroben ze skleněných desek o tloušťce cca 10 mm slepených lepidlem. Skládá se ze dvou krajních nádrží a střední spojovací části. Jeho rozměry jsou patrné z obr. 22.

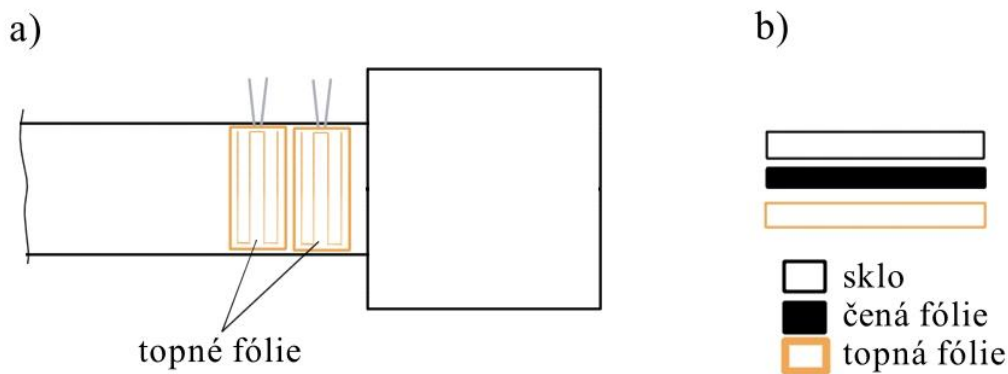


Obrázek 22 Rozměry a tvar experimentálního kanálu [29]

3.1.2 Ohřev

Ohřev byl zajištěn dvěma odporovými fóliemi s rozměry (100×200) mm². Maximální dovolené napětí v jedné fólii je uváděno 20 V a maximální přenášený výkon 20 W. Fólie byly zapojeny do série a napájeny laboratorním zdrojem, který dodával stejnosměrné napětí 30,4 V a elektrický proud 0,44 A (tj. dodávaný výkon 13,4 W). Šlo o maximální nastavení zdroje.

Topné fólie byly nalepeny z vnějšku spodní stěny střední části kanálu, v blízkosti jedné z nádrží (viz obr. 23a). Mezi sklo a topnou fólií byla ještě vlepena černá fólie (schematicky zobrazeno na obr. 23b), aby zamezila nežádoucím odleskům laserového světla z prostoru pod kanálem. Ze spodní strany fólie byla připevněna vrstva molitanu o nespecifikovaných tepelných vlastnostech sloužící jako izolace.



Obrázek 23 Uspořádání topných fólií na kanálu

Rayleighovo číslo

Rayleighovo číslo, resp. Grashofovo číslo v experimentu lze stanovit s užitím Fourierova zákona (rovnice 5). Předpokládá se jednorozměrný stacionární případ, kdy veškerý tepelný výkon dodaný topnými fóliemi projde právě skrz stěnu do vody v kanále, kde zapříčiní volnou konvekci, a nikoliv horizontální kondukcí stěnou kanálu. Po dosazení a úpravě vznikne vztah pro modifikované Grashofovo číslo

$$\text{Gr}^* = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot D^4}{\nu^2 \cdot \lambda} \quad (1) \quad (15)$$

Za hustotu tepelného toku \dot{q} lze následně dosadit výkon dodávaný topným fóliím P (W) ku celkové ploše fólií S_f (m²) a vznikne vztah

$$\text{Gr}^* = \frac{g \cdot \beta \cdot P \cdot D^4}{\nu^2 \cdot \lambda \cdot S_f} \quad (1) \quad (16)$$

Po dosazení parametrů $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $P = 13,4 \text{ W}$, $D = 0,02 \text{ m}$ a $S_f = 2 \cdot 0,1 \cdot 0,2 \text{ m}^2$ a z termodynamických tabulek [7] pro sytou vodu při teplotě 20 °C za $\beta = 1,82 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\nu = 1,006 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ a $\lambda = 0,597 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ je hodnota modifikovaného Grashofova čísla

$$\text{Gr}^* = \frac{9,81 \cdot 1,82 \cdot 10^{-4} \cdot 13,4 \cdot 0,02^4}{(1,006 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 0,597 \cdot 2 \cdot 0,1 \cdot 0,2} = 159\,343 \quad (1) \quad (17)$$

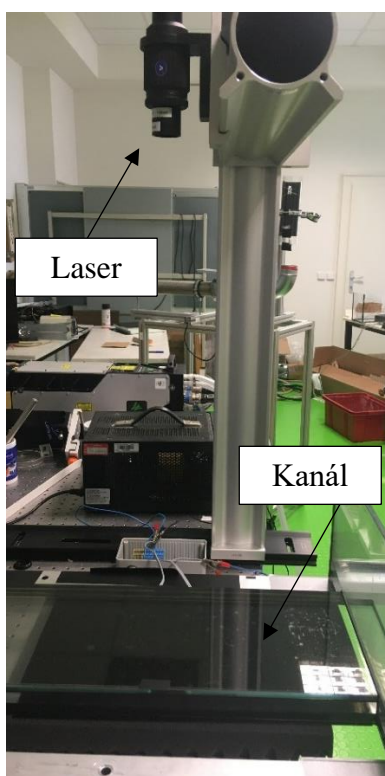
Modifikované Rayleighovo číslo pak dle rovnice (12) pro $\text{Pr} = 6,97$ odpovídá hodnotě

$$\text{Ra}^* = 159\,343 \cdot 6,97 = 1\,110\,621 \quad (1) \quad (18)$$

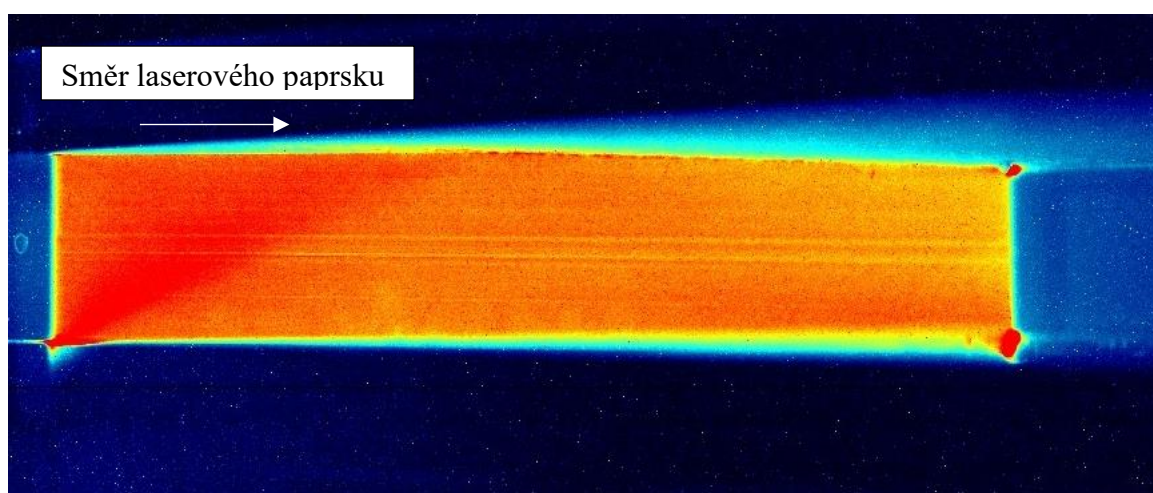
Vzhledem k tomu, že $\text{Ra}^* \gg \text{Ra}_{\text{krit}}$ a zároveň $\text{Ra}^* > \text{Ra}_{\text{turb}}$, lze v kanále očekávat volnou konvekci v turbulentním režimu.

3.1.3 Umístění laseru

Laser byl vůči kanálu umístěn ze shora, tj. laserový paprsek do kanálu vstupoval skrz širší stranu zkoumaného průřezu (viz obr. 24). Druhou variantou bylo použití laseru mířícího z boku kanálu. Druhá varianta není optimální kvůli výrazně delší dráze, kterou světlo musí urazit napříč kapalinou, čímž docházelo k výraznému rozdílu intenzit světla napříč průřezem (patrné z obr. 25). Pro toto uspořádání je vyžadován doplňkový modul pro korekci absorpce, který v době měření nebyl k dispozici. Laserový paprsek byl nastaven tak, aby ozařoval plochu uprostřed vyhřívaného prostoru.



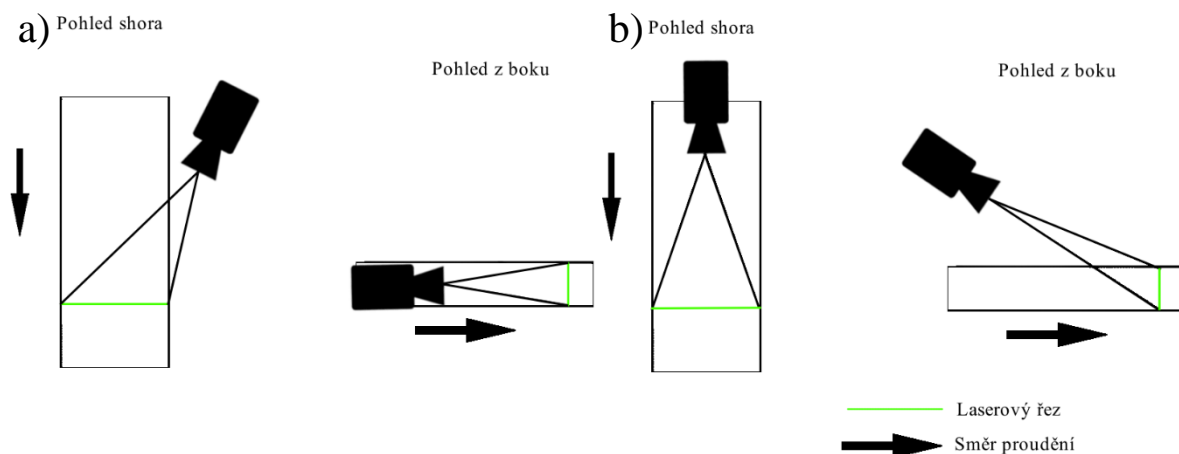
Obrázek 24 Poloha laseru vůči kanálu



Obrázek 25 Pokles intenzity při ozáření laserem z boku

3.1.4 Umístění kamery

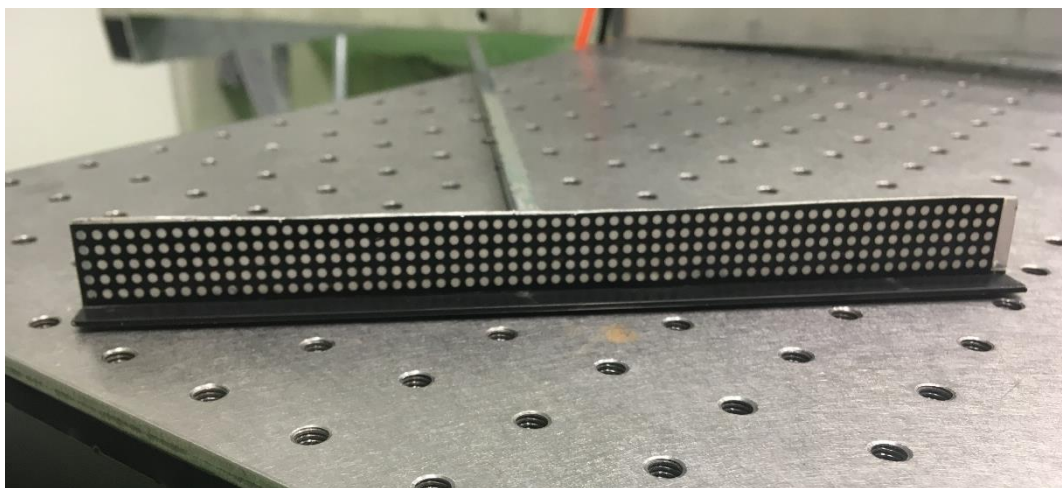
Pro umístění použité kamery byly zvažovány rovněž dvě možnosti. První byl pohled skrz boční stěnu s osou kamery umístěné v horizontální rovině tak, aby s osou kanálu svírala ostrý úhel (obr. 26a). Zde však byl pozorován výrazný rozdíl v intenzitě světla zachycené při protilehlých stranách kanálu z důvodu větší vrstvy vody na odvrácené straně a zároveň v záběru překážel pruh lepidla použitého ke spojení skleněných desek při výrobě kanálu. Proto bylo následně zvoleno uspořádání s kamerou snímající kanál shora (viz obr. 26b).



Obrázek 26 Schémata možných umístění kamery a) kamera z boku, b) kamera shora-použitá varianta

3.1.5 Kalibrace perspektivy

Dalším nutným krokem, který předcházel dalším měřením, bylo pořízení snímků pro kalibraci perspektivy. Ta byla provedena pomocí kalibračního terče (viz obr. 27), který byl vytvořen v softwaru LaVision přímo pro tento kanál. Terč byl vložen do roviny laserové řezu, laser byl poté vypnut a kamerou bez nasazení optického filtru byl zaostřen záběr na kalibrační terč, načež byly pořízeny kalibrační snímky.



Obrázek 27 Použitý kalibrační terč

3.2 Experiment

Klíčovým záměrem měření bylo stanovení podmínek, při kterých lze naměřit uspokojivé výsledky. Parametry, které kvalitu získaných výsledků ovlivňují, jsou:

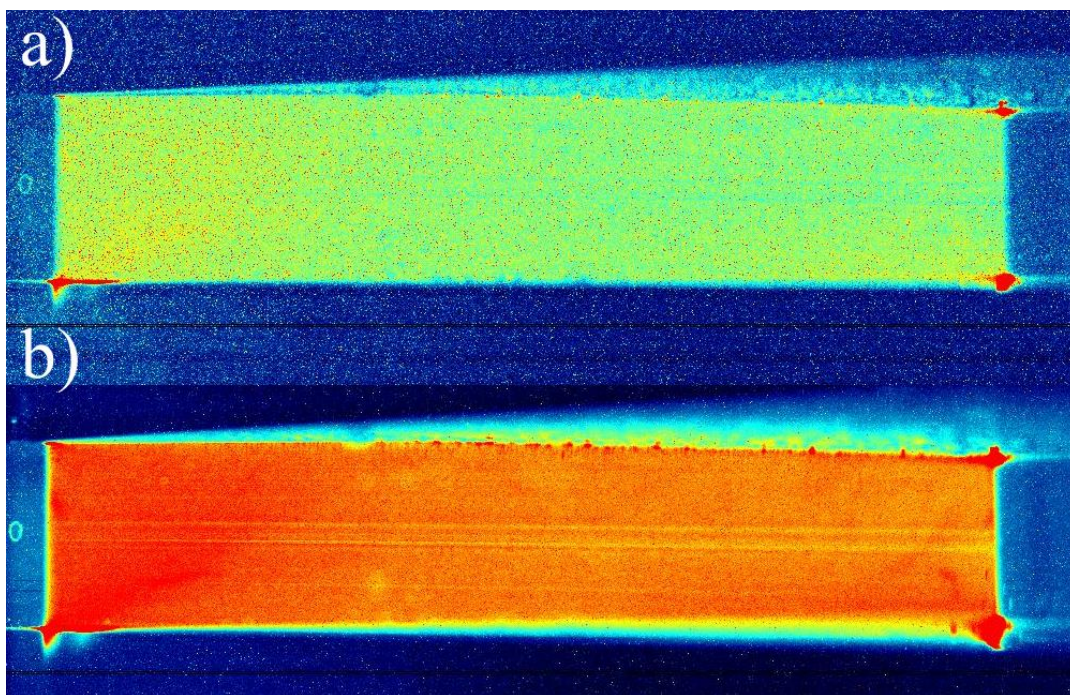
- nastavení clony kamery
- energie laserového paprsku
- koncentrace fluorescenčního barviva
- lom světla na rozhraní kanálu a ve vodě

V rámci zkušebních měření bylo vyzkoušeno několik různých kombinací nastavení. Určení optimálních podmínek proběhlo tak, že byly postupně zachyceny záběry za různých parametrů. Ze získaných snímků zachycující pouze pole intenzit světla bez veškerých korekcí, jako jsou odečtení pozadí nebo korekce laserového řezu, byly vybrány záběry, kde byly nejlépe patrné pohyby struktur volné konvekce. Pro parametry odpovídající těmto záběrům byly následně vytvořeny snímky pozadí, laserového řezu a kalibrační snímky. Následně došlo k finálnímu zpracování získaných dat.

Pro měření byla, kvůli absenci optického filtru pro druhé fluorescenční barvivo, použita metoda jedné barvy.

3.2.1 Nastavení clony kamery

V rámci hledání optimálního nastavení byla vyzkoušena všechna nastavení clony, které objektiv kamery umožňuje. Dodavatel systému doporučuje co největší otevření clony, pro co největší zisk světla [16]. Zároveň však přílišné otevření clony přinášelo riziko příliš velké intenzity zachyceného světla, které mohlo poškodit kameru, proto bylo nutné rovněž vyladit délku expozice. Kritickou hodnotou intenzity zachyceného světla je přibližně 65 000 jednotek (systém LaVision nespécifikuje konkrétní jednotku). Pro finální experiment bylo zvoleno nastavení clony $f/1,4$. Jde o nejvíce otevřenou clonu použitého objektivu. Délka expozice byla nastavena na nejnižší hodnotu, tj. 15 μs . Vliv nastavení clony na výsledný snímek je patrný z obr. 28. Obr. 28b má více otevřenou clonu, než je tomu na obr. 28a. Ostatní nastavení jsou pro oba snímky stejné. Ze snímku 28b je patrné rozmazání okrajů LIF signálu z důvodu, že při změně nastavení clony se zároveň mění hloubka ostrosti snímku. Proto je nutné provádět kalibraci při stejném nebo podobném nastavení clony.



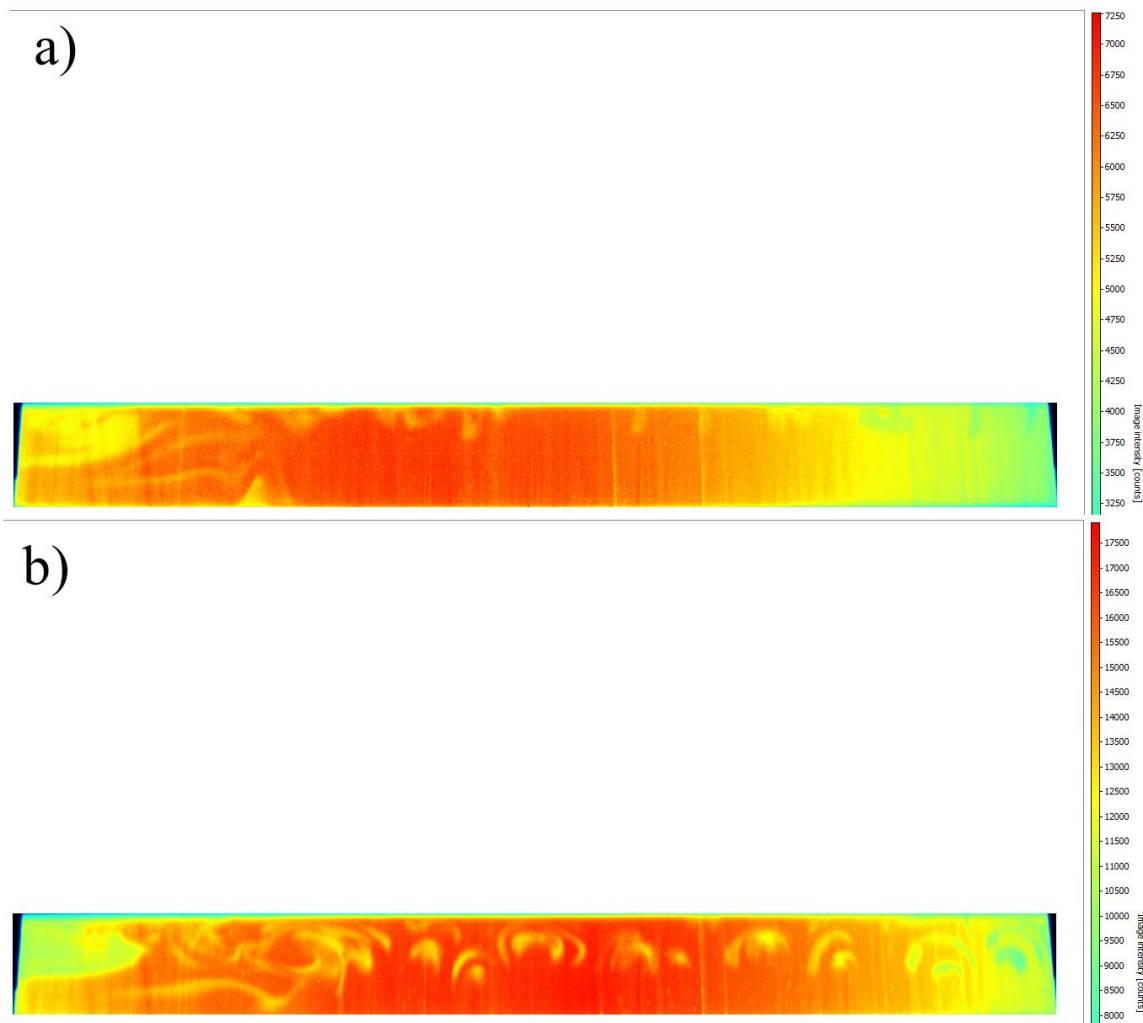
Obrázek 28 Vliv nastavení clony na výsledný snímek, snímek je zachycen při umístění kamery i laseru z boku **a)** $f/8$ **b)** $f/1,4$. Snímky nebyly prostorově korigovány.

3.2.2 Energie laserového paprsku

Systém LaVision umožňuje nastavení energie laserového paprsku pomocí procent z maximální energie laseru (ta činí 200 mJ na pulz). V rámci prvotních experimentů bylo otestováno několik různých nastavení, včetně nízkých hodnot jako např. 1 %. Pokusná měření při takto nízkých energiích však žádnou viditelnou odezvu na změnu teploty nepřinesly.

Pokusná měření, při kterých již bylo možno pozorovat útvary spojené s volnou konvekcí, byly provedeny s energií 20 % a větší. Obr. 29 zachycuje porovnání snímků zachycených při 20 % (obr. 29a) a při 80 % (obr. 29b). Rozdíl v samotném snímku není pouhým okem příliš patrný. Výrazný rozdíl je ale v maximálních hodnotách stupnic na pravé straně znázorňující rozsah intenzity světla zachyceného na snímku. V obr. 29a je maximální intenzita okolo 7 200 jednotek. Jedná se o snímek při 20 % maximální energie laseru. Na obr. 29b oproti tomu je maximální hodnota téměř 18 000 jednotek a jde o snímek při 80 % max. energie laseru. Ostatní parametry jsou shodné.

Jako vhodné nastavení pro finální experiment byla zvolena energie 80 % maximální energie laseru.



Obrázek 29 Porovnání vlivu různých energií laserového paprsku **a)** 20 % **b)** 80%

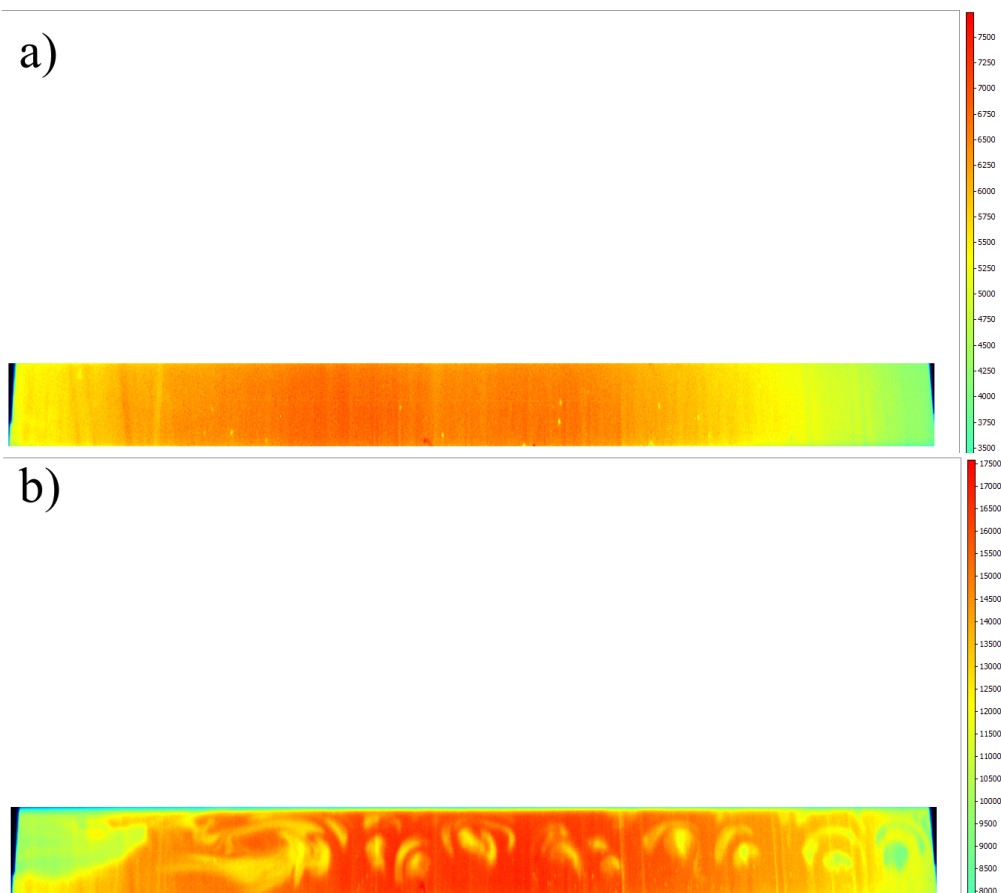
3.2.3 Koncentrace fluorescenčního barviva

Nejprve byl v separátní nádobě smíchán roztok 10 l vody a 11 300 μg rhodaminu B (tj. koncentrace $1130 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$, která přibližně odpovídá maximální doporučené koncentraci [16]). Kanál byl naplněn 18 l vody a požadované koncentrace rhodaminu B v kanále bylo dosaženo přiléváním odpovídajícího množství výchozího roztoku.

Obdobně jako při hledání vhodné energie laseru, tak i u hledání vhodné koncentrace proběhlo několik pokusných měření s různými koncentracemi, včetně nízkých hodnot (od $2,5 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$). V případě zmíněných prvotních experimentů nedošlo ke zjištění žádných viditelných jevů. Příčinou pravděpodobně byla nevhodná kombinace malých koncentrací a zároveň nízké energie laseru.

Při vyšších energiích laserového paprsku pak byla testována koncentrace $10 \mu \cdot \text{l}^{-1}$, která je označena za minimální doporučenou koncentraci dodavatelem systému a v rešerši ostatních experimentů (viz tabulka 2) je rovněž několikrát použita. Při těchto měřeních byly zaznamenány pouze těžko rozpoznatelné projevy konvektivní aktivity. Následně byla testována koncentrace $20 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$, při které byly zaznamenány znatelné útvary související s volnou konvekcí. Koncentrace $20 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$ byla tedy uznána za dostačující.

Obr. 30 demonstruje vliv koncentrace fluorescenčního barviva na výslednou intenzitu zachyceného světla. Rozdíl lze zaznamenat pouhým okem, ale výrazný je opět při pohledu na jednotky intenzity. Na obr. 30a je snímek při koncentraci $10 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$ a intenzita dosahuje cca 8 000 jednotek. Na obr. 30b pak je snímek při koncentraci $20 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$ a intenzita dosahuje cca 17 500 jednotek.



Obrázek 30 Porovnání vlivu koncentrace rhodaminu B na výsledný snímek a) $10 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$ b) $20 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$

3.2.4 Shrnutí

V tabulce 4 jsou shrnuty výše uvedené parametry a jejich nastavení, které byly použity pro zpracování experimentu.

Tabulka 4 Parametry finálního experimentu

Parametr	Nastavení
Clona	f/1,4
Energie laseru	80 % max. hodnoty na pulz
Koncentrace rhodaminu B	$20 \mu\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$

3.2.5 Teplotní kalibrace

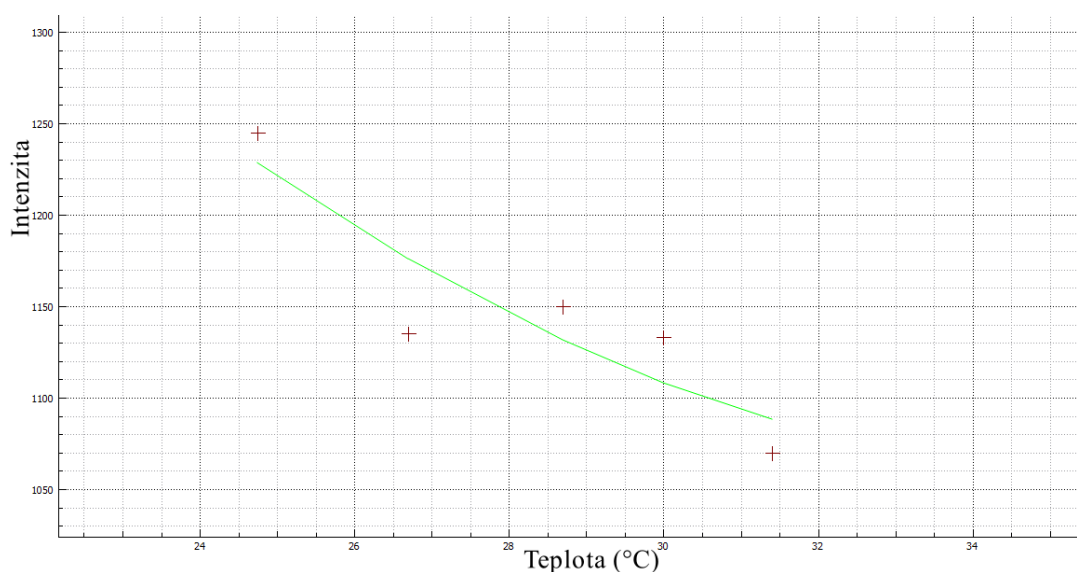
Po vytvoření vhodných podmínek a záznamu dat bylo přistoupeno k provedení teplotní kalibrace pro nejkvalitnější datovou sadu. Kalibraci je možné provést dvěma způsoby. První způsob je pořízení snímků při homogenním teplotním rozložení ve zkoumané oblasti. Intenzita zachyceného světla na takto pořízených snímcích je v softwaru zprůměrována

a přiřazena k dané teplotě. Druhý způsob spočívá ve vybrání konkrétní oblasti ve snímku o známé teplotě (např. oblast s teplotou změřenou termočlánkem) a k intenzitě vybrané oblasti je přiřazena daná teplota. Vzhledem k tomu, že termočlánek vytváří v záběru optickým filtrem těžko odstranitelnou vizuální stopu, byl zvolen princip homogenní teploty v kanále.

Prvně byla pomocí čtyř termočlánků rozmístěných v oblasti zkoumaného řezu a připojených k měřicímu zařízení Almemo změřena teplota v kanále bez ohřevu a pro tuto teplotu byly pořízeny první kalibrační snímky. Následně byla část směsi v kanálu odebrána, ohřáta v externím ohřívači a vrácena zpět do kanálu, kde byla důkladně promíchána. Teplota kapaliny v kanále byla sledována pomocí termočlánků a po ustálení teploty byly opět pořízeny kalibrační snímky. Změřené teploty a intenzity jsou uvedeny v tabulce 5. Z těchto hodnot byla následně vygenerována kalibrační křivka (viz obr. 31), která je výsledkem proložení naměřených hodnot polynomem 2. stupně.

Tabulka 5 Hodnoty výchozích kalibračních dat

Teplota (°C)	Intenzita
24,75	1245,17
26,7	1135,14
28,7	1149,79
30	1133,06
31,4	1069,86



Obrázek 31 Původní kalibrační křivka

Při následujícím zpracování byly zjištěny dva zásadní nedostatky této křivky. Prvním nedostatkem je nedostatečný rozsah zobrazené kalibrační křivky. Informace o závislosti intenzity světla na teplotě nepokrývají rozsah teplot, které byly naměřeny při vlastním experimentu. Tento nedostatek vznikl špatným odhadem předpokládaných teplot v průběhu experimentu. Druhým nedostatkem je pak poloha bodu odpovídajícímu teplotě 26,7 °C. Z obr. 31 je zřetelné, že tento bod je výrazně vzdálen od kalibrační křivky a má za následek prohnutí křivky směrem dolů (konvexnost). Tento nedostatek vznikl pravděpodobně buď chybou měření, nebo nevědomou chybou lidského faktoru

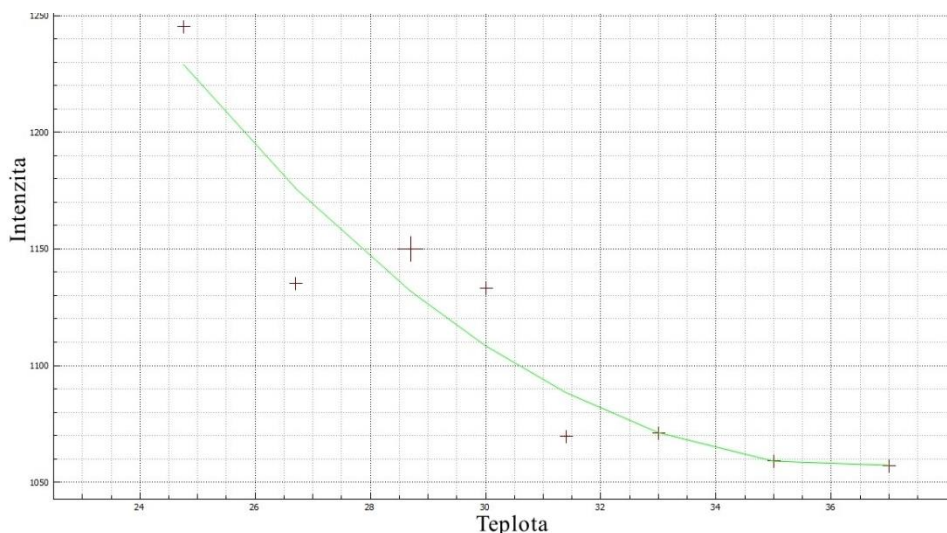
(např. špatné odečtení změřené teploty). Vliv těchto nedostatků na výsledky měření bude popsán dále (viz kapitola 3.3.6). Oba tyto nedostatky lze odstranit větším počtem měřících bodů ve větším rozsahu teplot.

Pro opravu těchto nedostatků bylo využito možnosti, ručního vložení nebo úpravy kalibračního bodu. Změřené kalibrační body, byly zpracovány v aplikaci MS Excel do grafu, odkud byla následně vygenerována rovnice spojnice trendu (rovnice 19). Do této rovnice byly dosazeny zvolené hodnoty teploty mimo původní rozsah kalibrace a byly vypočteny odpovídající hodnoty intenzity (viz tabulka 6). Následně pak byla vygenerována druhá kalibrační křivka (viz obr. 32).

$$y = 1,26912 \cdot x^2 - 92,42821 \cdot x + 2739,03849 \quad (19)$$

Tabulka 6 Hodnoty upravených kalibračních dat

Teplota (°C)	Intenzita
24,75	1245,17
26,7	1135,14
28,7	1149,79
30	1133,06
31,4	1069,86
33	1071
35	1059
37	1057



Obrázek 32 Druhá kalibrační křivka

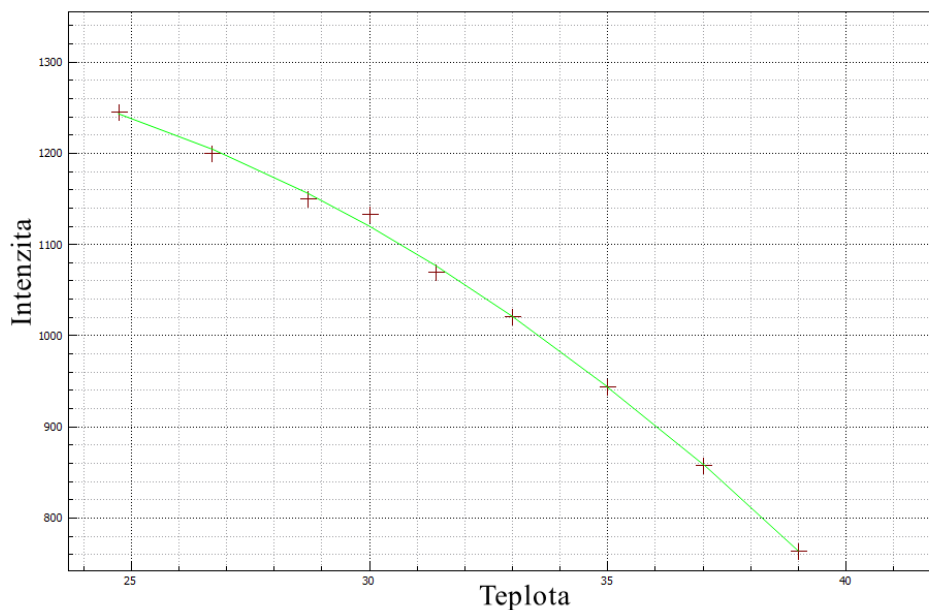
Druhá kalibrační křivka má sice delší teplotní rozsah, výsledky však po zpracování vykazovaly nedostatky podobného charakteru jako v případě první křivky, ale menšího rozsahu. Přidání dalších bodů v tomto případě už ale nebylo možné, neboť konec křivky (v oblasti teplot 36 °C a vyšších) odpovídá oblasti vrcholu paraboly, která je grafem polynomu 2. stupně. Rovnice 19 by tedy při vyšších teplotách začala generovat zvyšující se hodnoty intenzit.

Pro třetí verzi kalibrační křivky byl nejprve manuálně upraven výše zmíněný bod odpovídající teplotě 26,7 na hodnotu 1200 (tj. změna o cca 5% původní hodnoty) a následně byl v MS Excel zopakován postup použitý u minulé křivky. Vygenerována byla rovnice 20, ze které byly po dosažení zvolených teplot vygenerovány hodnoty odpovídajících intenzit (viz tabulka 7) a následně vytvořena kalibrační křivka (viz obr. 33). Výsledky po použití této kalibrační křivky již byly akceptovatelné.

$$y = -1,2484 \cdot x^2 + 38,08273 \cdot x + 989,22698 \quad (20)$$

Tabulka 7 Hodnoty výsledných kalibračních dat

Teplota (°C)	Intenzita
24,75	1245,17
26,7	1200
28,7	1149,79
30	1133,06
31,4	1069,86
33	1021
35	944
37	858
39	764



Obrázek 33 Výsledná kalibrační křivka

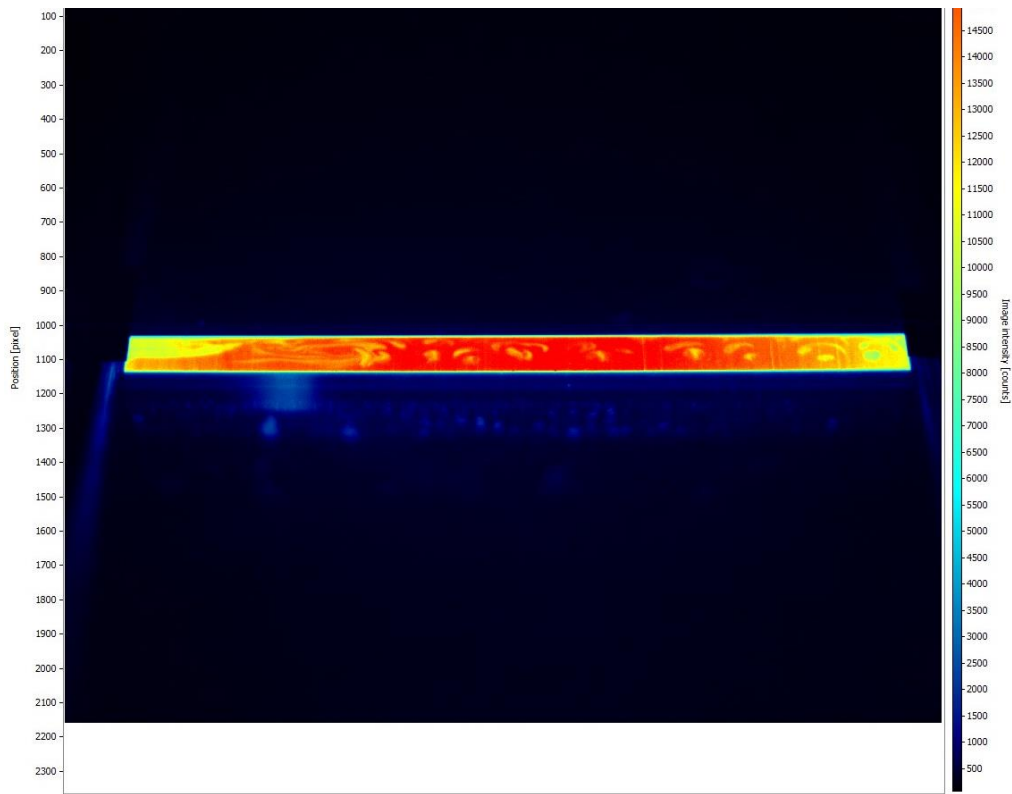
Pro měření přesných teplot by výše popsaná manipulace s kalibračními daty znehodnotila výsledky měření. V tomto experimentu však bylo cílem zjistit, zdali je měření možné, proto byl požadavek na prokázání použitelnosti metody upřednostněn před požadavkem na přesnost naměřených hodnot.

3.3 Zpracování naměřených dat

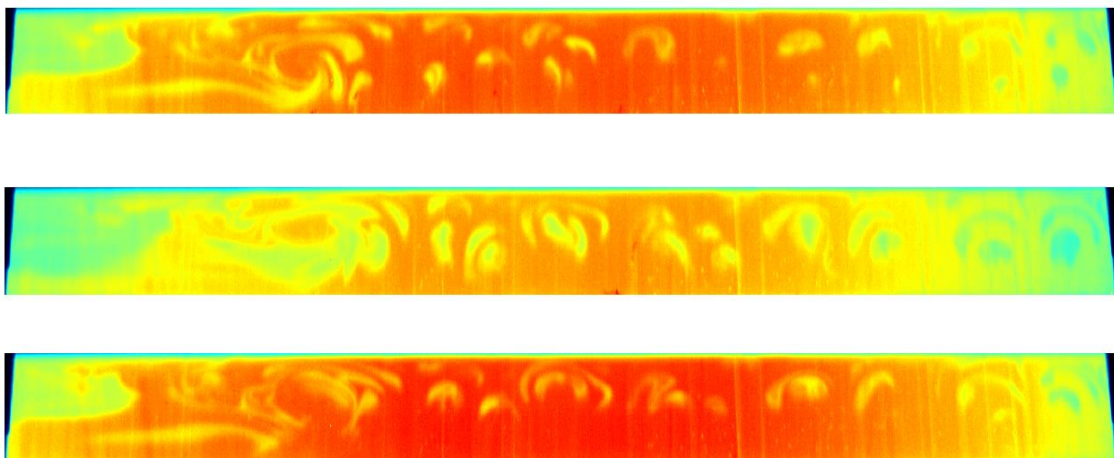
Principiální základ zpracování naměřených dat byl popsán v teoretické části (viz kapitola 2.1.4). V této části bude demonstrován vliv použitých operací na získané snímky, pořadí těchto operací a jejich výsledky, případně i dílčí operace, které nemají výrazný vliv na zachycená data, ale např. zjednodušují jejich zpracování.

Celkově bylo ve zvoleném nastavení měření zaznamenáno 4 500 snímků při snímkovací frekvenci 15 Hz, což odpovídá časovému rozpětí 5 minut. Ke zpracování byl vybrán každý druhý snímek v intervalu mezi snímky č. 3 500 a 4 000. Tento interval byl vybrán z důvodů zjevné konvekční aktivity v kanále. Každý druhý snímek byl vybrán vzhledem k faktu, že teplotní odezva v kanále je relativně pomalu se měnící. Vybráním menšího počtu snímků dojde ke snížení časové náročnosti výpočtu a potřeby úložného prostoru, každá operace totiž generuje vlastní sadu snímků.

Výchozími snímky jsou tzv. surové (angl. raw) snímky, které zachycují pouze snímaný obraz a intenzitu zachyceného světla v jednotlivých bodech. Obr. 34 ukazuje příklad zcela nezměněného snímku kanálu v prostředí systému LaVision. Obr. 35 ukazuje příklady vybraných surových snímků, které byly pouze perspektivně korigovány, aby snímek odpovídal proporcím průřezu kanálu.



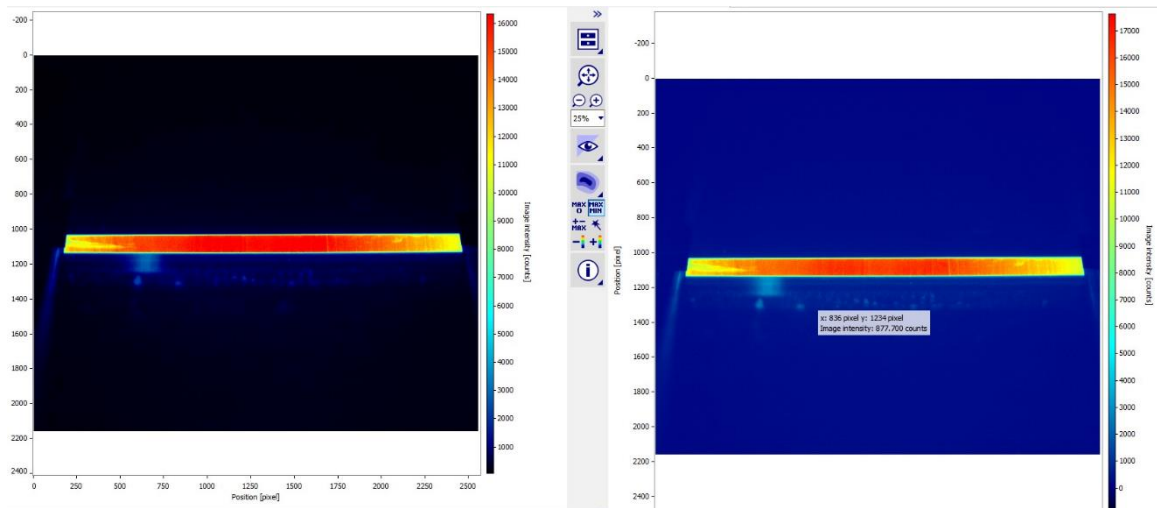
Obrázek 34 Nekorigovaný snímek průřezu kanálu



Obrázek 35 Ukázka surových snímků po korekci perspektivy

3.3.1 Odečtení pozadí

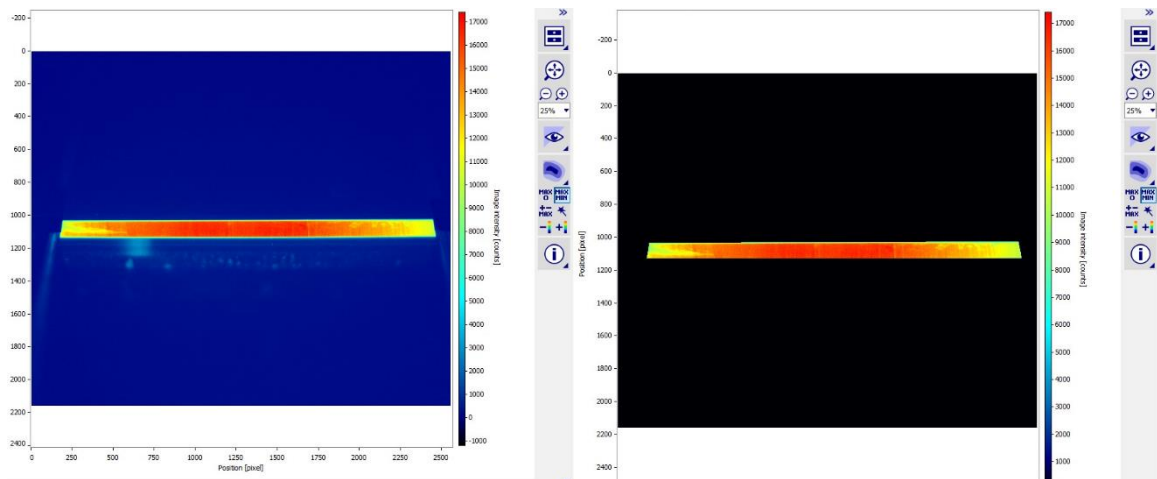
První použitou operací bylo odečtení pozadí. Vliv této operace je patrný z obr. 36. Do operace vstupují pouze získané snímky vlastního experimentu a snímky pozadí. Jak je naznačeno ve schématu zpracování získaného signálu (obr. 18), tato operace byla aplikována na snímky laserového řezu, kalibrační snímky i snímky finálního experimentu.



Obrázek 36 Odečtení pozadí

3.3.2 Maskovací funkce

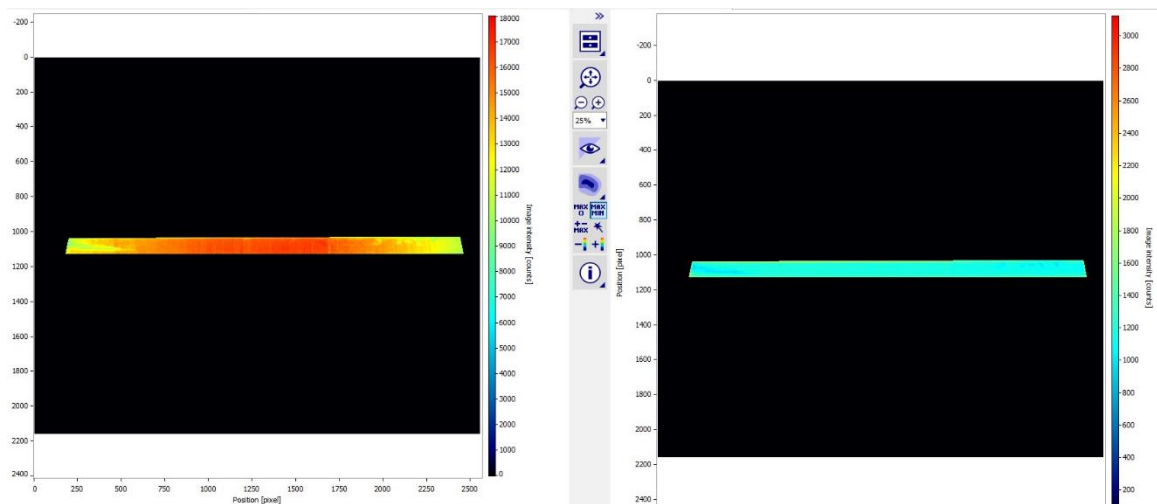
Maskovací funkce má za úkol na snímcích vymezit oblast zájmu následných operací. Oblast mimo vymezenou oblast vyřadí z výpočtů, čímž se sníží výpočetní čas. Porovnání snímku před a po použití maskovací funkce je viditelné na obr. 37.



Obrázek 37 Aplikace maskovací funkce

3.3.3 Korekce laserového řezu

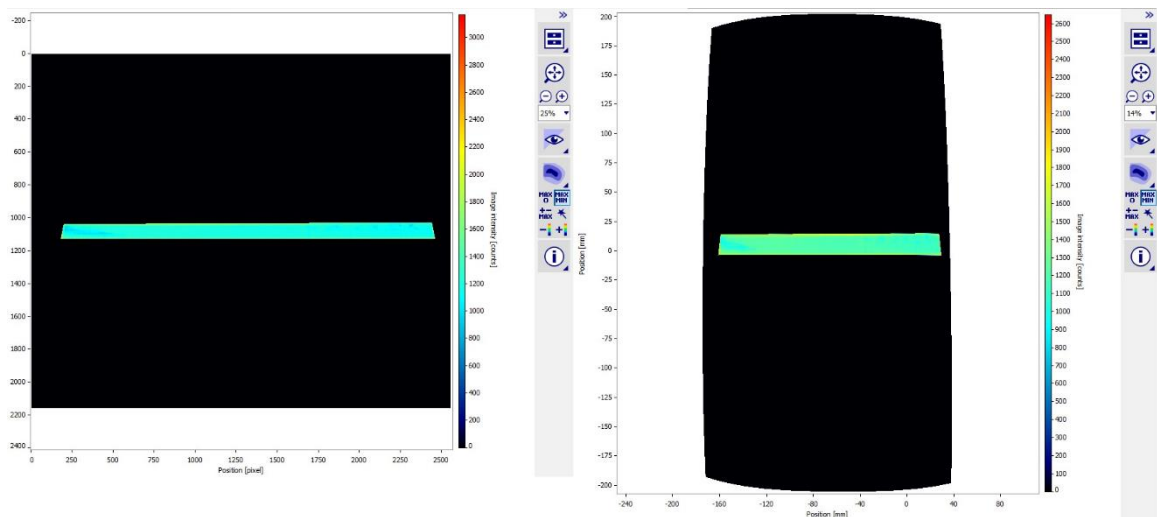
Aplikací korekce laserového řezu došlo k odstranění vlivu zachyceného světla, které generuje sám laserový řez. Porovnání snímků před a po je vidět na obr. 38. Je patrný výrazný pokles celkové intenzity zachyceného světla z maximální hodnoty 18 000 jednotek před zpracováním na hodnotu přes 3 000 jednotek po korekci laserového řezu.



Obrázek 38 Korekce laserového řezu

3.3.4 Kalibrace perspektivy

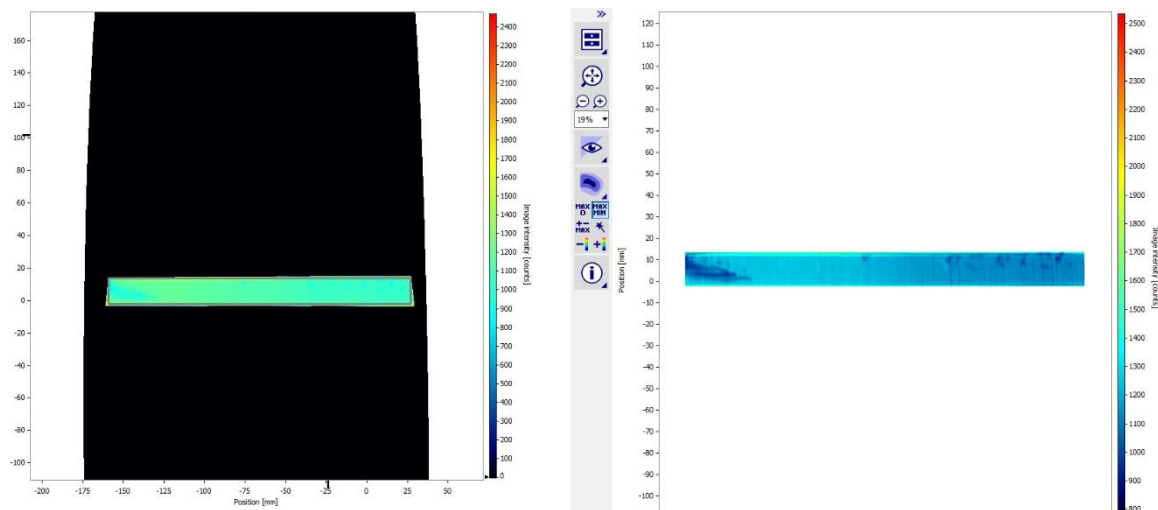
Dalším z kroků je korekce perspektivy. Tento krok byl aplikován až po odečtení snímků pozadí a korekci laserového řezu dle obr. 18, avšak lze takto zkorrigovat kterýkoliv získaný snímek. Vliv korekce perspektivy je patrný z obr. 39.



Obrázek 39 Korekce perspektivy

3.3.5 Extract volume

Extract volume je funkce, jejíž vliv na výsledky je podobný maskovací funkci. V případě její aplikace je však vybraná oblast vyjmuta z celkového obrazu a při následném zpracování už nejsou brány v potaz žádné okolní body. Efekt této funkce je demonstrován na obr. 40.

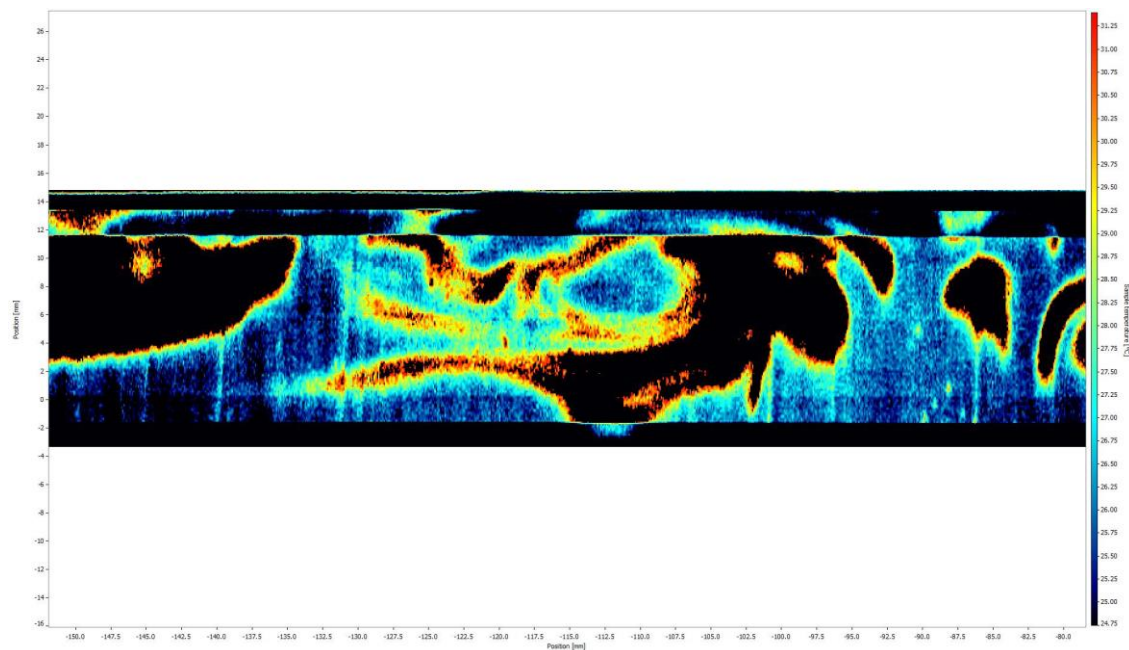


Obrázek 40 Funkce extract volume

3.3.6 Výpočet teplot a diskuze výsledků

Závěrečným krokem procesu zpracování naměřených dat je výpočet teplot. V získaných snímcích je pomocí kalibrační křivky převedena informace o intenzitě světla na informaci o teplotě v daném místě.

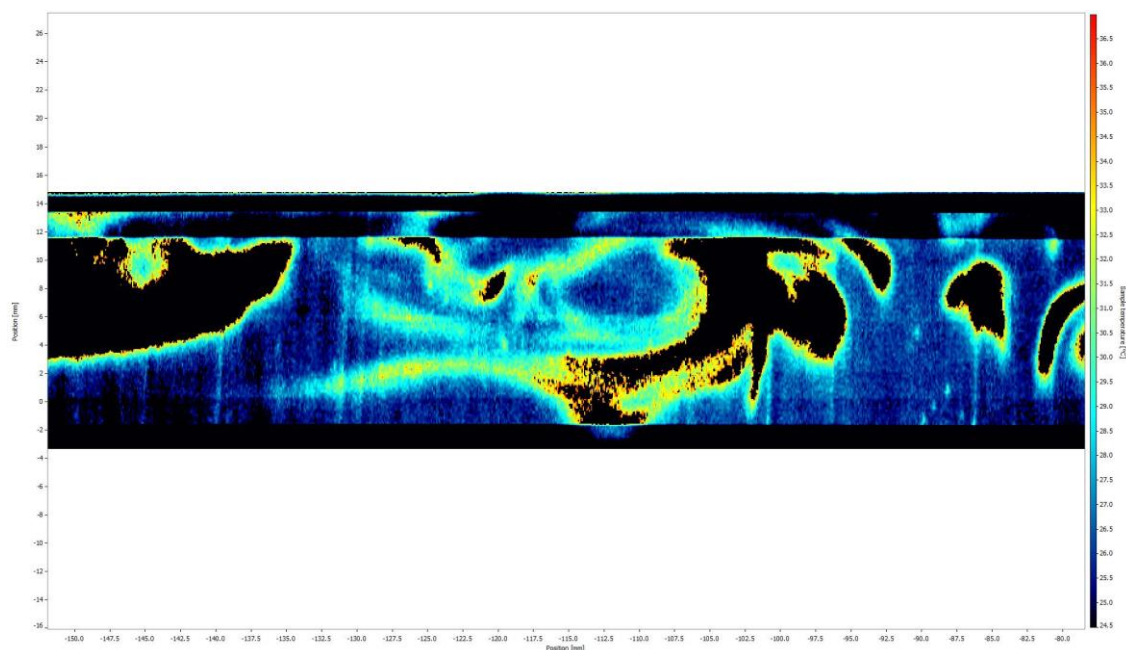
Zde se projevil vliv výše zmíněných nedostatků prvně naměřené kalibrační křivky. Prvotní snímky teplotních polí vypadaly obdobně, jako je tomu na obr. 41.



Obrázek 41 Prvotní snímky teplotních polí

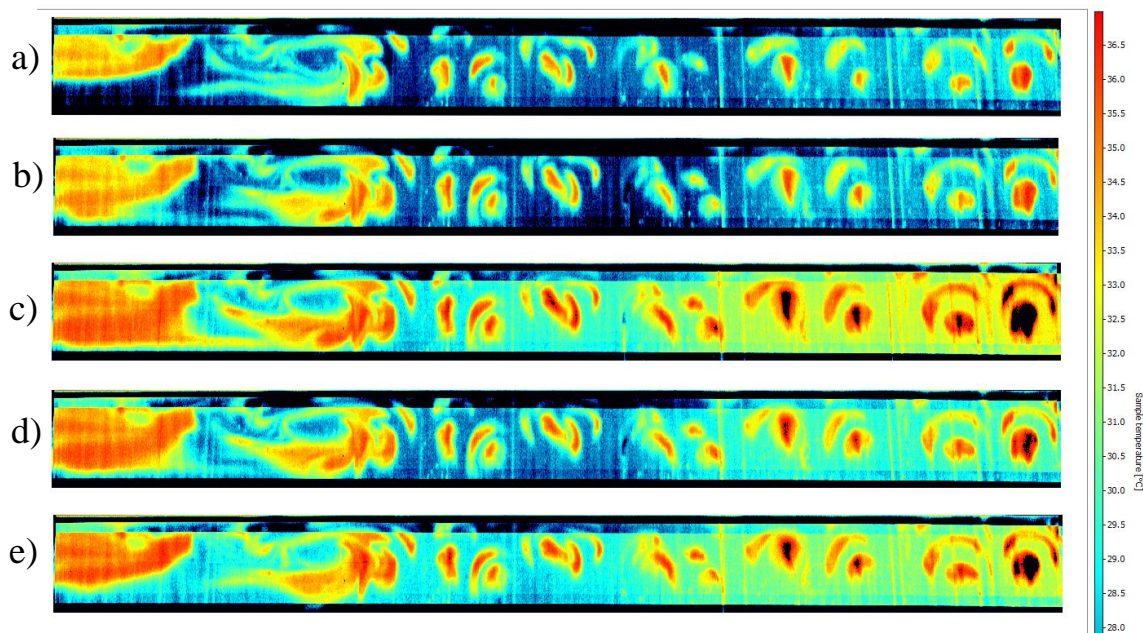
Z obrázku 41 jsou patrné souvislé plochy černé barvy, které dle stupnice v pravé části obrázku odpovídají nejnižším možným teplotám. Na proti tomu v okolí zmíněných ploch je patrný teplotní gradient, který dosahuje nejvyšších zachycených teplot a následně skokově přechází do nejnižší teploty. Z tohoto rozporu vznikla domněnka, že použitá kalibrační křivka (viz obr. 31) nemá dostatečný rozsah teplot. Vzhledem k faktu, že cílem měření není přesné určení teploty, nýbrž zjistit, jestli lze měření teplot provést, bylo

přístupeno k první úpravě kalibrační křivky popsané v kapitole 3.2.5. Použitím upravené křivky (viz obr. 32) byly získány snímky teplotních polí jako na obr. 42.



Obrázek 42 Snímky teplotních polí po první úpravě kalibrační křivky

Z obr. 42 je patrný jistý posun oproti předchozímu zpracování. Došlo k mírnému zmenšení černých ploch a barevný gradient v jejich okolí nebyl tak výrazný. Tyto poznatky potvrdily domněnku o nedostatečném rozsahu provedené kalibrace a bylo přístupeno k druhé úpravě, rovněž popsané v kapitole 3.2.5, jejíž výsledkem je křivka na obr. 33. Po použití takto upravené kalibrační křivky byly získány snímky (uspořádané v časovém pořadí od shora dolů) patrné z obr. 43. Pozorované útvary jsou pravděpodobně projevy Rayleigh-Bénardovy konvekce.



Obrázek 43 Výsledné snímky teplotních polí

Na obrázcích si stále lze všimnout černých ploch (zejména obr. 42c a 42e), naznačujících prostor pro doplnění bodů kalibrační křivky. Rovněž si lze všimnout výrazných fluktuací v barevnosti snímků. Tyto fluktuace lze pravděpodobně považovat za projev kolísání energie laserového paprsku.

4 Závěr

V rámci této bakalářské práce byla provedena řada výzkumných měření s cílem zjistit vhodné parametry pro použití metody pLIF pro výzkum teplotních polí v horizontálním kanále. Z těchto měření bylo zvoleno takové, z jehož surových snímků byly patrné nejvýraznější aktivity volné konvekce. Pro zvolený balík dat byla následně provedena teplotní kalibrace a kompletní zpracování získaných snímků. Po úpravě kalibračních dat, je možné říct, že metodu pLIF na měření v daném horizontálním kanále lze použít.

Pro další měření, jejichž cílem bude přesné určení teploty, je nutné provést teplotní kalibraci v dostatečném rozsahu a s dostatečným počtem kalibračních bodů. Rovněž je vhodné zvážit použití metody dvou barev, nebo senzoru laserové energie, za účelem snížení vlivu fluktuace energie laserového paprsku.

Vzhledem k nemožnosti použití čerpadla, nebylo proveditelné pozorování smíšené konvekce. Pro budoucí měření je tedy třeba zajistit čerpadlo, které nebude znečišťovat proudící médium. Jako jedna z vhodných variant z pohledu této problematiky se jeví použití peristaltického čerpadla.

Z konstrukčního hlediska by pro budoucí kanál bylo vhodné zvážit konstrukci bez použití lepených spojů v místech, kde mohou bránit ve výhledu kamery, zejména pak v oblastech, kde dochází ke střetu bočních stěn a dna. Zároveň je vhodné zvážit jinou materiálovou skladbu dna, neboť sklo je z hlediska nedostatečné tepelné vodivosti nevhodné.

Pro zjednodušení teplotní kalibrace by bylo vhodné zajistit ohřevný systém buď přímo v kanále (průtokový ohřívač zařazený v oběhové smyčce apod.), nebo externě, ale s možností ohřevu větších objemů, než je tomu u současně používaného externího ohřívače.

5 Použitá literatura

- [1] NOSKIEVIČ, J. a kol.: Mechanika tekutin, SNTL Praha, 1987
- [2] DRÁBKOVÁ, S. a kol.: Mechanika tekutin, Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava, 2007
- [3]<https://blog.rheosense.com/what-are-the-differences-between-dynamic-and-kinematic-viscosities>, citováno dne 30. 5. 2021
- [4] ÇENGEL, Y. A., TURNER, R. H., & CIMBALA, J. M. Fundamentals of the Thermal Fluid Sciences, McGraw-Hill, Boston
- [5] MUNSON, B. R., OKIISHI, T. H., HUEBSCH, W. W., ROTHMAYER A. P., Fundamentals of Fluid mechanics, J. Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2013
- [6] ŠESTÁK, J., RIEGER F., Přenos hybnosti, tepla a hmoty, vyd. 3, vydavatelství ČVUT, Praha, 2004
- [7] PETŘÍKOVÁ, M., KRYŠTŮFEK, P., Tabulky a diagramy pro termodynamiku, Technická univerzita v Liberci, 2016
- [8] MEYERS, R. A., Encyclopedia of Physical Science and Technology, 2001
- [9] TAHER R., ABID C., Experimental determination of heat transfer in a Poiseuille-Rayleigh-Bernard flow , Heat Mass transfer, 2017
- [10] INCROPERA, F. P., KNOX, A. L., MAUGHAN, J. R., Mixed-convection flow and heat transfer in the entry region of a horizontal rectangular duct, Journal of Heat Transfer, 1987
- [11] MAUGHAN, J. R., INCROPERA, F. P., Secondary flow in horizontal channels heated from below, Experiments in Fluids, 1987
- [12] BENDERRADJI, A., HADDAD, A., TAHER, R. et al. Characterization of fluid flow patterns and heat transfer in horizontal channel mixed convection. Heat Mass Transfer, Heat Mass Transfer, 2008
- [13] Planar-LIF software-Liquid applications-Instalation & user's guide, Dantec dynamics, 2002
- [14] HAWKING, S. W., Stručná historie času, Argo, 2007
- [15] SAKAKIBARA, J., ADRIAN, R. J., Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence, Experiments in Fluids, 1999
- [16] LIF in liquid fluids, Lavision, Göttingen, Germany, 2020
- [17] XU, C. Y., CAI, X. S., LIU, G. L., YAN, F. N., Measurement of Water Temperature using Planer Laser Inducerd Fluorescence, AIP Conference Proceedings,2010
- [18] ALVARADO-CAMACHO, C., CASTILLO-ARAIZA, C. O., RUIZ-MARTÍNEZ, R. S., Degradation of Rhodamine B in water alone or as part of a mixture by advanced oxidation processes, Chemical Engineering Communications, 2020

- [19] AMIRI, S., TAHER, R., MONGEAU, L., 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*, 2017
- [20] ZHANG, X. H., SIMOENS, S., FENG, S. X., Viscosity and Temperature Influences on PLIF, *ScienceDirect*, 2012
- [21] SAKAKIBARA, J., HISHIDA, K., MAEDA, M., Measurements of thermally stratified pipe flow using image-processing techniques, *Experiments in Fluids*, 1993
- [22] HERONEMUS, S. M., Thermometry of flow fields using two-color ratiometric PLIF technique, *Kansas state university*, 2018
- [23] CHUNYAN, X., XIAOSHU, C., Measuring the Water Temperature via Two-Band Planer Laser Induced Fluorescence, *Symposium on Photonics and Optoelectronics*, 2009
- [24] <https://quantumimaging.com/dark-current/>, citováno dne 6. 6. 2021
- [25] TRÄGER, F., *Handbook of lasers and optics*, Springer, 2007
- [26] SLOUPKA, D., at al. *Lasery při výkonech v ambulantní a klinické praxi*, Euroverlag s.r.o., 2015
- [27] MOAZ AL HOSNY, *Cmos image sensors*, Philadelphia University Jordan, 201
- [28] <https://www.photoniconline.com/doc/scientific-cmos-scmos-technology-an-overview-0001> citováno dne 18. 6. 2021
- [29] RIPKA, P., TIPEK, A., *Modern Sensors Handbook*, ISTE, 2007
- [30] FRADEN J.; *Handbook of modern sensors*, Springer, 2014
- [31] ŽEMLIČKOVÁ, A., *Experimentální výzkum teplotních polí v nano-kapalinách*, Technická univerzita v Liberci, 2019