

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_  
podpis

## Poděkování

Chtěl bych především poděkovat vedoucí diplomové práce Ing. Vladyslave Fantové, která mi svým vedením a cennými radami během odborné stáže v INP Greifswald a v průběhu vypracování velmi pomohla a motivovala k práci.

Velké poděkování patří vedoucím a tutorům stáže z INP Greifswald, jmenovitě Dr. Jan Schäfer a Dr. Rüdiger Fors.

Za podporu bych chtěl poděkovat MUDr. Ing. Vítězslavu Kříhovi Ph.D., který zorganizoval odbornou stáž v INP Greifswald.

Na závěr bych chtěl poděkovat mému kolegovi kpt. Ing. Pavlu Špulákovi, který diplomovou práci přečetl jako nezávislý pozorovatel a měl několik konstruktivních připomínek.

# Abstrakt

Tato práce se zabývá ověřením metody Laserová schlirová defraktometrie (LSD) pro měření frekvence rotace filamentárního plasmatu systému s 10 plasma JETy.

Hlavním cílem předkládané práce je porovnat frekvence rotace filamentárního plasmatu na systému s 10 JETy umístěných v řadě vedle sebe oproti frekvencím, které byly naměřeny na systému s jedním JETem.

V současné době je LSD nová metoda vytvořená pro bezkontaktní měření frekvence rotace filamentárního plasmatu a teploty plynu v reálném čase. Tento plyn je směsí produktů filamentárního plasmatu a nosného plynu JETu (argonu).

Pro účely měření byly v této práci navrženy a odměřeny experimenty pro určení frekvence rotace filamentárního plasmatu. Pro analýzu a vyhodnocení naměřených dat byly vytvořeny skripty v programu Matlab.

## Klíčová slova:

Laser schlirová defraktometrie, LSD, frekvence rotace, filamentární plasma, plasma JET, bezkontaktní měření.

# Abstract

This work is focused on the verification of new method for measurement of rotational frequency of filamentary plasma on 10 JET's system - Laser schlieren defractometry (LSD).

The main aim of this work is to compare the rotational frequency of filamentary plasma on system with 10 JET's in row arrangement against the frequency measured on system with only one JET.

At the present time, LSD is new method created for non-contact real time measurement of rotational frequency of filamentary plasma and gas temperature. This gas is a mixture of carrier gas of JET (argon) and products of filamentary plasma.

The experiments described in this work were designed for the determination of rotational frequency of filamentary plasma. The scripts in Matlab were created in order to analyse and evaluate the measured data.

## **Keywords:**

Laser schlieren defractometry, LSD, frequency rotation, filamentary plasma, plasma JET, non-contact measurement

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta elektrotechnická

Katedra teorie obvodů

## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

**Student:** Bc. Lukáš K o u d e l a

**Studijní program:** Biomedicínské inženýrství a informatika (magisterský)

**Obor:** Biomedicínské inženýrství

**Název tématu:** Laserová šlirová deflektometrie (LSD) a její použití při měření frekvence plazmových filament

### Pokyny pro vypracování:

1. Seznámit se se standardními postupy metody LSD.
2. Absolvovat stáž na INP Greifswald, kde je aparatura využívající LSD na současném stupni poznání.
3. V rámci stáže navrhnout a provést experiment týkající se diagnostiky frekvence plazmových filament.
4. Provést numerické vyhodnocení naměřených fotometrických dat.

### Seznam odborné literatury:

- [1] J. Schäfer, R. Foest, S. Reuter, T. Kewitz, J. Šperka et. al.: Laser schlieren deflectometry for temperature analysis of filamentary non-thermal atmospheric pressure plasma. Rev Sci Instrum 2012 Oct;83(10):103506. doi: 10.1063/1.4761924.
- [2] J. Schäfer, R. Foest, A. Ohl and K-D Weltmann : Miniaturized non-thermal atmospheric pressure plasma jet-characterization of self-organized regimes. Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 124045 (11pp).
- [3] G.S. Speak, B.Sc.D.I.C. and D.J. Walters, B.Sc. A.Inst.P.: Optical Considerations and Limitations of the Schlieren Method [http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/arc/rm/2859.pdf]
- [4] F. Moisy, M. Rabaud, K. Salsac: A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. Experiments in fluids 2009, 46(6), 1021-1036.

**Vedoucí diplomové práce:** Ing. Vladyslava Fantova

**Platnost zadání:** do konce letního semestru 2013/2014



*Sovka*

prof. Ing. Pavel Sovka, CSc.  
vedoucí katedry

*Pavel Ripka*

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.  
děkan

V Praze dne 10. 1. 2013

# Obsah

Úvod	1
<b>1 Teoretický úvod</b>	<b>2</b>
1.1 Optika	2
1.1.1 Snellův zákon	2
1.1.2 Fermatův princip	4
1.1.3 Shlierův princip	5
1.1.4 Výpočetní nástroje	8
1.2 Proudění	8
1.2.1 Reynoldsovo číslo	9
1.2.2 Proudění v kapiláře	9
1.3 Plasma	11
1.3.1 Netermální plasma	11
1.3.2 Filamentární plasma	12
1.4 Výboje	15
1.4.1 Vznik výboje	15
1.4.2 Bariérový výboj - Plasma JET	16
1.5 Laser	18
1.5.1 He-Ne laser	18
1.6 Zakřivení paprsku v okolí filamentu	21
<b>2 Popis experimentu</b>	<b>24</b>
2.1 Popis experimentálního zařízení	25
2.2 Postup měření	25
2.3 Popis měřících přístrojů	27
2.4 Průběh experimentu	28
2.5 Popis experimentu	29
2.6 Série experimentů	30
2.6.1 Vliv okolních JETů	30
2.6.2 Měření frekvence	30
2.6.3 Měření vlivu okolních přístrojů	31
<b>3 Zpracování výsledků experimentu</b>	<b>32</b>
3.1 Skript pro zpracování	33
3.2 Výstupní data ze zpracování	34

<b>4</b>	<b>Výsledky a vyhodnocení experimentů</b>	<b>39</b>
4.1	Vliv okolních JETů . . . . .	39
4.2	Meření frekvence . . . . .	40
4.3	Meření vlivu okolních přístrojů . . . . .	44
	<b>Závěr</b>	<b>46</b>
	<b>Seznamy</b>	<b>47</b>
	Seznam příloh . . . . .	47
	Obsah přiloženého CD . . . . .	47
	Seznam obrázků . . . . .	49
	Seznam tabulek . . . . .	50
	<b>Literatura</b>	<b>51</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>53</b>

# Úvod

Tato Diplomová práce vznikla jako výstup odborné stáže v The Leibniz Institute for Plasma Science and Technology (INP Greifswald)<sup>1</sup>. Hlavním cílem této práce je ověřit využití metody Laser schlieren defractometry pro bezkontaktní měření frekvence rotace filamentů ve více JETových systémech podle metody pro jedno JETové systémy [11].

Praktická část práce, experimentální měření frekvence rotace filamentů proběhla v rámci odborné stáže. Vyhodnocování měření proběhlo po návratu autora ze stáže.

Předkládaná práce se nejprve zabývá teoretickými základy nezbytnými pro pochopení problematiky a principu Laser schlieren defractometry (LSD). Teoretická část práce byla rozdělena do sekcí popisující teoretické oblasti, kterých se tato práce dotýká - optikou (Snellův zákon, Fermatův princip, princip schlierovy defraktometrie), prouděním v kapiláře, plazmatem (netermální plasma, filamentární plasma), výboji (podmínky pro vznik výboje, JET systém) a laserem (He-Ne laser a jeho princip).

Dále práce popisuje experimentální zařízení, použité přístroje, popis měření a průběhy experimentů. Práce zde také popisuje vytvořené skripty a proces zpracování dat z experimentů.

Ve svém závěru práce uvádí vyhodnocení naměřených hodnot a zpracované výsledky experimentů.

---

<sup>1</sup>URL: <http://www.inp-greifswald.de/>.



# Kapitola 1

## Teoretický úvod

Pro pochopení principů Laser schlieren defractometry (LSD) je potřeba znalosti některých teoretických oblastí. Metoda LSD je bezkontaktní měření frekvence rotace filamentů a teploty, která využívá zákon lomu a Schlierovu metodu. Proto je důležité nadefinovat pojmy v těchto oblastech: Optika, Proudění plynu, Plasma, Výboje, Laser.

### 1.1 Optika

LSD je metoda bezkontaktní, kde hrají velkou roli právě optické zákony a principy. Jedná se o základní Snellův zákon o lomu světla na pomezí dvou rozdílných prostředí, Fermatův princip o šíření světla v prostoru, Schlierův princip je principem rozložení hran v prostoru a výpočetní nástroje – Analytický způsob výpočtu a Abelova transformace.

#### 1.1.1 Snellův zákon

Světlo, které cestuje z jednoho média do druhého se ohýbá, obecně řečeno láme. K určení, jak se světlo zalomí je tzv. zákon lomu, který nese jméno po Willobrordu Snellovi a označuje se jako Snellův zákon, který zní:

*Při šíření záření z prostředí opticky řidšího do prostředí opticky hustšího se paprsky lámou směrem ke kolmici. Při šíření záření z prostředí opticky hustšího do prostředí opticky řidšího se paprsky lámou směrem od kolmice.*

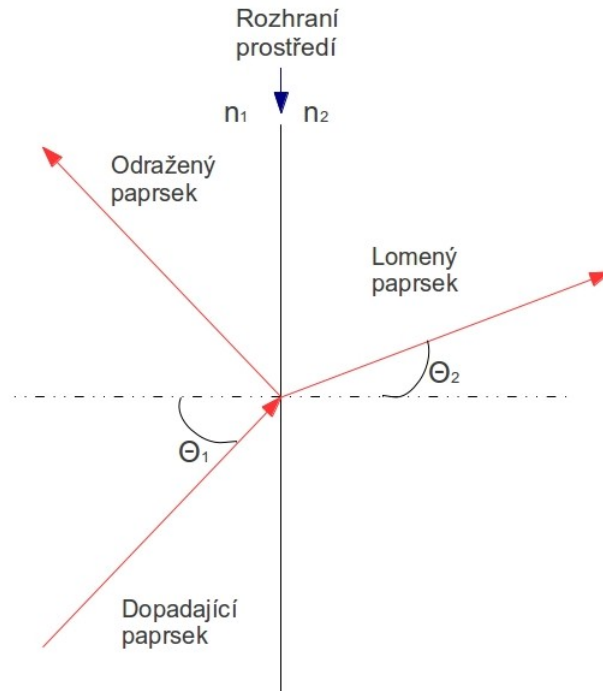
Matematicky je zapsán v následující rovnici 1.1 a znázorněn na schématu obr. 1.1.[1]

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \quad (1.1)$$

Snellův zákon pojednává o lomu paprsku světla na rozhraní dvou rozdílných médií, každé médium má vlastní index lomu ( $n_x$ ). V případě plynů závisí index lomu na teplotě viz Gladstoneův - Daleův vztah.

Index lomu jde napsat jako poměr rychlosti záření ve vakuu -  $c_0$  k rychlosti šíření v daném prostředí  $c$ .

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (1.2)$$



Obrázek 1.1: Snellův zákon - na rozhraní dvou prostředí dopadá paprsek, část se zalomí a část odrazí

Pro kapaliny udává závislost indexu lomu na hustotě Lorenzův - Lorentzův zákon:

$$\frac{n^2 - l}{n^2 + 2\rho} = \frac{N}{M} = konst. \quad (1.3)$$

Kde  $N$  je molekulární refrakce (funkce druhu tekutiny),  $l$  - vlnová délka světla a  $M$  molární hmotnost tekutiny.

Gladstoneův - Daleův vztah je zjednodušení Lorenzovo - Lorentova zákona pro index lomu ideálních plynů:

$$\frac{n - l}{\rho} = \frac{n - l}{\frac{p}{rT}} = K, \text{ kde } K = \frac{3N}{2M} = \frac{3N}{2R}r \quad (1.4)$$

Kde  $K$  je Gladstoneova - Daleova konstanta, která závisí na druhu plynu a na vlnové délce záření  $l$ ,  $p$  je tlak plynu,  $T$  je teplota plynu,  $R = 8314,3 \text{ J kmol}^{-1} \text{ K}^{-1}$  je univerzální plynová konstanta a  $r = R/M$  je plynová konstanta.

Úpravou získáme vztah pro index lomu a dosazením konstant pro vzduch ( $K = 2,2563 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ ,  $r = 287,04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) získáme dosazením vztah:

$$n = l + K \frac{p}{rT} = l + 7,8607 \cdot 10^{-7} \frac{p}{T} \quad (1.5)$$

Příklady některých lomů vidíte v následující tabulce:

Látka	$n[-]$
Vakuum	1
Vzduch (20°C)	1,00026
Helium	1,000036
Voda	1,33
Sklo	1,5 $\rightarrow$ 1,9

Tabulka 1.1: Příklad tabulkových hodnot indexu lomu

### 1.1.2 Fermatův princip

Definice: *Světlo se v prostoru šíří z jednoho bodu do druhého po takové dráze, aby doba potřebná k proběhnutí této dráhy nabývala extrémní (minimální) hodnotu.*

Doba šíření paprsku z bodu A do bodu B dle Fermatova principu:

$$T = \int_A^B dt = \frac{1}{c} \int_A^B \frac{c}{v} \frac{ds}{dt} dt = \frac{1}{c} \int_A^B n ds \quad (1.6)$$

Kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu,  $ds$  posun paprsku,  $v = \frac{ds}{dt}$  rychlost světla v médiu,  $n$  index lomu prostředí, ve kterém se paprsek šíří. Optická cesta paprsku se dá tedy napsat:

$$S = \int_A^B n ds \quad (1.7)$$

Za pomoci Fermatova principu se dá odvodit i Snellův zákon.[1]

Uvažujeme zde dvě prostředí s různými indexy lomu  $n_1$  a  $n_2$  oddělená rozhraním, kde platí  $n_1 < n_2$  a rychlost šíření světla je různá -  $v_1$  a  $v_2$ .

Uvažujeme situaci na obr. 1.2, z toho určíme čas potřebný pro proběhnutí paprsku od zdroje do senzoru:

$$t = \frac{ZO}{v_1} + \frac{SO}{v_2} \quad (1.8)$$

Kde  $ZO$  je vzdálenost bodů  $Z$  a  $O$ ,  $SO$  vzdálenost bodů  $S$  a  $O$ . Předchozí rovnici 1.8 vyjádříme za pomoci vzdáleností:

$$t = \frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{b^2 + (c-x)^2}}{v_2} \quad (1.9)$$

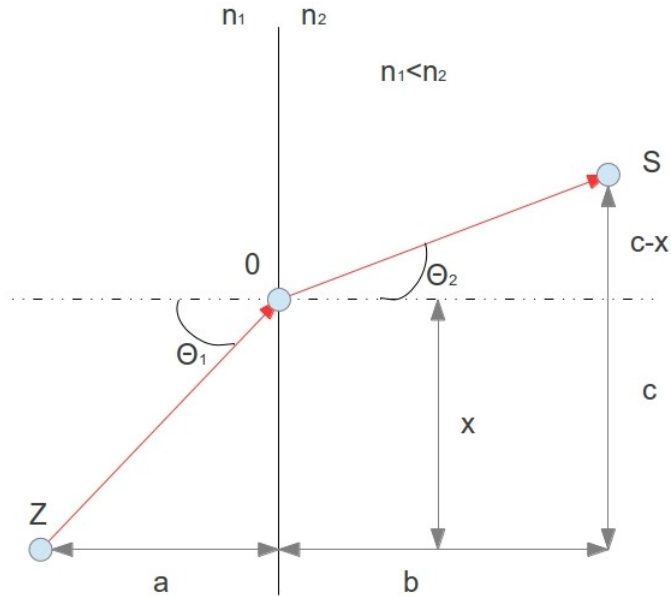
Protože  $t$  je funkcí polohy bodu  $0(x)$ , proto hledáme minimální hodnotu fce  $t(x)$  ( $(dt/dx) = 0$ ).

$$t = \frac{1}{v_1} (a^2 + x^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{v_2} (b^2 + (c-x)^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_1} \frac{1}{2} (a^2 + x^2)^{\frac{1}{2}} (2x) + \frac{1}{v_2} \frac{1}{2} (b^2 + (c-x)^2)^{\frac{1}{2}} 2(c-x)(-1) \quad (1.11)$$

Po úpravě a položení  $= 0$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{v_1 \sqrt{a^2 + x^2}} = \frac{c-x}{v_2 \sqrt{b^2 + (c-x)^2}} = 0 \quad (1.12)$$



Obrázek 1.2: Odvození Snelova zákona za pomoci Fermatova principu. Máme zde zdroj záření (Z), ze kterého se paprsek šíří přes bod 0 do senzoru (S). Vzdálenost mezi Z a 0 je označena  $a$ , mezi 0 a S je označena  $b$ . V ose lomu je vzdálenost mezi body Z a 0 značena  $x$  a mezi body Z a S jako  $c$ .

Z předchozí úpravy 1.12 dostaneme podmínku pro  $x$  odpovídající minimálnímu času  $t$ .

$$\frac{x}{v_1 \sqrt{a^2 + x^2}} = \frac{c - x}{v_2 \sqrt{b^2 + (c - x)^2}} \quad (1.13)$$

Dosadíme pomocí  $\sin$  úhlů dopadu a lomu.

$$\sin \Theta_1 = \frac{x}{v_1 \sqrt{a^2 + x^2}}; \quad \sin \Theta_2 = \frac{c - x}{v_2 \sqrt{b^2 + (c - x)^2}} \quad (1.14)$$

Dostaneme

$$\frac{\sin \Theta_1}{v_1} = \frac{\sin \Theta_2}{v_2} \quad kde \quad v_1 = \frac{c}{n_1}; v_2 = \frac{c}{n_2} \quad (1.15)$$

A tvar **Snelova zákona**

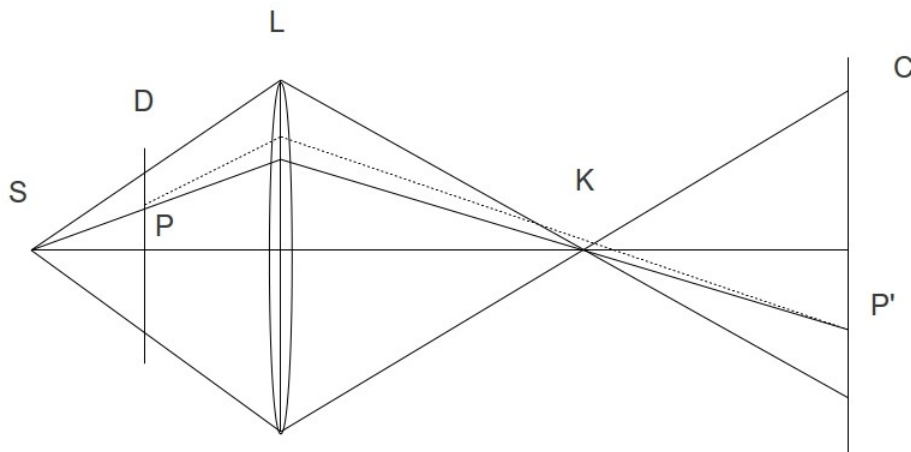
$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \quad (1.16)$$

### 1.1.3 Shlierův princip

Obecně Schlierův princip umožňuje zjištění rozložení teplotních gradientů v průhledném mediu.

Základní vlastností pro Schlierenův princip a další optické metody analyzující průtok plynu je index lomu plynu. Index lomu plynu souvisí podle Gladstoneův - Daleův vztahu

na hustotě a dalších vlastnostech plynu - rovnice 1.4. Světelný paprsek se pohybuje v plynu rychlostí nepřímo úměrnou indexu lomu plynu, kterým prochází. Když světelný paprsek s určitou vlnovou délkou pronikne do oblasti kde je proměnná hustota plynu, tak se tím ovlivní jeho rychlost. Rychlost bude nižší v oblastech s vyšší hustotou, kde je i vyšší index lomu. Protože platí úměra, tak bude v oblastech s nižší hustotou i nižší index lomu. Pokud mají tyto oblasti stejný gradient pro jednotlivé části plochy, tak bude část paprsku zakřivena a část projde. Když bude toto zakřivení dostatečně velké, tak na případném stínítku se zobrazí obraz. Tento obraz se bude lišit od obrazu, který se zobrazí v případě paprsků bez zakřivení. Tento efekt se používá jako hranový detektor.[3]

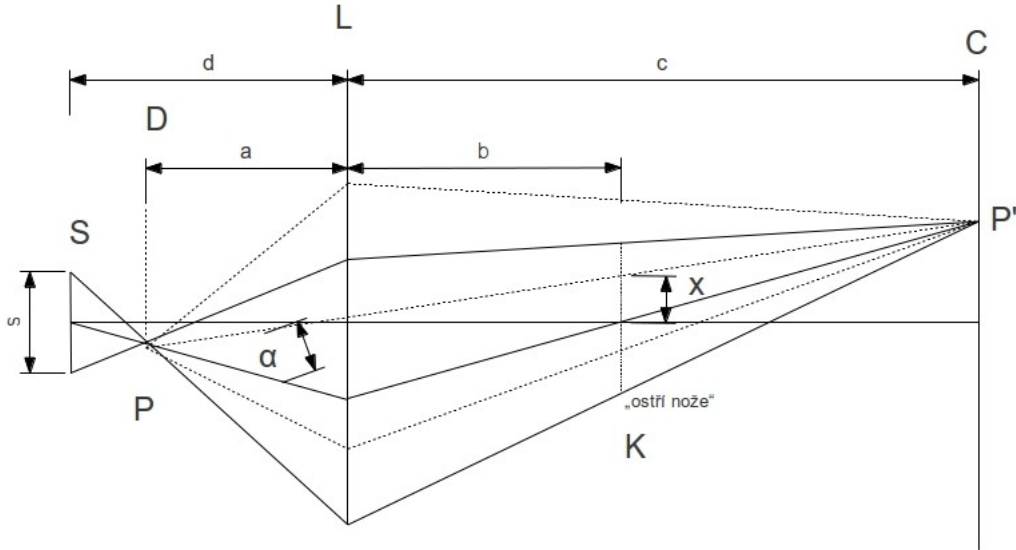


Obrázek 1.3: Základní Schlierenův principi. S - bodový zdroj světla zobrazený čočkou L jako bod K. C je stínítko, umístěné tak, aby se na něm bod D zobrazil prostřednictvím čočky L. V bodě P dochází ke změně indexu lomu. [3]

Na obr. 1.3 je zobrazen základní Schlierenův princip, kde S - zdroj bodového světla, zobrazený čočkou L jako bod K. C je stínítko, které je umístěné tak, aby se na něm zobrazil bod D prostřednictvím čočky L. V bodě P dochází ke změně indexu lomu. Paprsek se v bodě P vychýlí. P' je konjugát bodu P na stínítku C, který projde nehledě na lom paprsku v bodě P (tato cesta je značena čárkovaně). Intenzitu, kterou zjistíme z P' je možné použít pro výpočet počáteční výchylky a také pro zjištění velikosti indexu lomu nebo hustoty v místě ohybu paprsku.

Odraz, který jde opačným směrem neuvažujeme.

Na obr. 1.4 je načrtnut Schlierenův systém, který je používán v praxi. Tento systém používá konečný zdroj světelného paprsku - S. Výsledný obraz se tvoří v K prostřednictvím čočky L. K je v literatuře označováno jako „nožové ostří“ - jedná se o částečně nepropustnou překážku, rovnoběžnou se štěrbinou D, která se dává do cesty paprskům, aby bylo možné vyříznout libovolnou část svazku paprsků. Svazek paprsků se šíří přes libovolný bod P v rovině D. Paprsek průchodí bodem P je v čočce zaměřen na stínítko C. Platí zde, že šířka svazku paprsků musí být stejná v K a v odrazu štěrbinou na K. Svazky paprsků od K a S jsou konjugované plochy a proto musí platit  $bs/d$ , kde s je šířka štěrbinou, b a d jsou vzdálenosti



Obrázek 1.4: Rozšířený základní princip (obr. 1.3). Tento systém používá konečný zdroj světelného paprsku - S. Výsledný obraz se tvoří v K prostřednictvím čočky L. K je v literatuře označováno jako „nožové ostří“ - jedná se o nepropustnou překážku, která se dává do cesty paprskům, aby se na stínítku zobrazili jen některé.[3]

S a K od čočky. Pokud je světelný tok uniformní ve svazku paprsků, podíl světla přes P z S, který dosáhne bodu P' musí být poměr intenzit zakrytého a nezakrytého paprsku:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\left(\frac{bs}{2d} - \chi\right)}{bs/d} \quad (1.17)$$

Kde  $\chi$  je vzdálenost „ostří nože“ od osy.

Předpokládáme, že všechny paprsky, které procházejí v P se zakříví s úhlem  $\alpha$  (čárkovane vyznačená optická cesta v obr. 1.4). Tyto zakřivené paprsky jsou zaostřené do bodu P'. (Všechny paprsky, které procházejí čočkou L jsou zaostřené do bodu P') Paprsky jsou posunuté o vzdálenost  $a\alpha$ , kde  $a=DL$ .

Z geometrického uspořádání je zřejmé, že kužel roviny, která je v prostoru K má stejnou velikost a tvar jako před vychýlením, ale je vychýlená z původní polohy o vzdálenost  $(c-d)a\alpha/c$ . C zde udává vzdálenost mezi čočkou a stínítkem. Podíl intenzit paprsků procházející z S přes P do P' je možné zapsat:

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{\left(\frac{bs}{2d} - \chi + a\alpha - \frac{ab\alpha}{c}\right)}{bs/d} \quad (1.18)$$

Zkombinují-li se rovnice 1.17 a 1.18, zvýšení intenzity  $\Delta I$  v P' porovnané s intenzitou I je možné zapsat:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{(c-b)}{(bs-2d\chi)} \frac{2ad}{c} \alpha \quad (1.19)$$

Z toho vyplývá, že změnu intenzity světelných paprsků je možné použít pro výpočet úhlu vychýlení paprsku  $\alpha$ . [3] Z řešení rovnice 1.19 vyplývá, že pro vysokou citlivost vychýlení

paprsku je potřeba velká vzdálenost optické cesty. Z toho důvodu bylo v prvním měření frekvence rotace filamentů pomocí metody LSD [11] použita vzdálenost 13,5 m. Popsáno v kapitole 2. Výsledný vztah pro vychýlení paprsků  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{\Delta I}{I} \frac{(bs - 2d\chi)}{(c - b)} \frac{c}{2ad} \quad (1.20)$$

### 1.1.4 Výpočetní nástroje

Pro výpočet rotace filamentu byly použity analytický způsob výpočtu a Abbelova transformace. Nástroje byly použity v závěru této kapitoly v sekci 1.6.

#### Abbelova transformace

Abbelova transformace je integrální transformací, která existuje mezi dvěma funkcemi  $f(x)$  a  $g(t)$  pro  $0 < \alpha < 1$ .

$$f(x) = \int_0^x \frac{g(t)dt}{(x-t)^\alpha} \quad (1.21)$$

$$g(t) = \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{f(x)dx}{(t-x)^{1-\alpha}} = \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi} \left[ \int_0^t \frac{df}{dx} \frac{dx}{(t-x)^{1-\alpha}} + \frac{f(0)}{t^{1-\alpha}} \right] \quad (1.22)$$

Užití Abbelovy transformace ve fyzice je široké, používá se např. pro výpočet radiálního rozložení hmotnosti galaxií.[2] V našem případě se použije pro zakřivení paprsku okolo rotujícího filamentu jako nástroj pro výpočet, protože je velmi složitá na pochopení.

## 1.2 Proudění

Proudění jako takové můžeme rozdělit dle různých kategorizací, v tomto dokumentu bude rozděleno do dvou kategorií - laminární proudění a turbulentní proudění, protože v rámci pokusu bylo proudění kapilárou do větší trubice.

Pro správné pochopení proudění je potřeba nadefinovat několik pojmů:

## Viskozita

Nám udává poměr mezi tečným napětím a změnou rychlosti v závislosti na vzdálenosti mezi sousedními vrstvami proudícího média. Charakterizuje nám vnitřní tření média a závisí na vazbách mezi částicemi.

Viskozita jako taková závisí na teplotě. Kolísání teploty má na viskozitu různý vliv podle média (jestli se jedná o kapalinu nebo plyn). Hlavním rozdílem mezi kapalinou a plynem je v odlišných mechanismech vytváření viskozity.

V plynech, kde jsou molekuly řídké je zanedbatelná jejich soudržnost, oproti tomu v kapalinách jsou molekuly více kompaktní a soudržnost je více dominantní. V plynech, když probíhá výměna hybnosti mezi vrstvami, tak je molekulární pohyb kolmý na směr proudění. Tento pohyb se zvyšuje s rostoucí teplotou a proto se viskozita plynů zvyšuje (viskozita plynu se zvyšuje úměrně s druhou mocninou teploty). Oproti tomu u kapalin viskozita klesá s rostoucí teplotou.[4]

### 1.2.1 Reynoldsovo číslo

Jedná se o bezrozměrnou veličinu, která rozlišuje, zdali se jedná o laminární proudění nebo turbulentní proudění (v případě proudění v trubce). Vypočítá se z odporu prostředí v závislosti na viskozitě látky.

$$Re = \frac{v_s d}{\nu} \quad (1.23)$$

Kde je  $d$  - hydraulický průměr trubice,  $v_s$  - střední hodnota rychlosti proudění média v průřezu o  $d$ ,  $\nu$  kinematická viskozita. [4]

### 1.2.2 Proudění v kapiláře

Kapilára je malá „trubka“, která se využívá v lékařství, pro potřeby tohoto experimentu byla vložena do trubky JETu.

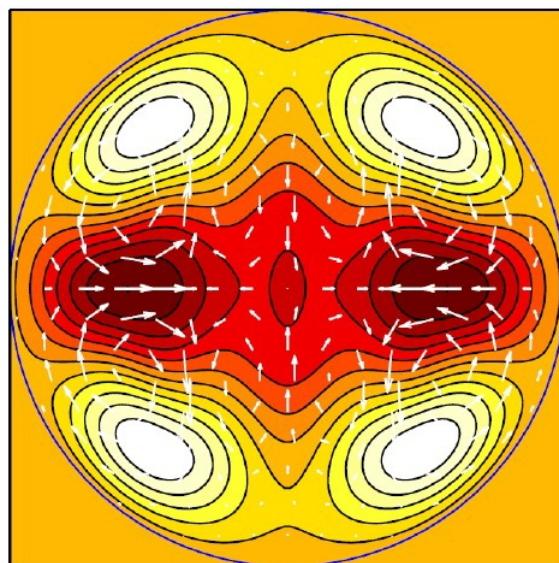
Pro případy této práce jsou uvažovány tyto proudění:

**Laminární proudění** - jedná se o proudění, kdy částice v médiu vedle sebe proudí rovnoběžně a nesmíchávají se. (Jedná se o aproximaci proudění kapalin při malých rychlostech).[4]

**Helikální proudění** - proudění, které vzniká v uzavřených trubicích, v případě, že se trubice zúží nebo když přesáhne Reynoldsovo číslo hodnoty  $Re > 50$  (v kapiláře). V tuto chvíli se dají pozorovat útvary s různou symetrií. Když provedeme simulaci proudění, tak zjistíme možnost tvorby filamentů - struktur v plynu, které mají za určitých podmínek schopnost samoorganizace. Při tvorbě filamentů může nastat několik případů - filamenty budou rotovat nebo se zastaví a jsou jasně viditelné.

Na následujících obrázcích (obr. 1.5 a obr. 1.6) je vidět simulace proudění plynu v kapiláře:





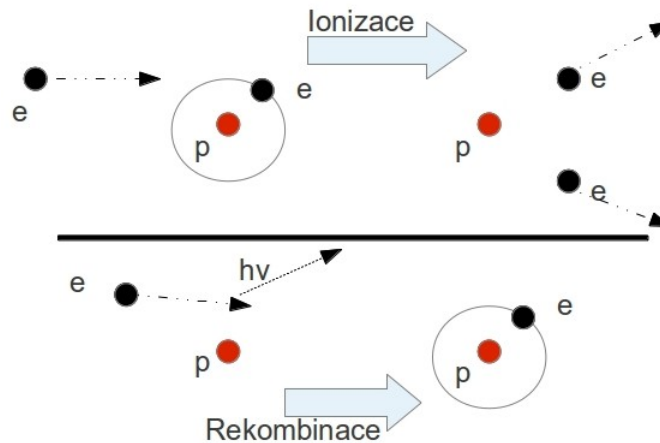
Obrázek 1.5: Simulace proudění v kapiláře - podélná [5]



Obrázek 1.6: Simulace proudění v kapiláře - příčná [5]

## 1.3 Plasma

Plasma je čtvrté skupenství hmoty (pevné → kapalné → plynné → plasma), jedná se v podstatě o ionizovaný plyn, ve kterém je v rovnováze ionizace a rekombinace (obr. 1.7). 99 % veškeré hmoty ve vesmíru je ve stavu plasmatu.



Obrázek 1.7: Ionizace a rekombinace

Definice plasmatu zní: „Plasma je kvazineutrální soubor částic s volnými nosiči nábojů, který vykazuje kolektivní chování“.

Plasma jako takové se dá rozdělit do dvou skupin: vysokoteplotní plasma (označováno také jako fúzní plasma) a nízkoteplotní plasma. Klasifikace a typické parametry jsou uvedeny v tabulce (tab.1.2).

Vysokoteplotní plasma znamená, že všechny částice (elektrony, ionty a neutrální částice) jsou v tepelně rovnovážném stavu.

Nízkoteplotní plasma se dále dělí do dvou skupin - quasi-equilibriální plasma, které je v lokální teplotní rovnováze (LTE) a netermální plasma (NTP), které se také označuje jako nonequilibrium plasma nebo studené plasma.[7]

Plasma nás v mnoha aplikacích, ať už přírodních či průmyslových obklopuje na obr. 1.8.

### 1.3.1 Netermální plasma

K získání netermálního plazmatu se nejčastěji využívá elektrických výbojů v plynech, kdy volné elektrony získávají kinetickou energii z pohybu v elektrickém poli a následnými srážkami dochází k ionizaci jiných atomů a molekul a tím pádem ke generaci dalších volných elektronů.

Protože je jenom malá část energie obsažená v energii iontů a tedy teplotě plazmatu, nedochází k ohřevu materiálů, které přicházejí s netermálním plazmatem do styku.

Plasma	Stav	Příklad
<b>Vysokoteplotní plasma</b> (Equilibrium plasma)	$T_e \approx T_i \approx T_g, T_p = 10^6 - 10^8 K$ $n_e \geq 10^{20} m^{-3}$	Laserové fúzní plasma
<b>Nízkoteplotní plasma</b>		
Termální plasma (Quasi-equilibrium plasma)	$T_e \approx T_i \approx T_g \leq 2 \times 10^4 K$ $n_e \geq 10^{20} m^{-3}$	Arc plasma RF indukčně vázaný výboje
Netermální plasma (Non-equilibrium plasma)	$T_e \gg T_i \approx T_g = 300 \dots 10^3 K$ $n_e \approx 10^{10} m^{-3}$	Corona, APPJ, Dielektrický bariérový výboj

Tabulka 1.2: Rozdělení plazmatu[7]

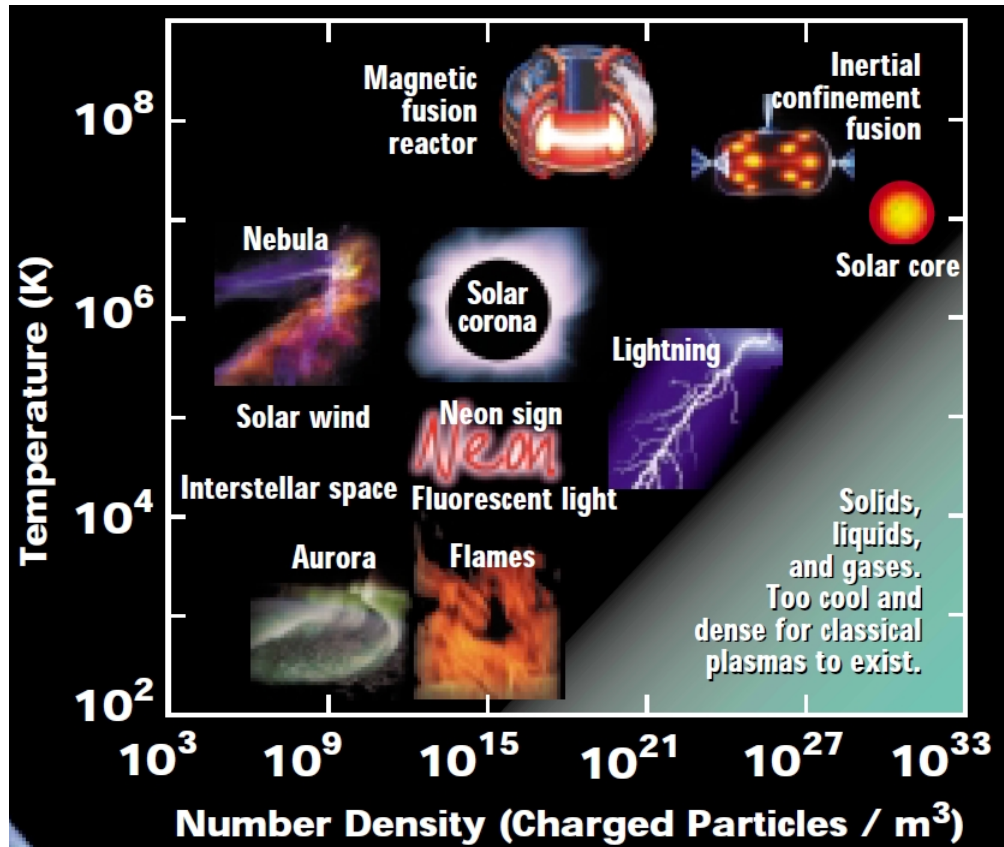
Z ekonomických a technických důvodů se nejčastěji používá tzv. „ANTP“ (z anglického Atmospheric non-thermal plasma) ANTP lze získat za pomoci různých druhů výbojů např. Coronový výboj, dielektrický bariérový výboj (DBD - z anglického Dielectric barrier discharge) nebo Plasma JET. Základní vlastnosti těchto výbojů jsou uvedeny v následující tabulce - (tab1.3).

Parametry	Coronový výboj	DBD	APPJ
Metoda a typ	Bodová elektroda. Point to plane, Point to point	Dielektrická bariéra mezi elektrodami	Výboj mezi elektrodami v proudícím plynu
Excitace	Pulsní DC	AC nebo RF	RF (v MHz)
Tlak [bar]	1	1	1,013 (760 torr)
Elektronová energie [eV]	5	1-10	1-2
Elektronová hustota [ $cm^{-3}$ ]	$10^9 - 10^{13}$	$\approx 10^{12} - 10^{15}$	$10^{11} - 10^{12}$
Průrazné napětí [kV]	10-50	5-25	0,05 - 0,2
Škálovatelnost a flexibilita	Ne	Ano	Ano
$T_{max}$ [K]	Pokožová	Průměrná teplota plynu (300)	400
Plyn	...	$N_{2+}, O_{2+}, NO_+$	He, Ar

Tabulka 1.3: Vlastnosti výbojů pro vytvoření netermálního plazmatu[7]

### 1.3.2 Filamentární plasma

Pro získání filamentárního netermálního plazmatu je potřeba využít výboj v plasmovém JETu, jak je popsáno v následující kapitole. V rámci tohoto experimentu byl využit speciální JET, ve kterém se filamenty tvoří okolo kapiláry umístěné uvnitř.



Obrázek 1.8: Grafické znázornění tepelné závislosti plasmatu na hustotě[8]

### Filamentární módy

V rámci výzkumu publikovaném v [12] byly vypořádovány a nadefinovány módy filamentů. Bylo zjištěno, že jednotlivé filamenty mají definovatelnou vzdálenost:

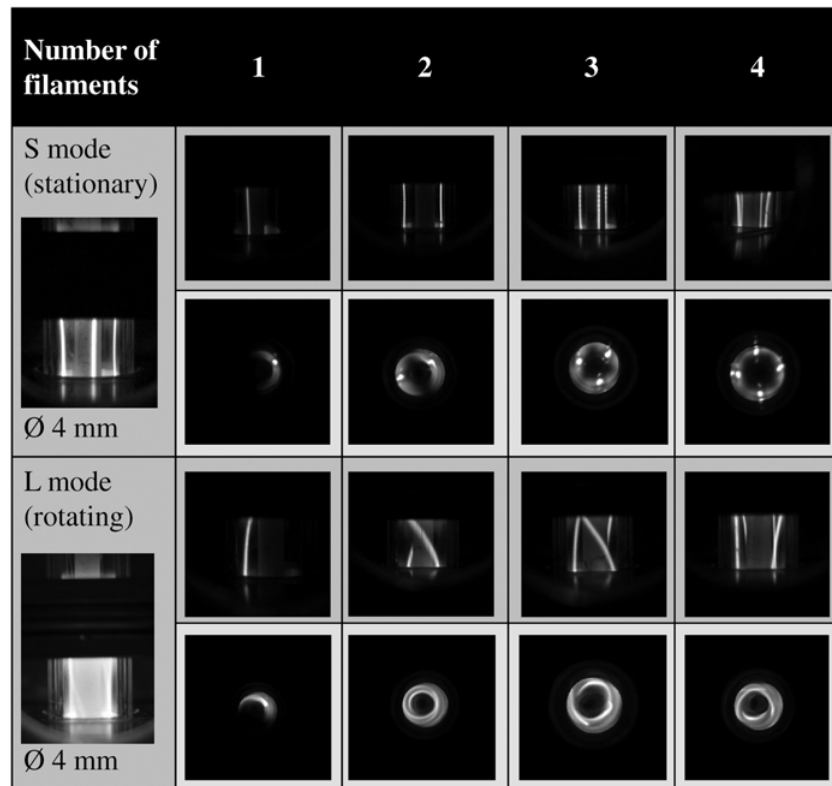
$$\frac{s}{D_{in}} = \sin\left(\frac{\pi}{n}\right) \quad (1.24)$$

kde  $s$  filamentární vzdálenost,  $D_{in}$  průměr kapiláry a  $n$  počet filamentů.

Na základě pozorování byly zjištěny dva módy - stacionární mód (SM) a lock mód (LM). V rámci SM jsou filamenty stabilně na jednom místě a nepohybují se okolo kapiláry. V případě LM filamenty stabilně charakteristicky rotují s určitou frekvencí okolo osy rotace, která se nachází v centru kapiláry. Podle počtu filamentů se módy označují názvem a číslovkou, takže SM3 znamená stacionární mód se 3 filamenty. Jednotlivé módy jsou vidět na obr. 1.9, kde jsou dva pohledy - z boku a zespodu.

V závislosti na podmínkách plasmu (vzdálenost elektrod  $d$ , výkon RF zdroje  $P$  a průtok  $Q$ ) se módy vyskytují podél charakteristiky v  $P \times Q$  diagramu (obr. ??). Analyticky bylo zjištěno, že je možné popsat pozici LM3 a LM4 následující rovnicí:

$$P = \frac{c_1}{\sqrt{Q}} + c_2 \quad (1.25)$$

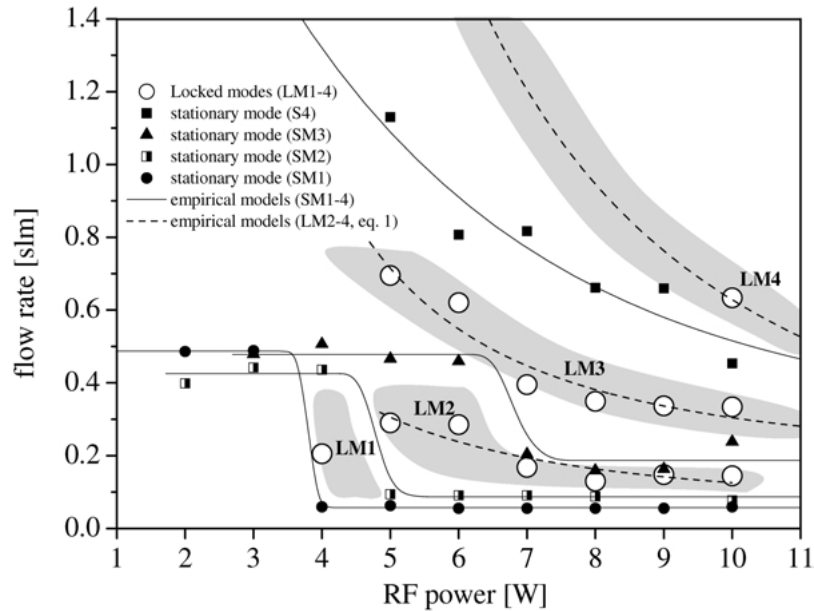


Obrázek 1.9: Módy filamentů v JETu - dva pohledy na módy, zespu a z boku.[12]

Parametry  $c_1, c_2$  jsou závislé na typu módu. Obecně platí, že módy následují za sebou v tomto pořadí: SM1, LM1, SM2, LM2, SM3, LM3, SM4, LM4 s rostoucími  $P$  a  $Q$ . Hodnota parametru  $c_1$ , která se vztahuje k LM $n$  je úměrná počtu vláken  $c_1 \sim n$ . Přejchodů od SM1 do LM4 lze dosáhnout snížením vzdálenosti elektrod  $d$ . Jestli se vzdálenost  $d$  snižuje, pak se počet vláken  $n$  zvyšuje a  $nd$  zůstává konstantní (cca 20mm pro 10W a 500scm<sup>1</sup>). Vzdálenost 4, 5 až 5mm je optimální pro stabilní vzhled LM3 a LM4. Nižší módy LM1 a LM2 hrají jen malou roli, protože vykazují vyšší citlivost k okolnímu rušení a mají menší intervaly stabilního provozu. Přejchody mezi všemi módy a podmínky spolehlivosti mimo hranice provozních vlastností mohou vést k tvorbě stochastického nepravidelného chování filamentů (dá se to označit za tzv. chaotický mód).[12]

Na následujícím obr. 1.10 je vidět charakteristika výskytu módů v závislosti na výkonu zdroje  $P$  a průtoku  $Q$ .

<sup>1</sup>scm - standardní kubický centimetr za minutu



Obrázek 1.10: Charakteristika výskytu módů v závislosti na výkonu zdroje  $P$  a průtoku  $Q$ . Šedivou barvou jsou vyznačeny místa, kde se očekává tvorba LM. Šrafovanou čarou je vyznačen model výskytu LM.[12]

## 1.4 Výboje

Plasma bylo v rámci pokusů získáváno jako produkt výboje. Pro potřeby experimentu byl použit klouzavý bariérový výboj. Než zde bude popsán samotný bariérový výboj, tak je potřeba popsat teoretické předpoklady pro vznik výboje.

### 1.4.1 Vznik výboje

Aby mohl vzniknout výboj, je nutné k tomu

#### Elektrický průraz

Elektrický neboli lavinový průraz je jev, který vzniká nárazovou ionizací atomů izolantu. Tuto ionizaci způsobují elektrony uvolněné při velké intenzitě pole z řádných vazeb mřížky a urychlené elektrickým polem. Následkem nárazové ionizace vzniká v určitém místě lavina elektronů, izolant ztrácí svoje elektroizolační vlastnosti a stává se elektricky vodivým. Intenzita elektrického pole potřebná k dosažení lavinového průrazu se výrazně liší mezi různými druhy materiálu: např. ve vzduchu okolo 3 MV/m, v izolantech v řádech desítek MV/m. V případě vzácných plynů je průrazné napětí nižší (až o řád, v závislosti na směsi plynu a tlaku) Pro vyvinutí výboje je potřeba tzv. Statické průrazné napětí.

Statické průrazné napětí  $U_Z$  definujeme jako nejnižší časově stálé napětí, při němž se mezi elektrodami vyvine samostatný výboj. Průrazné napětí je funkcí součinu  $pd$  v širokém rozmezí tohoto součinu. Této závislosti se říká Paschenův zákon. [6]

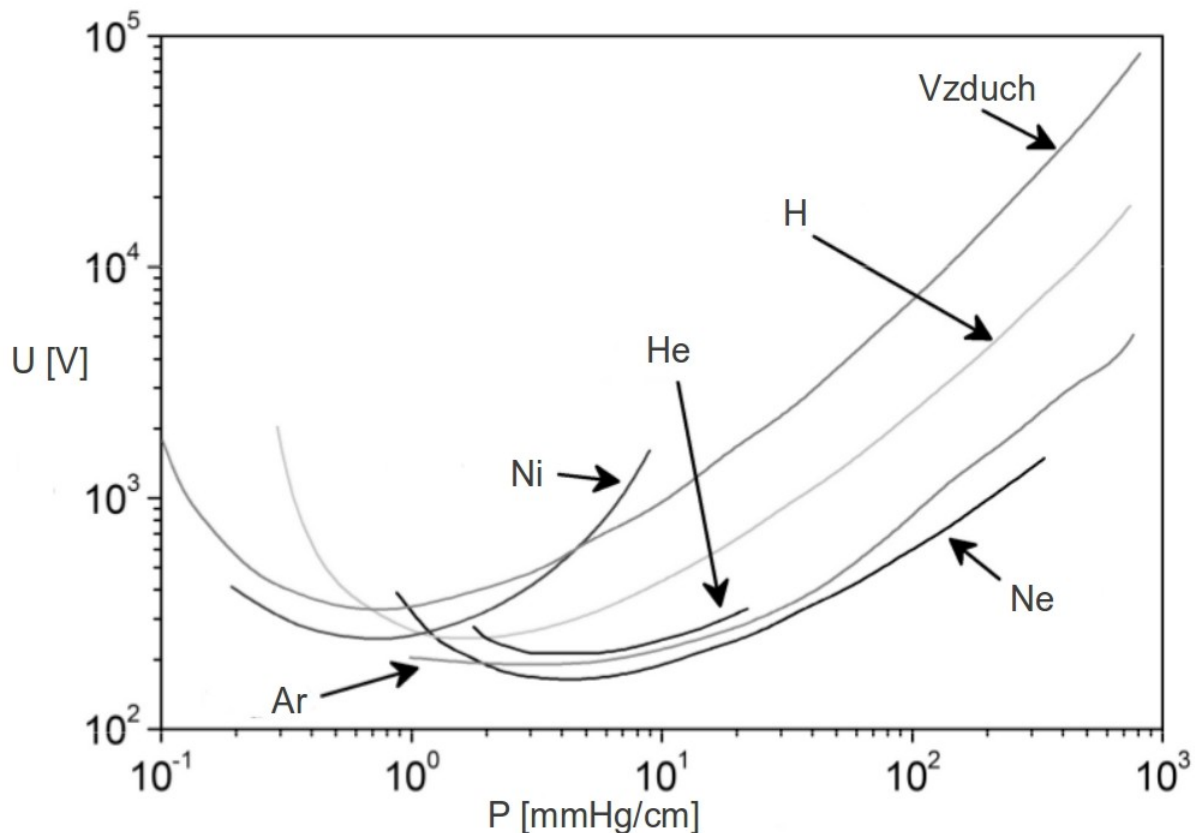
### Paschenův zákon

Charakterizuje průbojné podmínky. Je to experimentálně určená závislost zápalného napětí  $U_Z$  na tlaku plynu  $p$  a vzdálenosti elektrod  $d$ . Při atmosférickém tlaku a vzdálenosti  $d = 1\text{mm}$  je průbojné napětí ve vzduchu asi 1 kV. Nejmenší průbojné napětí  $\sim 300\text{V}$  odpovídá tlaku 1 torr<sup>2</sup> a vzdálenosti elektrod 1 cm.[6]

Průrazné napětí v plazmovém výboji v plynu je

$$U_Z = \frac{Bpd}{\left\{ \ln(Apd) - \ln \left[ \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right] \right\}} \quad (1.26)$$

Což je Paschenův zákon:  $U_Z = f(pd)$



Obrázek 1.11: Vztahy mezi Průrazným napětím ( $U_Z$ ) a tlakem  $p$  pro vzduch a další vybrané plyny pro porovnání. Z hlediska pokusů v rámci experimentů je nejzajímavější porovnání vzduchu a Ar. Z grafu je patrné, že vzácné plyny mají nižší  $U_Z$  než vzduch.

### 1.4.2 Bariérový výboj - Plasma JET

Jedná se o výboj, který je schopný generovat netermální plasma za atmosférických podmínek, tzv. plasma JET zkratka APPJ (z anglického: „Atmospheric-pressure plasma jet“).

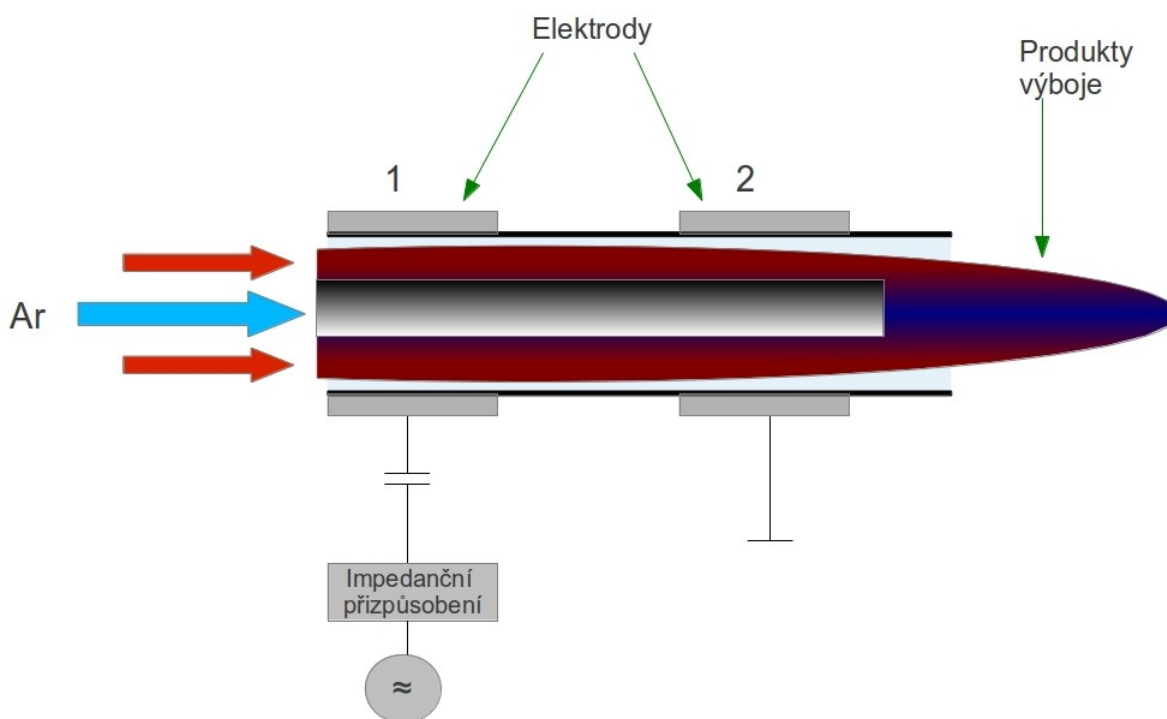
<sup>2</sup>1 torr neboli milimetr rtuňového sloupce, přibližný přepočet:  $1\text{ torr} = 1\text{ mmHg} \approx 133,322\text{ Pa}$

Pro experimenty bylo použito 10 plasma JET v řadě, schéma jednoho JETu je na obr. 1.12 .

Výboj vzniká mezi dvěma elektrodami, uvnitř kterých proudí médium (v tomto případě vzácný plyn Ar). Vrchní elektroda je napojena na RF zdroj, který má frekvenci 27,12 MHz, spodní je uzemněna. Při použití RF zdroje se výboj zapálí v okolí kapiláry, která přivádí plyn. Dole pod teflonovou trubicí, ve které hoří výboj vzniká tzv. „plasma effluent“, což je směsice produktů výboje a horkého plynu.

RF zdroj na elektrodě urychlí volné elektrony. Tyto elektrony se srážejí s molekulami v proudícím plynu, srážky produkují excitované molekuly, atomy, volné radikály a další elektron-iontové páry. Jakmile zahoří výboj, tak se ionty a elektrony ztratí rekombinací, to je odstraněno rychle do tzv. effluent a další přitékající plyn „živí“ reakci.[7]

Výhody APPJ jsou stabilní, homogenní a rovnoměrný výboj za atmosférických podmínek. Tento JET, který byl použit pro experimenty, je originální vlastností, kdy se v okolí kapiláry vytvoří samo-organizované filameny a to v několika možných módech (stabilní, rotující a chaotický mód).[12]



Obrázek 1.12: Shéma plasma JETu použitého pro experimenty. Do teflonové trubky je zavedena kapilára, do které proudí Ar. Vlastní výboj zahoří mezi elektrodami 1 a 2, kdy okolo kapiláry vznikají filameny. Dole z trubky proudí produkty výboje společně s horkým plynem. Na obr. 1.13 je vidět pohled na bok výboje a na obr. 1.14 je vidět výboj zespoda JET v tomto uspořádání byl poprvé použit v laboratořích INP a publikován v r.2009 (viz. [12]).





Obrázek 1.13: Výboj - pohled z boku



Obrázek 1.14: Výboj - pohled ze zespoda

## 1.5 Laser

Laser je zkratka anglických slov „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“, což v doslovném překladu znamená „Zesilovač záření stimulovaní emisí radiace“. Laser jako takový je používán v mnoha odvětvích (armáda, medicína, fyzika) pro různé aplikace.[9] V případě této práce byl použit jako zdroj paprsku, který byl ohýbán v rotujících filamentech a jehož ohyb byl snímán kamerou pro vyhodnocení rotace filamentů.

V případě této diplomové práce byl použit laser konstrukce He-Ne.

### 1.5.1 He-Ne laser

#### Teoretický úvod

Z kvantové teorie víme, že může existovat pouze molekula v jednotlivém souboru ve stavu  $Z_1, Z_2, \dots, Z_n$  s energií  $e_1, e_2, \dots, e_n$ . Molekula může být povýšena ze stavu ( $Z_n$ ) do stavu s vyšší energií ( $Z_m$ ) tím, že absorbuje foton s energií  $\nu$  úměrný energii mezi těmito dvěma stavy.

$$h\nu = e_m - e_n \quad (e_m > e_n) \quad (1.27)$$

Molekula může sestoupit ze stavu vyššího ( $Z_m$ ) do stavu nižšího ( $Z_n$ ) za současného vyzáření fotonu se stejnou frekvencí. K tomuto může dojít dvěma způsoby:

1. Molekula se srazí s fotonem o frekvenci  $h\nu = e_m - e_n$  a emituje další foton. Tyto dva fotony, které opustí molekulu mají identickou frekvenci, fázi, polarizaci a putují ve stejném směru. Nazývá se to stimulovaná emise.
2. Molekula se může rozložit samostatně, současně s tím vydá foton o frekvenci  $h\nu = e_m - e_n$ , zdánlivě bez zásahu z vnějšku. Nazývá se to spontánní emise. Foton, který takto vznikne cestuje v libovolném směru s náhodnou fází.

Helium a Neon jsou vzácné plyny, které mají v molekule pouze jeden atom. Různé stavy Ne molekuly odpovídají orbitám, které může v atomu Ne elektron obývat. Když záření zasáhne atom Ne, tak způsobí, že elektron může přejít z jedné dráhy do druhé.[10]

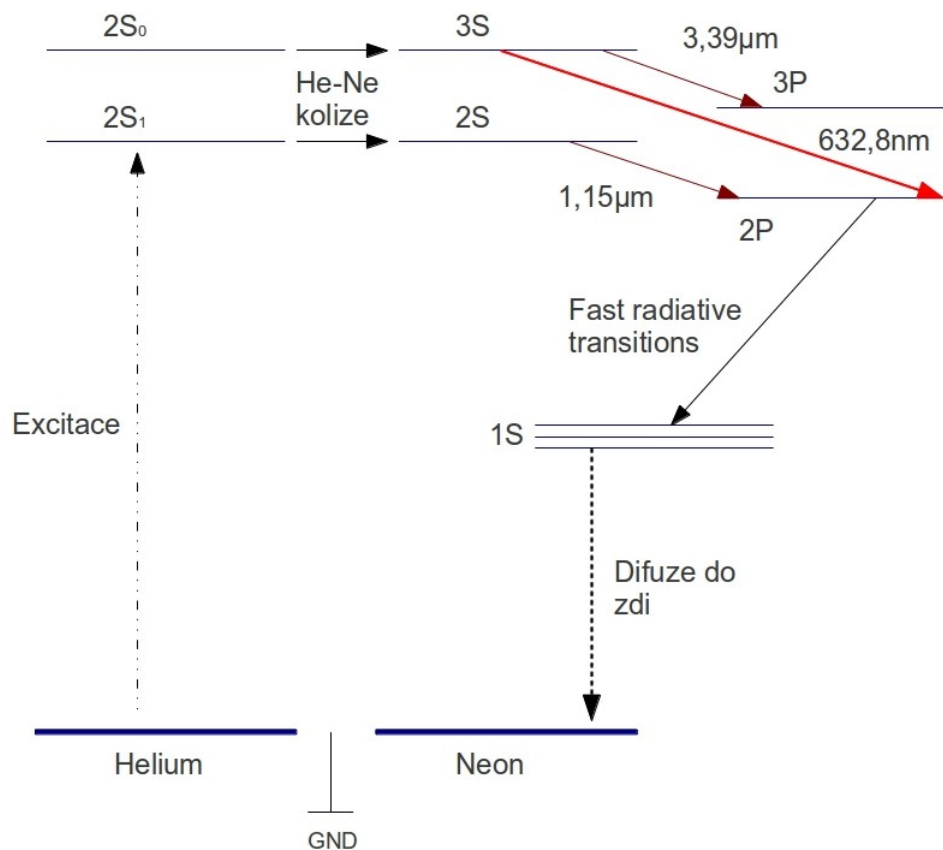
### Reakce v laseru

Elektrický výboj, vytvořený silným elektrickým polem ionizuje plyn He. Helium má ve svém nejnižším energetickém stavu elektronovou konfiguraci  $1s^2$ . Po ionizaci atomy  $He^+$  rekombinují jejich elektrony s některými atomy He a ty skončí ve stavu  $1s^2s-$ . V tomto stavu některé atomy spontánně vyzáří energii ve formě fotonů a přejdou do nižších energetických stavů podle kvantových pravidel. Jiné He v tom daném stavu mohou vyzářit fotony po kolizi s jinými atomy.

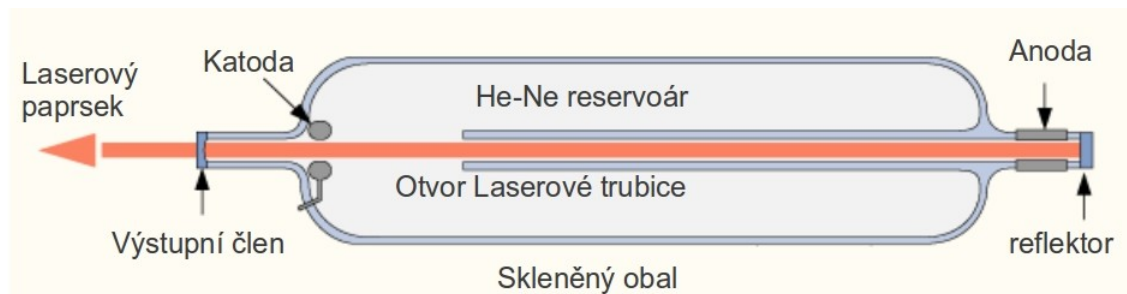
Účelem He atomů je působit jako zdroj energie pro Ne atomy, aby je přenesly do excitovaného stavu. Pokud se excitovaný atom He přiblíží k atomu Ne, tak je pravděpodobné, že během doby, po kterou jsou oba atomy blízko sebe, tak excitovaný atom He přeneše energii na Ne atom. Aby se toto mohlo uskutečnit, tak je potřeba excitační energii Ne atomu, toho jde dokázat i za pomoci He atomu, protože mají podobnou excitační energii ( $20eV$ ). Na následujícím obrázku je vidět, jak probíhá celá reakce až po vyzáření laserového paprsku. (obr. 1.15).[10]

Kromě toho se může stát, že se Ne atom rozloží na nižší energetický stav za současného uvolnění fotonu. Nižší energetický stav se může rozpadnout na ještě nižší a to až do základního energetického stavu Ne atomu. Při každém takovém přechodu se generuje foton. Jedná se o mnoho přechodů, ale viditelný jsou pouze ty co generují světlo ve viditelném spektru ( $632,8nm$ ), k tomuto stavu dochází, když se Ne atom rozpadá z  $5s$  do  $3p$ .

Tím započne řetězová reakce (viz Teorie laseru - 1. způsob). Foton ve spektru  $632,8nm$  narazí do dalšího excitovaného Ne atomu a tím stimuluje emisi druhého fotonu ve stejném směru, frekvenci a se stejnou fází. Tyto dva identické fotony narážejí poté do dalších Ne atomů a tím zesilují reakci a vznikají další fotony se stejnými vlastnostmi. Na obr. 1.16 je vidět vnitřní uspořádání laseru. Fotony, které jsou v laseru emitované ve směru osy paprsku se odráží od zrcátka, čímž zvětšují zesílení. oproti tomu fotony, které nesměřují ve směru osy jsou odraženy a opouštějí dutinu, díky tomu mají menší možnost se srazit s atomy Ne, takže se nebudou dále rozšiřovat. Zrcadla bývají 1% propustný, takže z celkového výkonu laseru se ven dostane právě to 1% fotonů ve formě laserového paprsku.



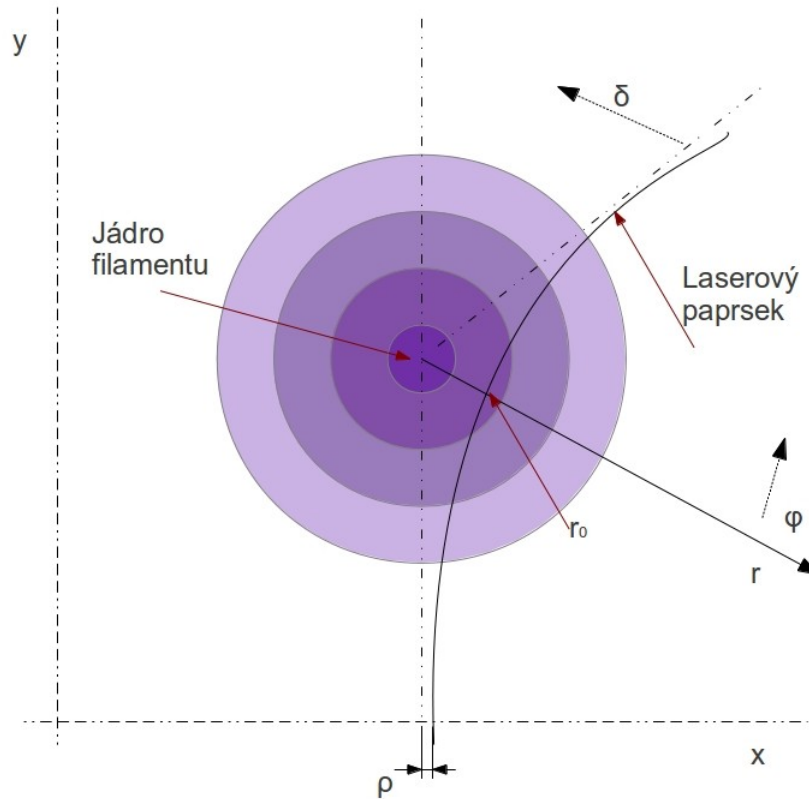
Obrázek 1.15: Reakce v He-Ne laseru - od excitace atomů až po vyzáření laserového paprsku



Obrázek 1.16: Vnitřní uspořádání He-Ne laseru.

## 1.6 Zakřivení paprsku v okolí filamentu

Použijeme-li vztahy a zákony, které byly nastíněny v této kapitole, tak jsme schopný vytvořit rovnice pro zakřivení laserového paprsku v okolí jádra filamentu.



Obrázek 1.17: Zakřivení paprsku v okolí filamentu, kde jednotlivé barevné odstíny soustředěných kruhů udávají různý index lomu  $n$ .

Budeme uvažovat refrakci laserového paprsku v radiální symetrickém optickém milieu. Budeme uvažovat, že index lomu prostředí je pouze v důsledku rozdílných teplotních gradientů. Využijeme zde Fermatův princip pro optickou vzdálenost a Snellův zákon pro ohyb paprsku na rozhraní dvou různých prostředí. Na základě předpokladů odvodíme výchylku  $\delta$ . Nejprve odvodíme funkci obecné formy trajektorie  $\varphi(r)$  jako funkci v polárních souřadnicích:

$$\varphi = \int \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{r}{\rho} f\right)^2 - 1}} \quad (1.28)$$

Kde  $f = f(r)$  je profilová funkce a index lomu  $n = n_0 f$ , kde  $n_0$  je index lomu prostředí.  $\rho$  je boční odchylka polohy laserového paprsku od osy jádra filamentu. (obr. 1.17)

Odchylku můžeme tedy napsat takto:

$$\delta = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{r}{\rho} f\right)^2 - 1}} \quad (1.29)$$

$r_0$  je minimální vzdálenost paprsku od osy jádra filamentu (od nuly). Integrální vztah v rovnici 1.29 je závislostí  $\delta = \delta(0)$  a umožňuje rekonstruovat  $f$  za pomoci Abelovy transformace:

$$f(x) = \frac{n(x)}{n} = \exp \left[ \frac{1}{\pi} \int_x^{\infty} \left( \frac{d\delta}{d\rho} - \frac{\delta}{\rho} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{x}{\rho}\right)^2} d\rho \right] \quad (1.30)$$

Kde  $x = f \times r$  (což můžeme aproximovat vzhledem k experimentálním podmínkám v plynu jako  $x \cong r$ ). Zpracování dat vzhledem k předchozí rovnici by bylo výpočetně velmi náročné proto je potřeba provést ještě další úpravy. Dosadíme do rovnice 1.30 případ  $x = 0$ :

$$f(x) = \frac{n_1}{n_0} = \exp \left[ -\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta}{\rho} d\rho \right] \cong 1 - \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta}{\rho} d\rho \quad (1.31)$$

Pro zjednodušení lze zakřivení paprsku určit analyticky, což je řešení, které nevyžaduje takovou výpočetní kapacitu:

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{pro } r \leq \frac{k}{\Delta n} \\ n_0 - \frac{k}{r} & \text{pro } r > \frac{k}{\Delta n} \end{cases} \quad (1.32)$$

Kde  $n$  je index lomu v okolí plynu a  $n_0$  indexem lomu v jádru filamentu.  $\Delta n = n_0 - n_1$ , kde je  $r_1 = k / \Delta n$  poloměr jádra filamentu (jedná se o vnitřní kruh konstantního indexu lomu jádra filamentu). Použijeme-li předpoklad z rovnice 1.29 a úvahu z obr. 1.17, tak jde analyticky odvodit s hyperbolickým profilem následující výsledky pro úhlovou odchylku paprsku.

$$\delta = \begin{cases} \pi - 2 \frac{\arccos(a)}{\sqrt{1-a^2}} & ab \leq 1 \\ \pi + \frac{2}{\sqrt{1-a^2}} [\arcsin(a) - \arctan(c_1)] - 2 \arctan(c_2) & ab > 1 \end{cases} \quad (1.33)$$

kde

$$c_1 = \frac{a^2 b + 1}{\sqrt{1-a^2} \sqrt{a^2 b^2 - 1}}, \quad c_2 = \sqrt{a^2 b^2 - 1}, \quad a = \frac{k}{n_0 \rho}, \quad b = \frac{n_1}{\Delta n} \quad (1.34)$$

kde  $ab = kn_1 / (n_0 \Delta n \rho)$  nám definuje třídy trajektorií paprsku. Pokud je tato hodnota nižší než 1, tak se paprsek dostane mimo kruh  $r_1$ , který je charakterizován indexem lomu  $n_1$ . Když je tato hodnota větší než 1, tak paprsek překročí hranici hyperbolického profilu a dostane se do centrálního kruhu (jádro filamentu), kde je index lomu  $n_1 = konst.$ . Hodnota  $n$  v jádru filamentu se blíží 1. Pro vysokou teplotu neutrálního plynu zůstává vyšší než 1, pro ionizační stupeň, který je nižší než  $10^{-3}$  (obvyklý stupeň netermálního atmosférického plasmatu). Maximálního stupně výchylky se dosáhne, pokud se paprsek dotkne hranice jádra. Když tento

případ nastane, tak je v pozici, kdy se dotýká místa s nejvyšším gradientem indexu lomu. Tato amplituda výchylky  $\delta(\rho)$  je dosažena s kritickou pozicí paprsku  $\rho_1$ :

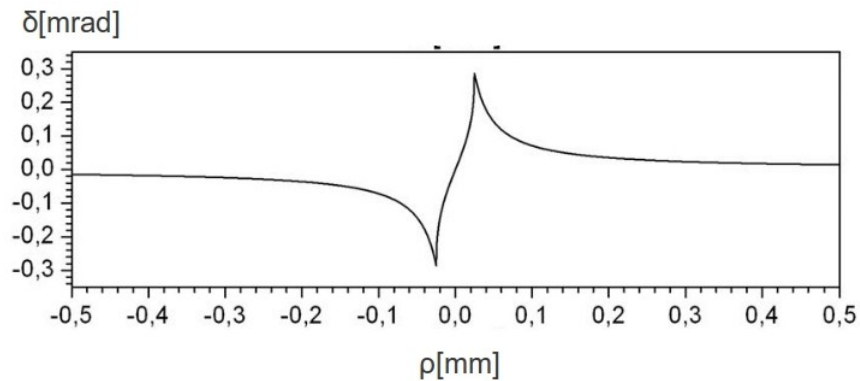
$$\rho_1 = \frac{kn_1}{\Delta nn_0} = r_1 \frac{n_1}{n_0} \cong r_1 \quad (1.35)$$

Aproximace, která byla provedena výše je povolena pro většinu situací s plyny za normálního tlaku. Když se snižuje vliv  $\rho$ , tak dochází k snížení úhlu výchylky a paprsek procházející jádrem snižuje úhel dopadu viz obr. 1.18

Závislost může být dokázána experimentálně, pokud laserový paprsek prochází přes filament, který má definovanou rychlost nebo je stacionární, snímající za pomoci příčně se pohybujícím laserovým paprskem. Z těchto pokusů můžeme získat maximální  $\delta(\rho)$ . Maximální výchylku úhlu jde poté dopočítat za pomoci rovnice 1.33:

$$\delta_1 = \delta(\rho_1) = \pi - 2 \frac{\arccos(1/b)}{\sqrt{1 - (1/b)^2}} \cong \frac{2}{b} = 2 \frac{\Delta n}{n_1} \quad (1.36)$$

[11]



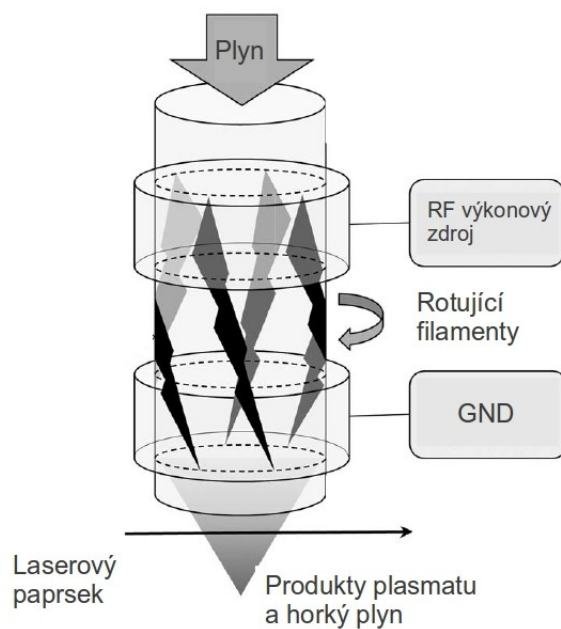
Obrázek 1.18: Výchylka paprsku v závislosti na  $\rho$  [11]

# Kapitola 2

## Popis experimentu

Cílem experimentů bylo měření vlastní frekvence plazmatu pomocí nové bezkontaktní metody. Tato metoda byla publikovaná na konci 2012. roku v článku „Laser schlieren deflectometry for temperature analysis of filamentary non-thermal atmospheric pressure plasma“ [11].

Frekvence filamentárního plazmatu, popsána v kapitole 1.3 byla změřena pomocí optické emisní spektroskopie [12]. Tato metoda však oproti metodě Laser schlieren deflectometry (LSD) [11], neumožňuje měření frekvence rotace filamentů v reálném čase.



Obrázek 2.1: Schematické zobrazení experimentálního zařízení, s detailním popisem jednoho JETu. [11]

## 2.1 Popis experimentálního zařízení

Zřízení, na kterém byla ověřována metoda LSD, bylo sestrojeno z 10 JETů, které byly umístěny vedle sebe<sup>1</sup> a měly stejný přívod napětí a přívod plynu. Přívody byly rozvětveny do 10 JETů. Na obr. 2.1 je vidět schématické zobrazení jednoho JETu. Ze zapojení vyplývalo:

1. na každý JET jde 1/10 výkonu,
2. do každého JETu jde 1/10 tlaku Ar.

Z hlediska elektrického zapojení lze prvý předpoklad z výše uvedených vzít jako pravděpodobný.

Druhý předpoklad je méně pravděpodobný, protože jednotlivé JETy mají vlastní doregulování průtoku. To může mít za následek rozdílný tlak na vstupu do různých JETů.

Pro původní experiment byl použit JET, který má konstrukci znázorněnou na obr. 2.1. Do teflonové trubice ( $\varnothing$  4 mm) je kapilárou o malém průměru ( $\varnothing$  0,8 mm) přiváděn plyn (v tomto případě Argon). Na trubce jsou umístěné dvě elektrody připojené k RF výkonovému zdroji. Mezi těmito dvěma elektrodami je zapálen výboj, při kterém v kapiláře v proudícím argonu vzniká filamentární plasma. Produkty výboje společně s horkým plynem proudí trubicí dolů.

## 2.2 Postup měření

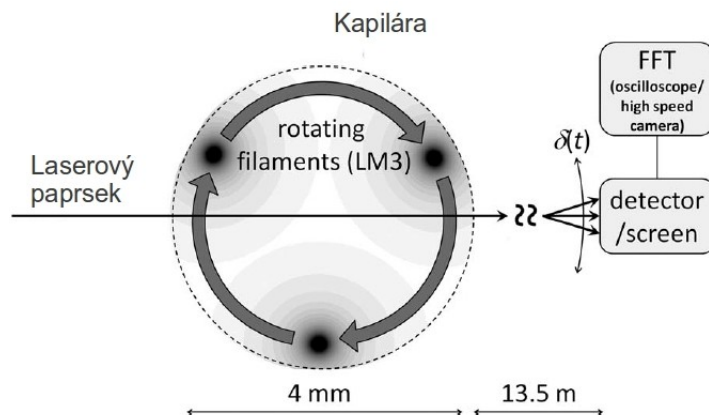
Původní experiment, kde byla metoda LSD publikovaná [11], byl prostorově velice náročný. Optická cesta měla 13,5 m a na jejím konci byl umístěn detektor, který snímal výchylku paprsku v osách x a y. Paprsek byl vychylován pod JETem díky rozdílnému indexu lomu  $n$  produktů plasmatu a rotujícího horkého plynu (obr. 2.1). Za detektorem byla zapojena vysokorychlostní kamera, která snímala výchylku paprsku a naměřená data byla odeslána do PC ke zpracování. Uspořádání experimentu je znázorněn na schématu obr. 2.2. [11]

Oproti původnímu experimentu bylo provedeno několik zásadních změn. Zvětšil se počet JETů na 10. JETy byly v řadě vedle sebe a měly společný zdroje plynu. Oproti původnímu uspořádání prošla zásadní změnou optická cesta. Za pomocí čoček bylo dosaženo zmenšení optické cesty od JETu k detektoru z 13,5 m na 0,47 m (údaj byl v průběhu experimentu proměnný v intervalu  $\langle 0, 4m - 1m \rangle$  - nastavením polohy JETů vůči kameře v ose laserového paprsku). Cílem experimentu bylo měření frekvence otáčení tří filamentů (tzv. mod LM3, viz kapitola 1.3.2) metodou LSD a ověření závislosti této frekvence na změně výkonu RF zdroje. Závislost byla naměřena pomocí OES (obr. 2.3).

Experiment byl navržen po úpravách původního experimentu [11] takto: Soustava JETů je udržována v požadované pozici posuvníkem, který je schopný pohybu a v osách x,y,z a umožňuje jejich přesné nastavení pomocí posuvníku z CNC frézky. Zdroj laserového paprsku je He-Ne laser, před kterým je šedý filtr (20 %) a soustava čoček pro zaostření paprsku. Za soustavu čoček se umístí do pro experiment nedefinované vzdálenosti soustava JETů. Vysokorychlostní kamera, která je zbavena veškerých optických částí je umístěna do osy laserového

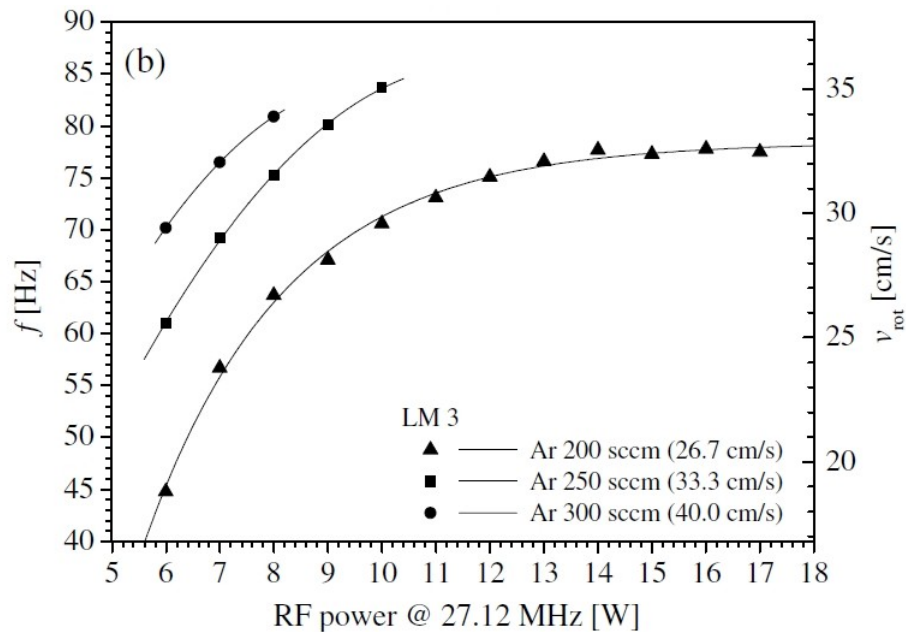
<sup>1</sup>JETy byly umístěny v řadě, která byla kolmo na paprsek vycházející z Laseru





Obrázek 2.2: Schéma původního experimentu [11]. Je zde pohled „z vrchu“, který znázorňuje trojici filamentů a jejich okolí s různými indexy lomu prostředí (tmavá barva značí jádro filamentu a soustředné kruhy rozdílne indexy lomu v jeho okolí). Zakřivení paprsku bylo popsáno v kapitole 1.6. Dále je vidět velká prostorová náročnost experimentu. [11]

paprsku. Paprsek míří přímo na CMOS čip kamery. Obraz z kamery je přiveden ethernetovým kabelem do počítače, který je vybaven síťovou kartou, schopnou přijímat data rychlostí 1 Gb/s. Zde byl obraz zpracován a uloženy se pouze dvě hodnoty - poloha laserového paprsku na detektoru a vzorkovací frekvence. Experiment je znázorněn na následujícím obrázku (obr. 2.4).



Obrázek 2.3: Zavislost pro LM3 z původního experimentu [11]. Na závislosti je vidět, jak se mění frekvence rotace filamentů v závislosti na výkonu zdroje a průtoku argonu.

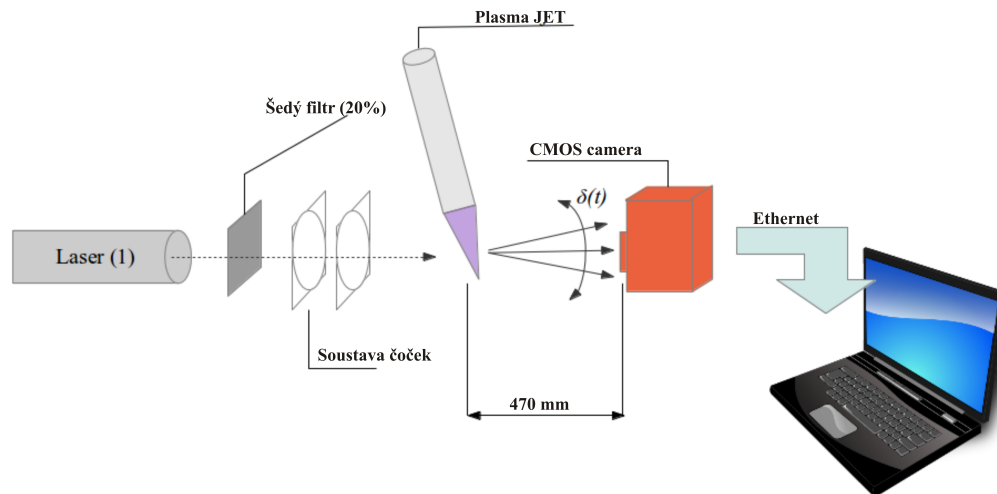
## 2.3 Popis měřících přístrojů

### He-Ne laser Linos

Vlnová délka	632,8 nm
Výstupní výkon	5 mW
Pracovní plyny	He, Ne
Průměr paprsku	0,49 mm
Divergence	1,7 mrad

### Vysokorychlostní CMOS kamera

Technologie	CMOS active pixel (APS)
Rozlišení	1312 × 1082 px
Rozlišení odstínů šedé	12 bit / 10 bit / 8 bit
Velikost pixelu	8 μm × 8 μm
Doba expozice	10 μs → 1,67 s
Krok doby expozice	100 ns
Pixel clock frekv.	40 MHz
Pixel clock cycle	25 ns
Výstup	1 Gb/s Ethernetové rozhraní



Obrázek 2.4: Schéma experimentu po úpravě soustavou čoček a zmenšení optické cesty

### PC pro sběr dat

Procesor	Intel i5
RAM	4 GB
Ethernet card	1 Gb/s
HardDisk	SSD disk, přenosová rychlost 135 MB/s

### Další přístroje a zařízení

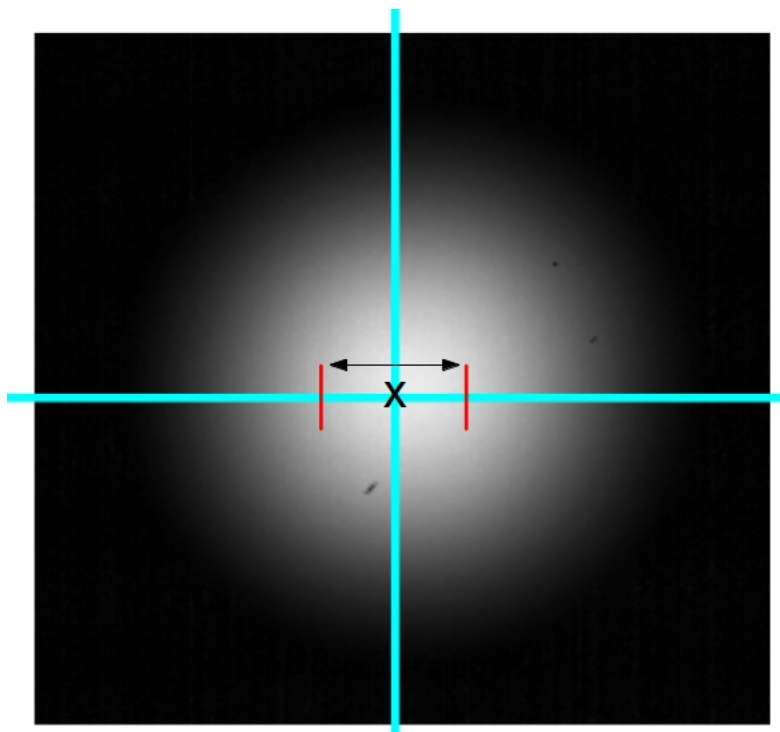
1. RF výkonový zdroj s frekvencí 27,12 MHz a použitým rozsahem výkonu 50 - 100W.
2. Regulátor průtoku s nastavením průtoku v slm (standartní litry za minutu<sup>2</sup>).

## 2.4 Průběh experimentu

Po zapnutí přívodu argonu a přizpůsobení tlaku v soustavě okolnímu tlaku, bylo zapnuto se odsávání a chlazení soustavy.

Byl zapnut PID regulátor tlaku Ar a RF výkonový zdroj. Následně bylo zapáleno plasma a jemným doregulováním tlaku za pomoci malých ventilů na jednotlivých JETech byl nastaven potřebný mód (LM nebo SM popsané v kapitole 1.3.2). Byl kontrolován i mod dvou okolních JETů. Nastavení modu na okolních JETech ovlivňovalo chování modu zvoleného JETu. Byla nastavena pozice JETů. Nastavení bylo provedeno tak, aby laserový paprsek směřoval těsně pod měřený JET do produktů plasmatu a horkého plynu.

<sup>2</sup>Jde o přepočítaný hmotnostního průtoku na objemový pro standardní podmínky dané teplotou  $T_0$  a tlakem  $P_0$



Obrázek 2.5: Obrázek z CMOS kamery s vyznačenou kalibrací na střed paprsku.

Po proběhnutí popsaných kroků byla zapnuta kamera<sup>3</sup> a za pomoci programu byla kamera automaticky nakalibrovala.(obr. 3.1) Pro měření frekvence rotace filamentu stačovalo tzv. 1D zobrazení.Obrázek byl seříznut na velikost  $524 \text{ px} \times 1 \text{ px}$ , takže byl zaznamenáván jen pohyb na ose x. V rámci kalibrace byl nalezen střed laserového paprsku v osách x a y a následně bylo provedeno zmenšení osy y na 1 px.

Po kalibraci kamery a nastavení všech hodnot byl proveden vlastní experiment. Z řídicího programu v PC, kde byly nastaveny délka a název experimentu, bylo spuštěno snímání. Výstupem byly dva textové soubory ve formátu txt. První obsahoval data a druhý chybový soubor, kde byly zaznamenány informace o ztrátě dat v průběhu měření. Datový soubor byl uložen na vysokorychlostní SSD disk a následně byla data zpracována za pomoci vytvořených skriptů - kapitola 3. Během experimentu byly na kameře zaznamenány následující parametry: Images, BlockID, FrameRate, TimeStamp, X, sx, Y, sy, Count, Max

## 2.5 Popis experimentu

Vzhledem k tomu, že měření bylo prováděno na zařízení, jehož konfigurace předpokládala současnou funkci desítky trysek, jimiž proudí horký plyn, bylo možno oprávněně předpokládat, že měření frekvence pro jednu trysku může být ovlivněno jejím okolím.

<sup>3</sup>Vysokorychlostní CMOS kamera, která díky nastavení měla rychlost 10 000 frame za sekundu

Nebylo možné měřit frekvenci pouze při jednom zapáleném JETu a devíti vypnutých JETech, neboť by v tomto případě by nebylo možné přesně stanovit hodnoty průtoku argonu a výkonu, které na tento jeden JET připadají. V průběhu experimentu se vliv okolních JETů potvrdil. Možnost odstínění vlivu okolí pomocí nevodivých překážek, umístěných z obou stran JETu, se ukázala jako nevhodná. Nezabránilo vlivu okolních JETů.

Na základě testovacích měření a měření vlivu odstínění pomocí nevodivých překážek byly vybrány JETy pro měření frekvence. Byly nadefinovány mody, ve kterých mají být okolní JETy. Při zpracování výsledků se objevily ve spektru naměřených signálů frekvence, které nebyly očekávané a bylo možné je označit jako „parazitní“. Jednalo se o frekvence 50 Hz, okolí 40 Hz a 92 Hz.

Z důvodů výskytu výše uvedených frekvencí bylo provedeno několik sérií kontrolních měření, aby bylo prokázáno, že se tyto frekvence opakují a nesouvisí s vlastním experimentem. Na základě toho byla vytvořena další série experimentálních měření, kde se zkoumal vliv jednotlivých přístrojů použitých v experimentu na jeho průběh za účelem odhalení parazitních jevů.

## 2.6 Série experimentů

Pro sledování chování byly provedeny následující série experimentů:

### 2.6.1 Vliv okolních JETů

Okolo měřeného JETu byla umístěna pevná nevodivá překážka na obě strany. Po předchozích testovacích měření bylo rozhodnuto použít JET 9 v LM3 s okolními JETy 8 a 10 nastavených ve stejném módu.

Nastavení jednotlivých proměnných pro měření bylo následující:

P [W] v rozsahu 65→90 W krok 5 W.

Q [slm]  $1,76 \pm 0,02$

t [min] 1

Cílem této série bylo ověřit vliv okolních JETů a umístěné nevodivé překážky na frekvenci rotace filamentů.

### 2.6.2 Měření frekvence

Na základě zpracování výsledků z prvních měření bylo rozhodnuto nepoužívat dále nevodivé překážky.

Experimenty byly prováděny na několika různých JETech, nejvíce se dařilo ustálit JETy v okolí stabilně nastavitelných JETů 9 a 2. Proto byly vybrány tyto JETy pro série měření.

Nastavení jednotlivých proměnných pro měření bylo následující:

P [W] v rozsahu 60→90 W krok 2 W nebo 5 W.

Q [slm]  $2 \pm 0,02$

t [min] 1 nebo 10

Cílem této série experimentů bylo měřit frekvenci rotace filamentů pro porovnání s původním experimentem [12].

### 2.6.3 Měření vlivu okolních přístrojů

Z důvodů nestability a objevení tzv. parazitních frekvencí, které byly zjištěny ve více měřeních, bylo rozhodnuto provést experimenty s postupným vypínáním jednotlivých přístrojů.

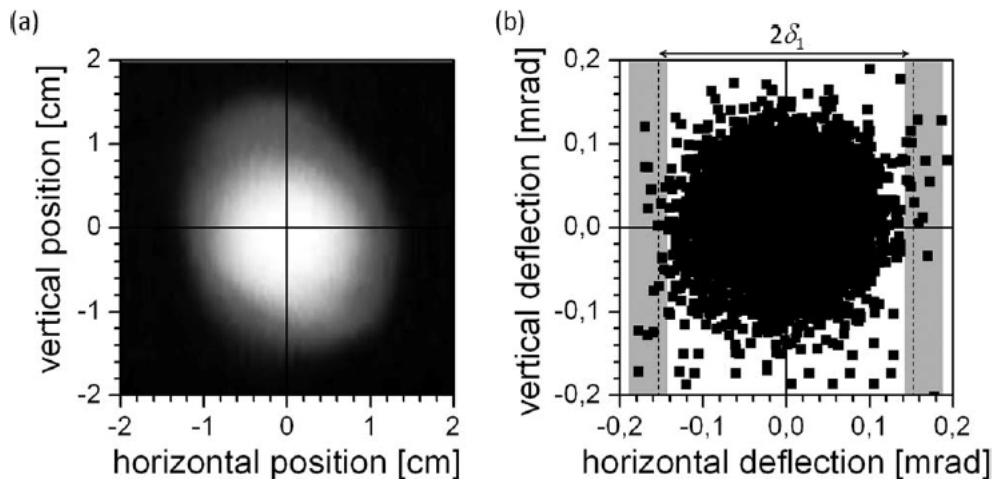
Pořadí experimentů:

1. Zapnutý laser vysílá laserový paprsek do kamery.
2. K zapnutému laseru se zapne RF výkonový zdroj.
3. RF výkonový zdroj se vypne a místo toho zapnut regulátor průtoku.
4. Znovu se zapne RF výkonový zdroj. (Byly zapnuté tyto přístroje: laser, RF zdroj, regulátor průtoku a kamera)

# Kapitola 3

## Zpracování výsledků experimentu

Naměřené hodnoty výchylky paprsku  $\delta$ , byly zaznamenány kamerou ( předchozí kapitola 2).  
Obraz na čipu kamery ukazují následující (obr. 3.1).

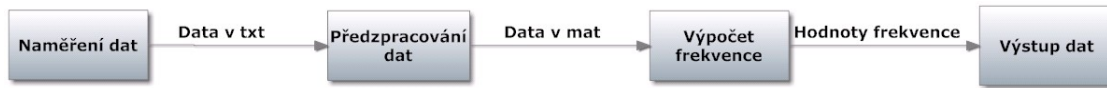


Obrázek 3.1: Na obrázku a) je vidět laserový paprsek, v jaké je pozici vzhledem ke středu os kamery. Na obrázku b) jsou bodově vidět výchylky paprsku vůči středu os kamery. Střed byl nastaven kalibrací před samotným měřením, viz. 2.4. [11]

Proces byl vytvořen jako částečně bezzásahový. To znamená, že některé části procesu jsou pod dohledem člověka a vyžadují ruční zadání hodnot. Proces je znázorněn na obr. 3.2

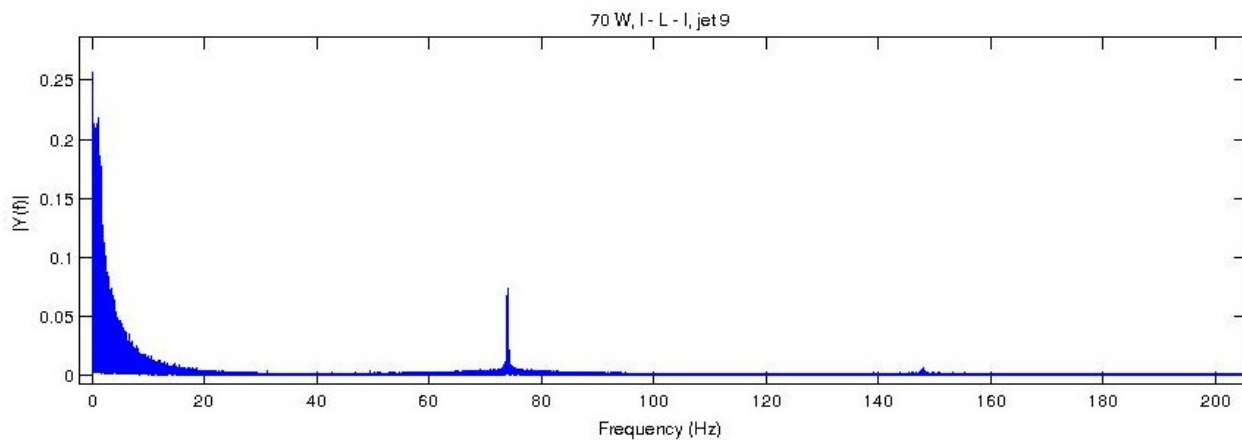
Naměřená data byla předzpracována. Výstupem tohoto předzpracování je tabulka se dvěma sloupci ve formátu Matlab (.mat). V prvním sloupci je uvedena vzorkovací frekvence a ve druhém aktuální hodnota výchylky na ose x. Následovalo zpracování v programu Matlabu <sup>1</sup>. Výstupem tohoto zpracování je frekvence rotace filamentů. Tato hodnota je zpracována do graf. Tento graf je možné použít pro porovnání experimentu s experiment prováděným na jedno JET systému [12].

<sup>1</sup>MATLAB verze 2011a (7.12.0.635) pro 32-bit Linux (glnx86)



Obrázek 3.2: Schéma procesu zpracování. Data po naměření jsou v textovém souboru (.txt) předzpracována a následně uložena v matematickém souboru (.mat). Hodnoty frekvence jsou konečná čísla, která se upraví do potřebného formátu výstupu.

Frekvenci rotace filamentu získáme tak, že provedeme FFT výchylky v čase. Tím získáme spektrum, které zachycuje veškeré frekvence časové závislosti a mezi nimi i možné frekvence rotace filamentu. Viz. následující obr. 3.3, kde je vidět výsledek FFT pro měření, které bylo provedeno na JETu 9, s tím, že okolní JETy byly ve stejném módu. Na obrázku je patrná frekvence rotace a náznak následující harmonické frekvence. Na začátku spektra je vidět nízkofrekvenční šum.



Obrázek 3.3: Spektrum výchylky paprsku pro JET 9, výkon  $P=70$  W, LM pro daný JET i pro okolní. Ve spektru je dobře patrná frekvence rotace filamentů a náznak následující harmonické frekvence. Dále je na počátku spektra vidět nízkofrekvenční šum, který má vyšší amplitudu než rotace filamentů (přibližně  $2\times$  větší).

### 3.1 Skript pro zpracování

Skript byl navrhnout tak, aby se postupovalo v následujících krocích:

1. Nastavení vstupních proměnných,
2. načtení dat z experimentů,
3. zapnutí výpočtu.

Celý výpočet je rozdělen do několika skriptů v programu Matlab:



- **main** Hlavní skript, kde jsou nastaveny proměnné, jsou načteny všechny soubory a je zavolán skript pro další zpracování. Diagram je na obr. 4.6.<sup>2</sup>
- **klasik** Skript, který má za úkol pro jednotlivá měření vykreslit spektrum (FFT) nad časovou char. Diagram je na obr. 4.7
- **detek** Skript, určený pro detekci maximálních hodnot amplitudy ve spektru s nastavenými pevnými intervaly, kde skript hledá frekvenci rotace filamentů. (Rozsah byl nastaven od 40 Hz → 200 Hz. Frekvence menší než 40 Hz byly označeny jako nízkofrekvenční šum.) Data jsou rozdělena na jednotlivá okna, na kterých je detekováno maximum. Výstupem je graf chování rotace během jednoho měření. Z těchto hodnot je udělán průměr pro celý signál. Diagram je na obr. 4.8
- **detekall** Obdobný skript jako **detek**, s tím rozdílem, že je určen na použití pro detekci v průběhu celého experimentu pro všechny měření. Výstupem je charakteristika závislosti frekvence na výkonu zdroje. Diagram je na obr. 4.9

## 3.2 Výstupní data ze zpracování

Ze zpracování vstupních dat bylo získáno několik typů výstupů:

### Textové

Tato data byla podkladem pro grafické závislosti frekvence rotace filamentů. Textové soubory obsahovaly matice dat zpracovaných výsledků. Jednalo se o frekvenci rotace filamentů v závislosti na proměnném výkonu zdroje. Dalším aspektem závislosti bylo na jakém JETu se provádělo měření a na nastaveném modu okolních JETů.

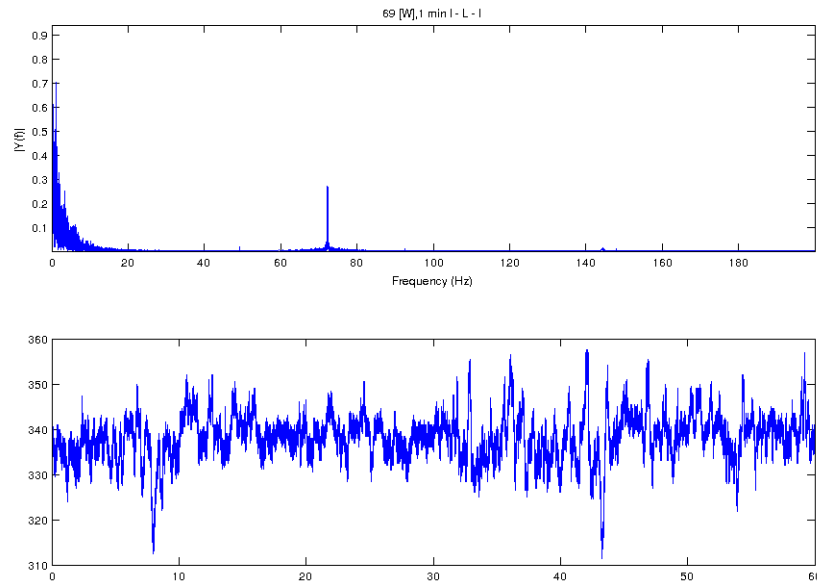
### Grafické

Grafické zobrazení bylo nejčastěji ve formátu závislosti frekvence na výkonu. Používalo se zobrazení dvou grafů nad sebou a to zobrazení spektra (FFT) a charakteristiky pohybu v čase. Příklad je vidět na obr. 3.4.

Následně byla data získána v předchozím kroku zpracována za pomoci detekce maxima (z důvodu nízkofrekvenčního šumu bylo rozhodnuto hledat od hranice 40Hz výše) a jednotlivá maxima byla vynesena do následujícího grafu obr. 3.5.

---

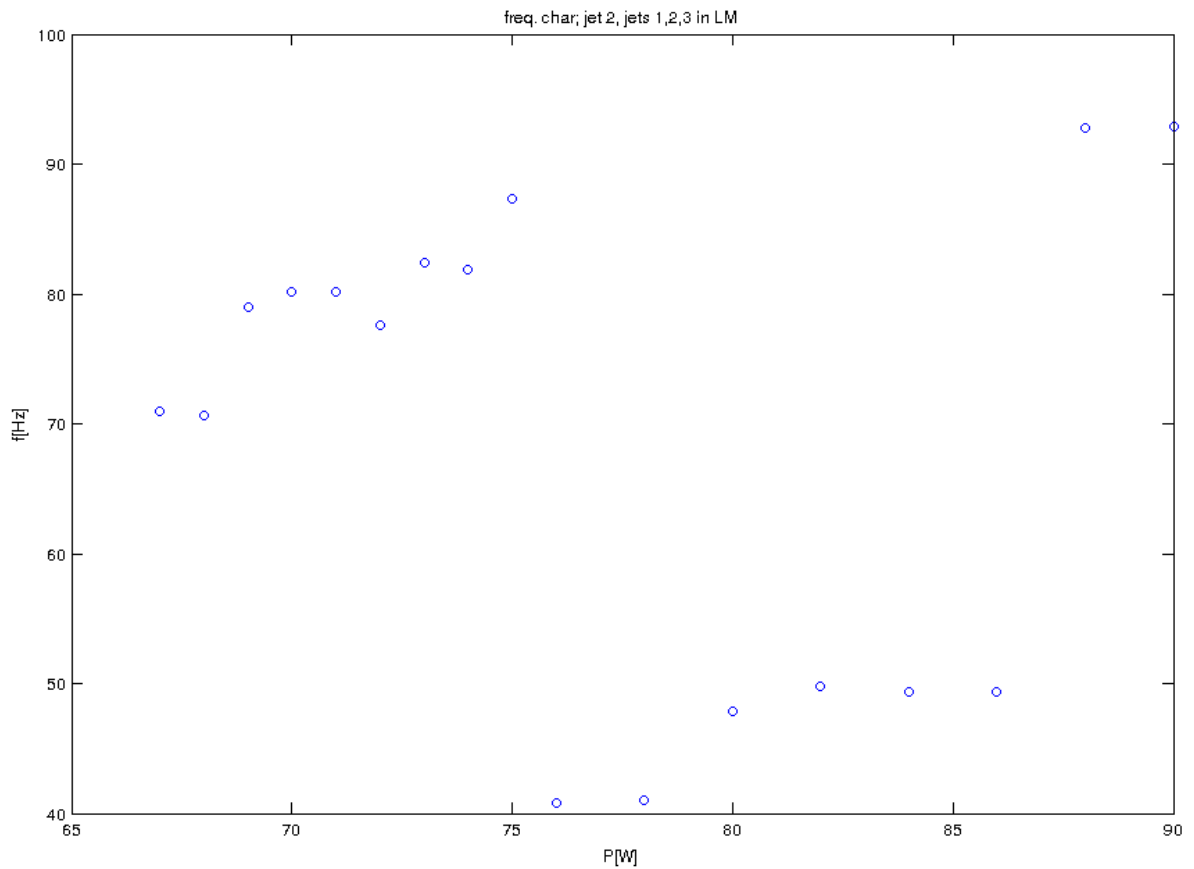
<sup>2</sup>Vývojové diagramy byly přesunuty do příloh



Obrázek 3.4: Grafické zobrazení pro JET9 P=69W. První graf znázorňuje spektrum signálu, kde je patrná frekvence rotace filamentu a nízkofrekvenční šum. Na druhém grafu je vidět časový průběh výchylky laserového paprsku v pixelech.

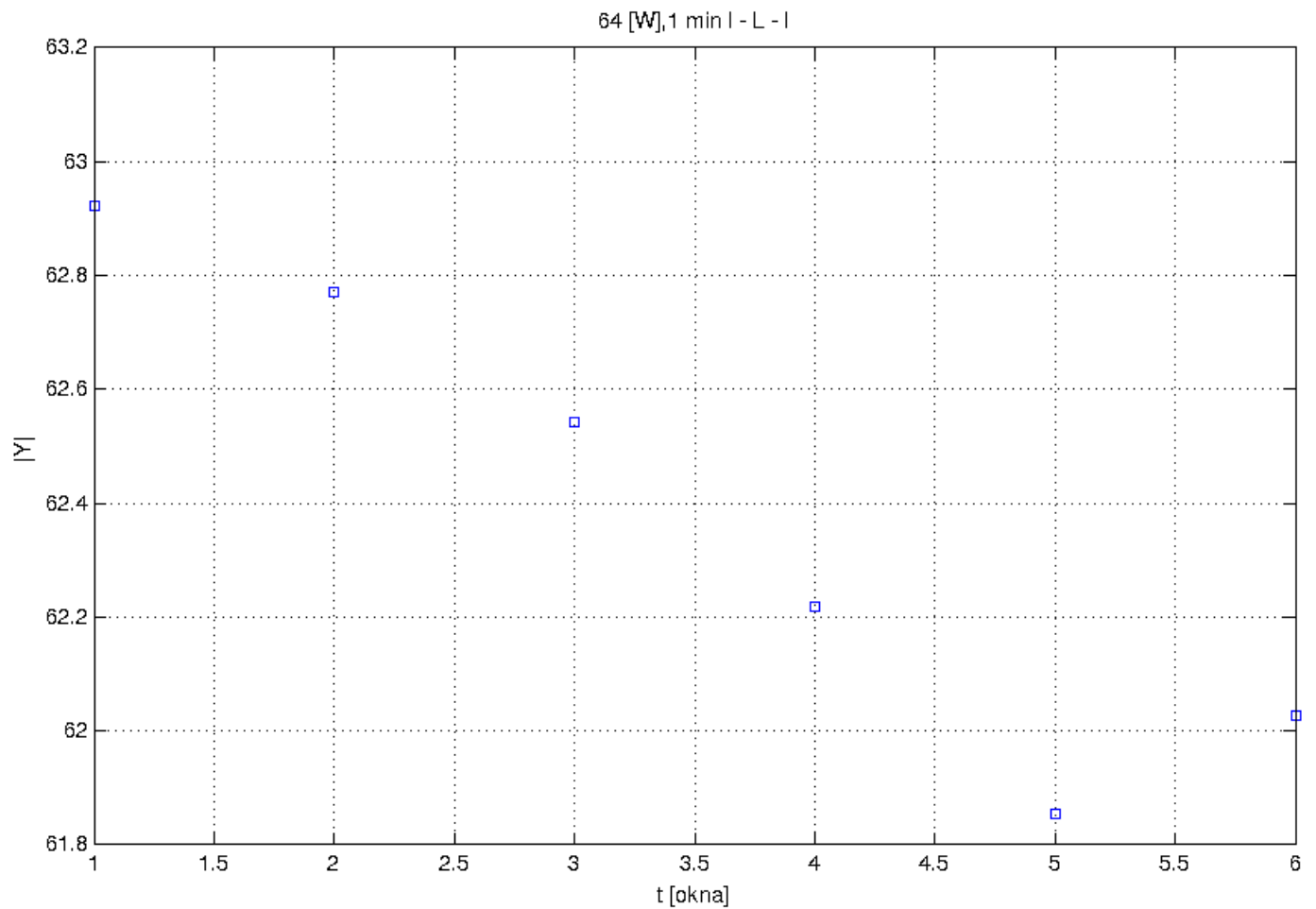
Na základě výsledků závislosti frekvence na výkonu byly použity další dva typy zobrazení. Tyto dva typy byly určeny pro zobrazení maximálních frekvencí rotací filamentů v rámci měření pro jednu hodnotu výkonu. Tato naměřená časová závislost byla rozdělena do identických časových úseků (tzv. oken).

Byly sestaveny dva grafy pro detekci maxima. V prvním grafu byly na ose x jednotlivá okna a na osu y byla vynesena detekovaná maximální frekvence rotace filamentů. Druhé zobrazení bylo rozšířením prvního o velikost amplitud detekovaných frekvencí (Byl použit 3D graf). Obě možná zobrazení jsou vidět na obr. 3.6 a obr. 3.7.

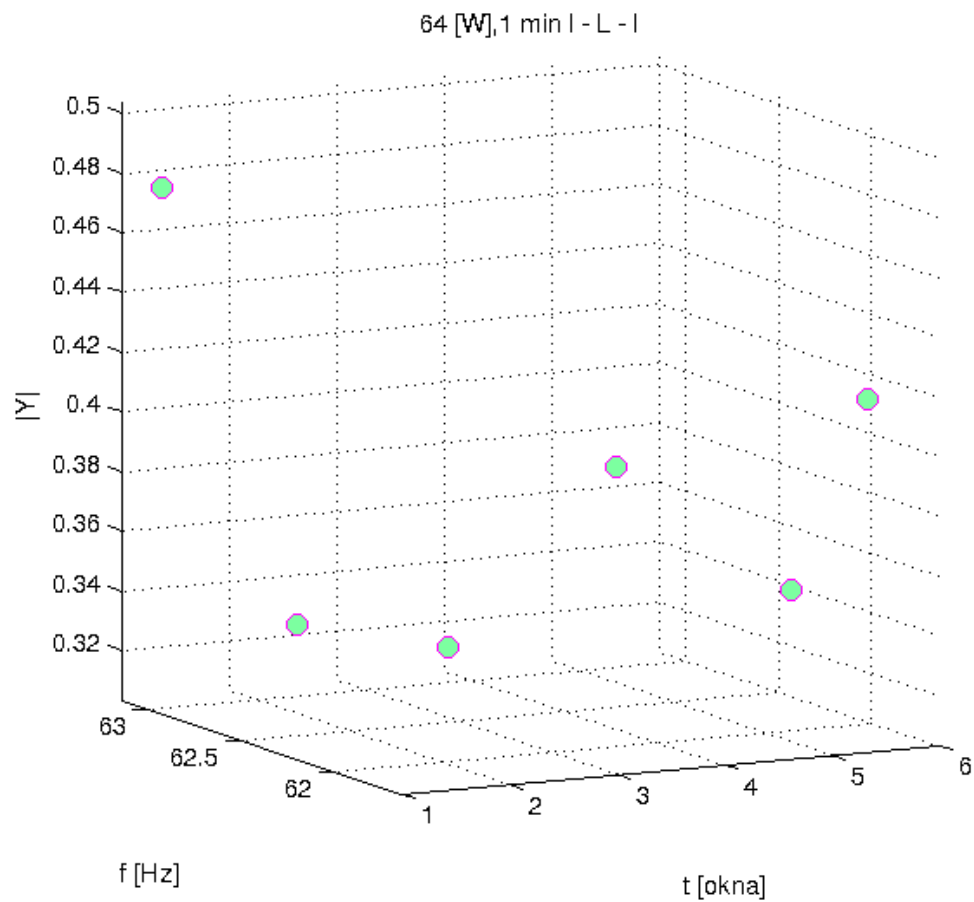


Obrázek 3.5: Závislost frekvence rotace filamentu na výkonu RF zdroje pro JET 2. Měřený JET i okolní JETy byly v LM. Na ose x je výkon zdroje ve W a na ose y je hodnota frekvence rotace filamentů pro jednotlivé výkony.

Na závislosti jsou vidět i parazitní frekvence, které v průběhu experimentu zasahovaly do jednotlivých měření, jedná se o část od 76 do 86 W, kde jsou frekvence mezi 40 až 50 Hz.



Obrázek 3.6: Frekvence rotace filamentů pro JET 9, P=64 W, LM, 1 min. signál rozdělen na 6 oken. Osa x jsou časová okna a osa y hodnota detekované frekvence rotace filamentu pro dané časové okno.



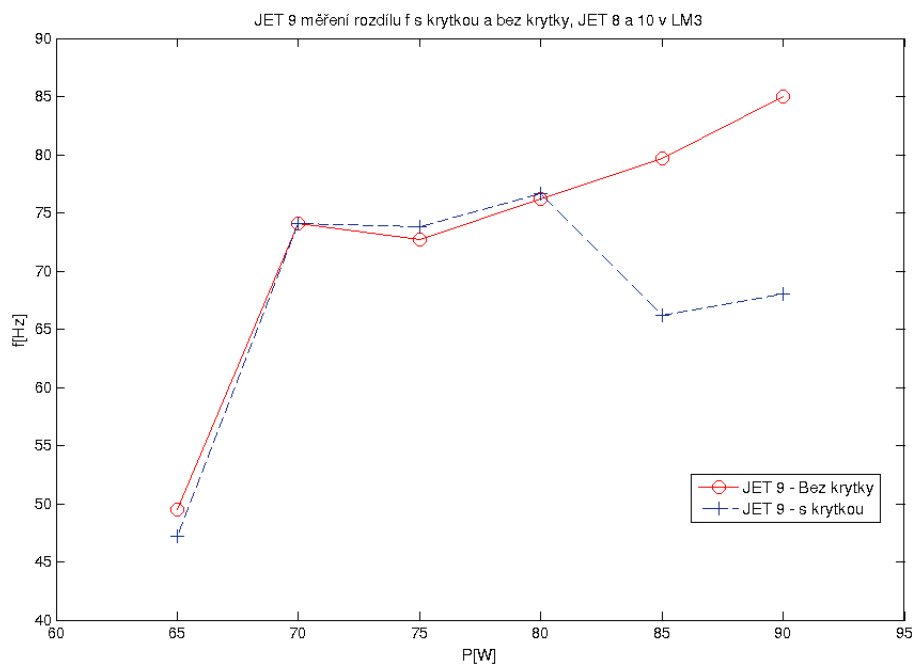
Obrázek 3.7: Frekvence rotace filamentů pro JET 9, P=64W, LM, 1 min. signál, rozděleno na 6 oken, 3D zobrazení s vyznačenými amplitudami - toto zobrazení bylo výhodnější pro analýzu v PC, kde je možné ho rotovat. Osy x a y podstavy jsou stejné jako v předchozím grafu, osa ze je amplituda daných frekvencí rotace ve spektru.

# Kapitola 4

## Výsledky a vyhodnocení experimentů

Vyhodnocení naměřených dat probíhalo průběžně během experimentů. Na základě výsledků jednotlivých experimentů byly upravovány další experimenty.

### 4.1 Vliv okolních JETů



Obrázek 4.1: Graf vlivu okolních JETů - na grafu vidíte dvě měření, během kterých byla vkládána krytka mezi JETy.

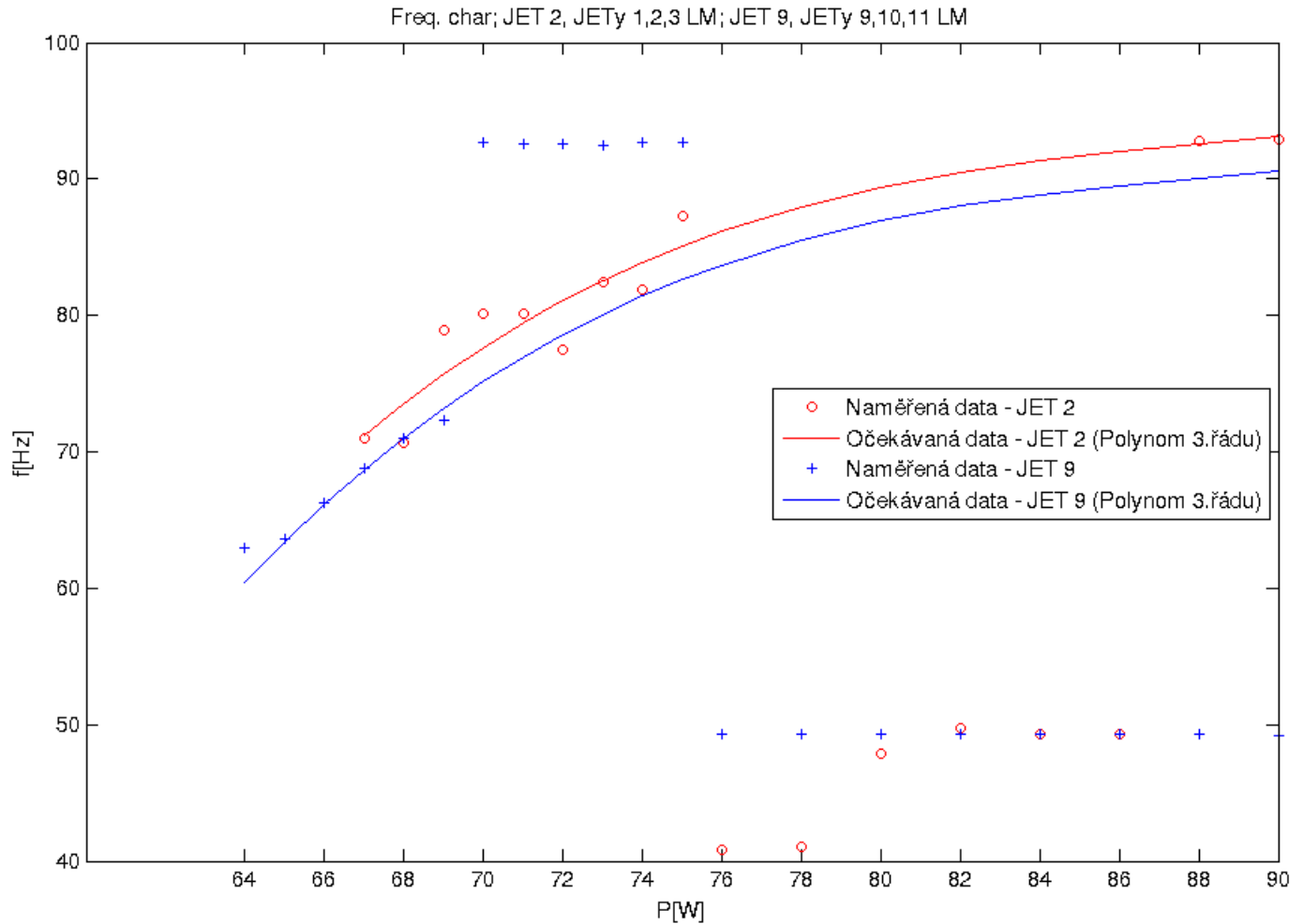
Po několika prvních pokusných měření byl proveden experiment, kdy bylo cílem zjistit, zda má pevná nevodivá překážka mezi měřeným JETem a okolními vliv na frekvenci. Na obr. 4.1 je vidět, že překážka nemá podstatný vliv na měřenou frekvenci rotace filamentů.

Oba průběhy jsou téměř totožné, až na poslední dvě měření, kde se při měření s přepážkou byla zaznamenána nižší frekvence. V tu dobu byl zaznamenán výkyv atmosférického tlaku. Je tedy možné že tato atmosférická porucha ovlivnila tlak v soustavě.

## 4.2 Meření frekvence

Po předchozím experimentu bylo rozhodnuto použít měření bez vkládání přepážky. Dále bylo rozhodnuto na základě zkušeností z proběhlých experimentů, že se nebudeme pokoušet dostat veškeré JETy do LM3, ale bude stačit, když budou jen okolní JETy v LM3 a ostatní nebudou v chaotickém modu. Měření byla prováděna za přibližně stejných podmínek, s tím rozdílem, že byla snaha udržet veličiny tlaku a průtoku s ohledem na okolní atmosférické podmínky.

Pro tyto série pokusů byly vybrány jako nejvhodnější JETy 2 a 9, protože se nejlépe ustálily v LM3 a ustálení okolních JETů bylo také jednodušší. Bylo zjištěno, že pokud se série JETů dostane do LM, tak je snazší okolní dostat také do LM. Toto tvrzení platí i naopak. Pokud se jeden JET dostane ze stabilního modu, tak to může mít za následek změnu i u ostatních JETů.

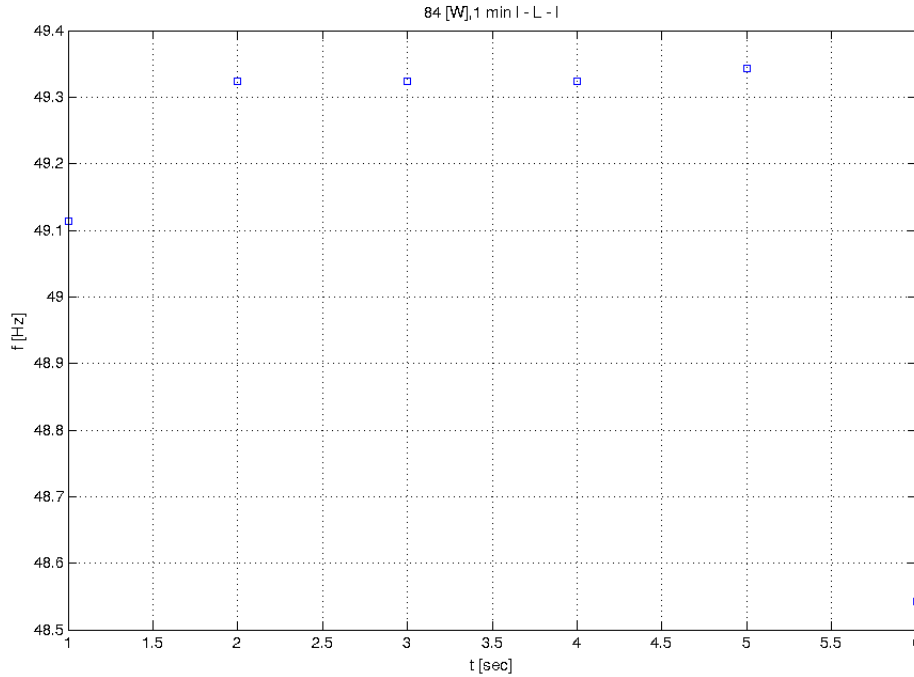


Obrázek 4.2: Porovnání naměřených závislostí pro JET 2 a JET 9. Do grafu jsou vloženy proložení naměřených hodnot (polynomem 3.řádu), které znázorňuje očekávaný průběh závislosti.

Na obr. 4.2 jsou vidět dvě závislosti frekvence rotace filamentů na výkonu zdroje. První je závislost pro JET2 a druhá pro JET9. Závislosti jsou proloženy očekávaným průběhem závislosti frekvence rotace filamentů na výkonu zdroje, který byl vypočten za pomoci polynomu 3.řádu. Lze zde pozorovat parazitní frekvence (kapitola 2.5), které jsou v mezi 40 a 50 Hz a na hodnotě 92 Hz. Pro detailnější zobrazení byl použit skript pro detekci špiček v jednotlivých měřeních (viz. 3.1). Názorně je na nich vidět, jak se pohybuje maximální frekvence v závislosti na výkonu zdroje. Pro znázornění bylo vybráno měření na JET 2 pro výkon  $P=84$  W, signál byl rozdělen na 6 oken a na následujících obr. 4.3 a obr. 4.4 jsou vidět výsledky.

Na obou grafech je jasně vidět, že ve všech oknech se nachází frekvence okolo 49 Hz. Zajímavá je velmi malá amplituda, která je okolo 0,01. Na spektru je jasně vidět, že se jedná o malou amplitudu, na časovém zobrazení je zase patrný vliv nízkých frekvencí na signál. Porovnáme-li jak vyšla data u JETu 9 např. u výkonu  $P=65$  W (zde se frekvence pohybuje





Obrázek 4.3: Parazitní frekvence JET2 P=84W - 2D zobrazení, kde je vidět frekvence v jednotlivých oknech. Okna jsou na ose x a frekvence na ose y.

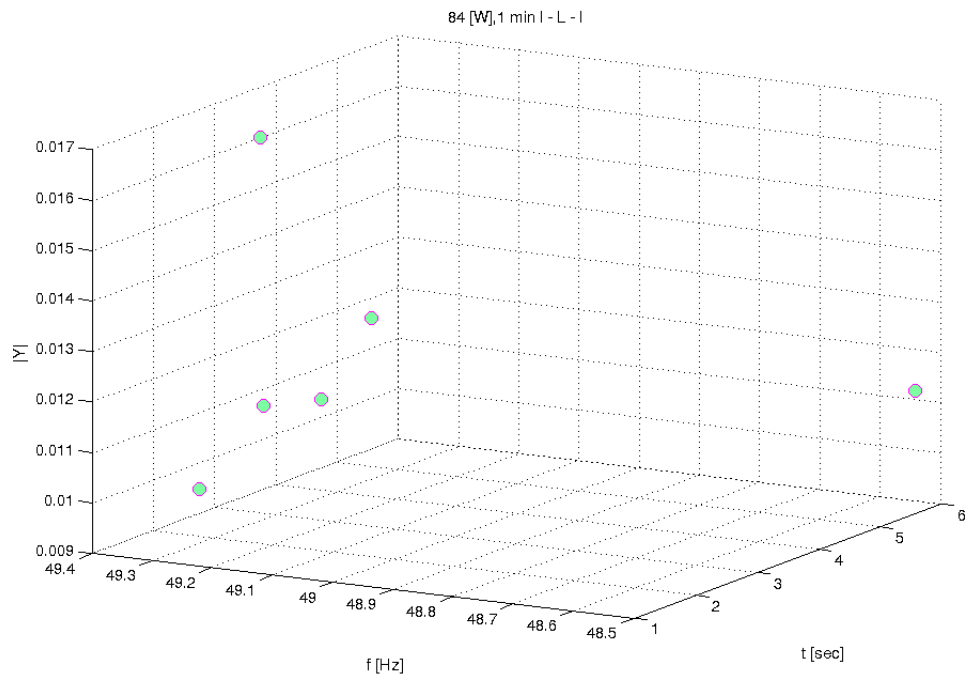
v očekávané oblasti). Na grafech<sup>1</sup> uvidíme, ve spektru (Graf - obr. 4.12) jasný pík na rotační frekvenci filamentů. V grafech zobrazující 2D a 3D zobrazení frekvencí v časových oknech je vidět stabilita a přibližně stejná frekvence rotace filamentů (2D graf - obr. 4.10, 3D gra - obr. 4.11).

Pokud budeme uvažovat možné příčinách tohoto chování, pak se nabízejí dvě cesty:

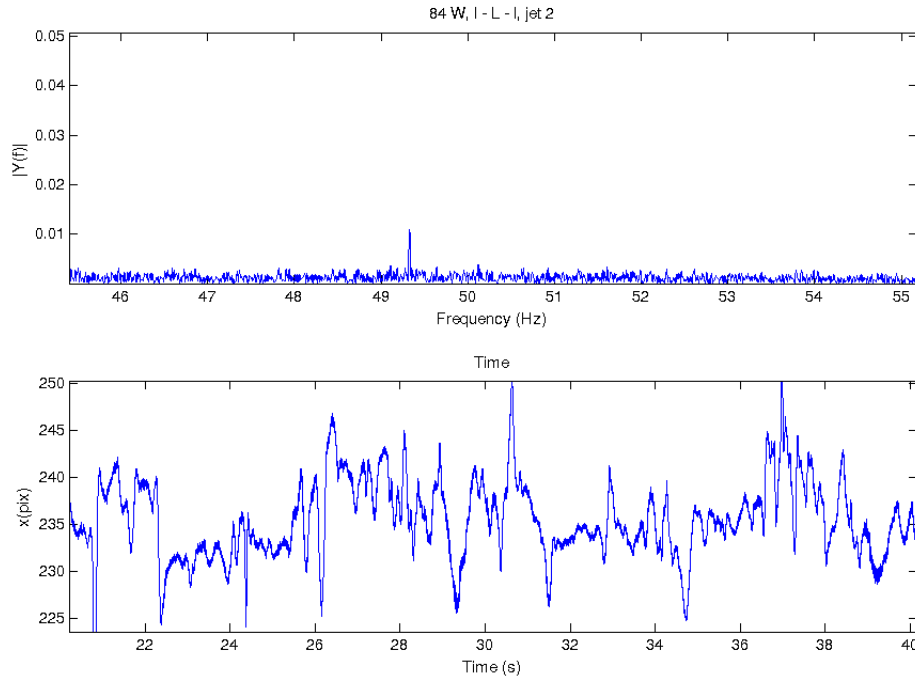
1. vliv okolních přístrojů (nebo okolní vlivy),
2. vliv soustavy (např. zahřání celého systému, okem nepostřehnutelná změna modu).

První cestou bylo zjistit vliv okolních přístrojů, protože se napříč experimenty objevovaly dvě frekvence 92 Hz a okolí 50 Hz (50 Hz může být následkem pronikání síťové frekvence do experimentu).

<sup>1</sup>Grafy byly přesunuty do příloh



Obrázek 4.4: Parazitní frekvence JET2 P=84 W - 3D zobrazení, kde je vidět frekvence v jednotlivých oknech a ve 3 rozměru je vidět amplituda.



Obrázek 4.5: Spektrum s detailem parazitní frekvence a přibližná časová char. pro JET2  $P=84$  W

### 4.3 Měření vlivu okolních přístrojů

Na základě proběhlých experimentů, kde se vyskytovaly parazitní frekvence v okolí 40 - 50 Hz a 92 Hz bylo rozhodnuto provést experimenty, které by mohly odhalit původce parazitních frekvencí.

Postupně byly vypínané jednotlivé přístroje, které se účastní měření, aby bylo možné zpozorovat jaký je jejich vliv na průběh experimentu. Postup měření je znázorněn v následující tabulce 4.1. Grafy jsou umístěny v příloze.

Experiment probíhal v několika krocích.

V prvním měření byl zapnut jen laser a je zde vidět slabé nízkofrekvenční rušení signálu. Toto rušení je možno považovat za zanedbatelné, výchylka laseru je v řádech jednotek px.

V dalším kroku byl zapnut RF zdroj a nastaven výstupní výkon  $P=70$  W. Zde se k nízkofrekvenčnímu rušení přidal slabší pík u frekvence 50 Hz, s amplitudou menší než  $0,1 \times 10^{-3}$ .

Ve třetím kroku byl vypnut RF zdroj a byl zapnut regulátor průtoku s nastaveným průtokem  $Q=2,9$  slm. Po zapnutí regulátoru se výrazně zvýšilo rušení viditelné ve spektru a zvedla se amplituda nízkofrekvenčního rušení.

V následujícím kroku byl zapnut znovu RF zdroj. Zde je vidět zvýšení píku u frekvence

Č.	Zapnuté přístroje	Popis	Odkaz na grafy
1	Laser	(Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj)	obr. 4.13
2	Laser a RF zdroj	$P=70$ W (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj)	obr. 4.14
3	Laser a regulátor průtoku	$Q=2,9$ slm (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj)	obr. 4.15
4	Laser, RF zdroj a regulátor průtoku	$P=70$ W a $Q=3$ slm (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj)	obr. 4.16
5	JET 2	Zapnuté veškeré přístroje a na JET 2 byl zapálen výboj	Obr4.17

Tabulka 4.1: Měření možného vlivu přístrojů na experiment

50 Hz.

Z těchto pokusů vyplývá, že určitý rušivý vliv mají RF zdroj a regulátor průtoku. Při plánování budoucích experimentů je možno zvážit vliv přístrojů. Bylo by vhodné navrhnout jiné uspořádání přístrojů, aby bylo zabráněno rušivým vlivům nebo aby byly alespoň zmírněny.

Páté měření bylo provedeno při zapáleném výboji pouze na jednom JETu (byl vybrán JET2) a okolní byly nezapálené, průtok na nich byl utlumen. Z výsledného spektra jsou patrné frekvence rotace filamentů a jejich vyšší harmonické frekvence. Tímto pokusem byla ukázána možnost, že se JETy navzájem ovlivňují, nebylo ale provedeno více experimentů, aby bylo možné říci do jaké míry se ovlivňují. Bylo by potřeba provést pro prokázání další kontrolní měření.

# Závěr

Tato diplomová práce vznikla jako výstup experimentů prováděných autorem na odborné stáži v INP Greifswald<sup>2</sup> na podzim r. 2012. Cílem stáže bylo v týmu pod vedením Dr. Jana Schäfera ověřit využití metody Laser schlieren defractometry pro bezkontaktní měření frekvence rotace filamentů ve více JETovém systému podle práce publikované v r.2012 pro jedno JETový systém [11].

V rámci stáže byly navrženy a provedeny experimenty uvedené v této práci. Cílem první sady experimentů bylo ověření, zda má nevodivá překážka umístěná okolo měřeného JETu vliv na frekvenci rotace filamentů. Bylo zjištěno, že nevodivá překážka nemá žádný vliv, proto byla z dalších experimentů vyjmuta.

Druhou sadou experimentů bylo měření frekvence rotace filamentů na několika JETech s nadefinovanými podmínkami. Byla odměřena závislost frekvence na výkonu, která přibližně odpovídá závislosti pro jedno JETový systém. V průběhu měření byl zjištěn výskyt tzv. parazitních frekvencí (např. 50 Hz a 92 Hz). Proto bylo nutné ověřit původ těchto frekvencí. Z toho důvodu byla navržena třetí sada experimentů, kde byl ověřován vliv přístrojů zapojených do experimentu.

V třetí sadě experimentů bylo zjištěno, že dva ze zapojených přístrojů mají vliv na probíhající experimenty. Byly to RF výkonový zdroj a regulátor průtoku plynu. Přes RF zdroj proniká frekvence 50 Hz s nízkou amplitudou (zřejmě frekvence síťového napájení). Regulátor plynu zaváděl do experimentu nízkofrekvenční rušení. Aby bylo možné potvrdit domněnky o rušivém významu přístrojů, tak byly doporučeny do budoucna další potvrzující měření a zamyšlení se nad jiným prostorovým uspořádáním experimentu.

Možnost měření frekvence rotace filamentů byla potvrzena s tím, že je potřeba při tomto měření vzít v úvahu výše uvedené rušivé vlivy. Byly proto navrženy také další možné ověřovací experimenty na ověření vlivů jednotlivých JETů na výsledek měření jednoho určitého JETu.

Použitá metoda měření je sice poměrně nová, ale má velký potenciál pro bezkontaktní měření teploty rotujících plynů, proto je potřeba jí dále rozvíjet.

---

<sup>2</sup> *The Leibniz Institute for Plasma Science and Technology (INP Greifswald)*  
URL: (<http://www.inp-greifswald.de/>)

# Seznamy

## Seznam příloh

### Příloha č.1 - Schémata skriptů použitých pro analýzu dat

Skripty: **main**, **klasik**, **detek** a **detekall**  
**str. 53**

### Příloha č.2 - Grafy pro porovnání frekvence - JET 9

Grafy určené pro porovnání výsledků.  
**str. 60**

## Obsah přiloženého CD

1. Diplomová práce
  - Diplomová práce ve formátu PDF
2. Skripty pro zpracování dat
  - main
  - klasik
  - detek
  - detekall
3. Vzorová data
  - Vzorová data pro ověření skriptů

# Seznam obrázků

1.1	Snellův zákon . . . . .	3
1.2	Odvození Snelova zákona . . . . .	5
1.3	Základní Schlierenův princip . . . . .	6
1.4	Schlierenův princip - systém . . . . .	7
1.5	Simulace proudění v kapiláře - podélná . . . . .	10
1.6	Simulace proudění v kapiláře - příčná . . . . .	10
1.7	Ionizace a rekombinace . . . . .	11
1.8	Grafické znázornění závislosti plasmatu . . . . .	13
1.9	Módy filamentů v JETu . . . . .	14
1.10	Závislost výskytů módů . . . . .	15
1.11	Paschenův zákon pro plyny . . . . .	16
1.12	Plasma JET - schéma . . . . .	17
1.13	Výboj - pohled z boku . . . . .	18
1.14	Výboj - pohled ze zespoda . . . . .	18
1.15	Reakce v He-Ne laseru . . . . .	20
1.16	Schéma uspořádání laseru . . . . .	20
1.17	Zakřivení paprsku v okolí filamentu . . . . .	21
1.18	Výchylka paprsku v závislosti na $\rho$ . . . . .	23
2.1	Schéma jednoho JETu . . . . .	24
2.2	Schema experimentu . . . . .	26
2.3	Zavislost pro LM3 . . . . .	27
2.4	Schéma experimentu po úpravě . . . . .	28
2.5	Kalibrace CMOS kamery . . . . .	29
3.1	Výstup CMOS kamery . . . . .	32
3.2	Proces zpracování . . . . .	33
3.3	JET 9 FFT pro P=70W . . . . .	33
3.4	JET9 69W . . . . .	35
3.5	Závislost frekvence na výkonu . . . . .	36
3.6	Frekvence rotace filamentů - okna . . . . .	37
3.7	Frekvence rotace filamentů - okna 3D . . . . .	38
4.1	Graf vlivu okolních JETů . . . . .	39
4.2	Závislost frekvence na výkonu pro JETy 2 a 9 . . . . .	41
4.3	Parazitní frekvence JET2 P=84W - 2D . . . . .	42

4.4	Parazitní frekvence JET2 P=84 W - 3D . . . . .	43
4.5	Spektrum a časová char. JET2 P=84 W . . . . .	44
4.6	Diagram skriptu main . . . . .	53
4.7	Diagram skriptu klasik . . . . .	54
4.8	Diagram skriptu detek . . . . .	55
4.9	Diagram skriptu detekall . . . . .	56
4.10	Frekvence JET9 P=65W - 2D . . . . .	57
4.11	Frekvence JET9 P=65W - 3D . . . . .	58
4.12	Spektrum a časová char. JET9 P=65W . . . . .	59
4.13	Spektrum a časová char. laseru . . . . .	60
4.14	Spektrum a časová char. laseru a RF zdroje . . . . .	61
4.15	Spektrum a časová char. laseru a reg. průtoku . . . . .	62
4.16	Spektrum a časová char. laseru a reg. průtoku . . . . .	63
4.17	Spektrum a časová char. JET2, ostatní vypnuté . . . . .	64



# Seznam tabulek

1.1	Příklad tabulkových hodnot indexu lomu . . . . .	4
1.2	Rozdělení plazmatu[7] . . . . .	12
1.3	Vlastnosti výbojů pro vytvoření netermálního plazmatu[7] . . . . .	12
4.1	Měření možného vlivu přístrojů na experiment . . . . .	45

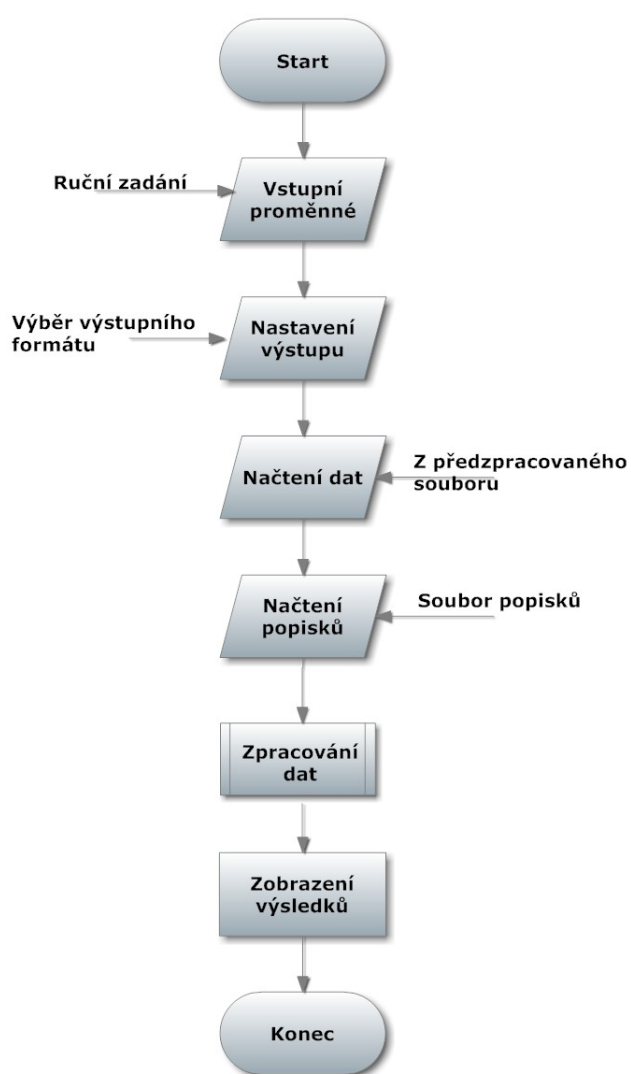
# Literatura

- [1] M. Born, E. Wolf *Principles of Optics* [online]. [cit.2013-08-25]  
URL: [〈http://archive.org/details/PrinciplesOfOptics〉](http://archive.org/details/PrinciplesOfOptics)
- [2] *Abel Transform* [online]. [cit.2013-08-25]  
URL: [〈http://mathworld.wolfram.com/AbelTransform.html〉](http://mathworld.wolfram.com/AbelTransform.html)
- [3] G. S. SPEAK, B.Sc., D.I.C., and D. J. WALTERS, B.Sc., A.Inst.P. *Optical Considerations and Limitations of the Schlieren Method* URL:  
[〈http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/arc/rm/2859.pdf〉](http://naca.central.cranfield.ac.uk/reports/arc/rm/2859.pdf)
- [4] Bar-Meir, Genick *Basics of Fluid Mechanics* [online] - Version 0.3.4.0 July 25, 2013  
[cit.2013-08-25]  
URL: [〈www.potto.org/downloads.php〉](http://www.potto.org/downloads.php)
- [5] C. Pringle, Y. Duguet and R.R. Kerswell *Highly symmetric travelling waves in pipe flow*  
[online] [cit.2013-08-25] URL:  
[〈http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/367/1888/457.full〉](http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/367/1888/457.full)
- [6] J. Kracík, J.B.Slavík a J.Tobiáš *Elektrické výboje* kap. 9. Jiskrový a korónový výboj r.1964 [cit.2013-08-25]
- [7] V. Nehra, A. Kumar, H.K. Dwiedi *Atmospheric Non-Thermal Plasma Sources* [online]  
[cit.2013-08-25] URL:  
[〈http://cscjournals.org/csc/manuscript/Journals/IJE/Volume2/Issue1/IJE-12.pdf〉](http://cscjournals.org/csc/manuscript/Journals/IJE/Volume2/Issue1/IJE-12.pdf)
- [8] Fusion Group of the Contemporary Physics Education Project *Physics of a Fundamental Energy Source* [online] [cit.2013-08-25] URL:  
[〈http://fusedweb.pppl.gov/CPEP/Images/CPEP-Fusion-2000-EN-Front.PDF〉](http://fusedweb.pppl.gov/CPEP/Images/CPEP-Fusion-2000-EN-Front.PDF)
- [9] R.Aldrich *Laser Fundamentals* [online] [cit.2013-08-25] URL:  
[〈http://www.fas.org/man/dod-101/navy/docs/laser/fundamentals.htm〉](http://www.fas.org/man/dod-101/navy/docs/laser/fundamentals.htm)
- [10] *PROPERTIES OF HELIUM-NEON LASERS* - výukové materiály University of California, Physics Department. [online] [cit.2013-08-25] URL:  
[〈http://web.physics.ucsb.edu/~phys128/experiments/laser/LaserFall106.pdf〉](http://web.physics.ucsb.edu/~phys128/experiments/laser/LaserFall106.pdf)

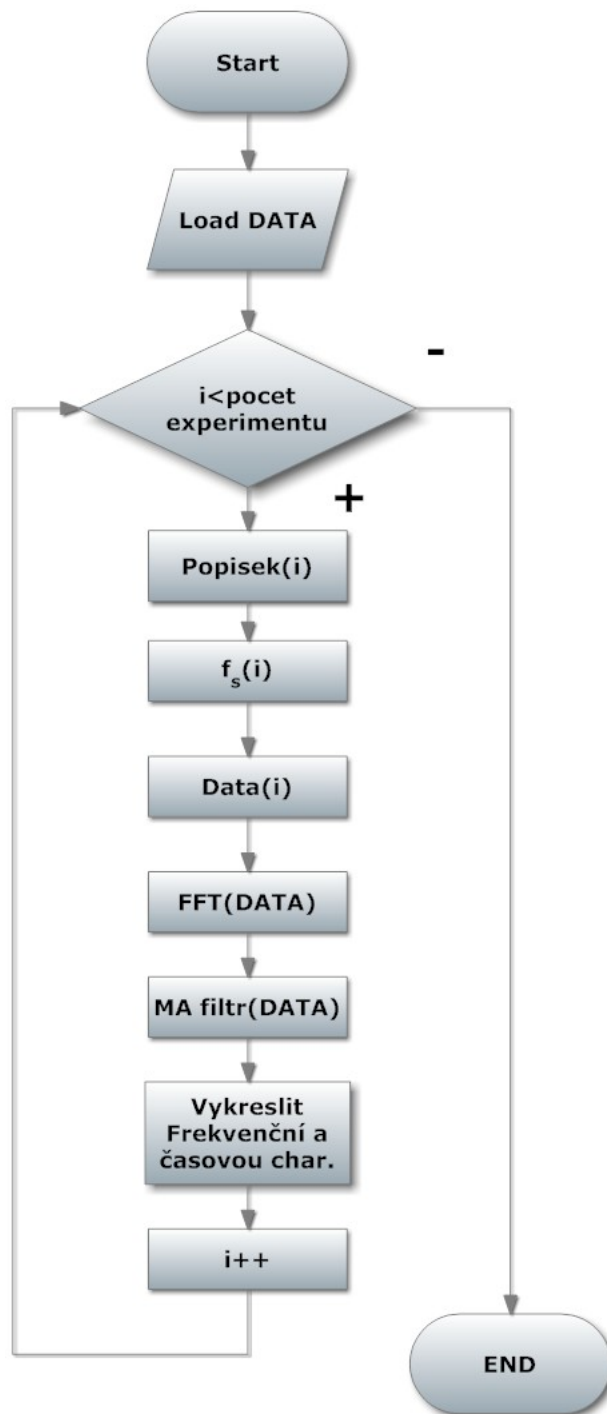
- [11] J. Schäfer, R. Foest, S. Reuter, T. Kewitz, J. Šperka, and K.-D. Weltmann *Laser schlieren deflectometry for temperature analysis of filamentary non-thermal atmospheric pressure plasma* [online]. Review of Scientific Instruments October 25 2012 [cit.2013-03-14]  
URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4761924>
- [12] J. Schäfer, R. Foest, A. Ohl and K.-D. Weltmann *Miniaturized non-thermal atmospheric pressure plasma jet-characterization of self-organized regimes* [online]. IOPscience November 11 2009 [cit.2013-03-14]  
URL: <http://iopscience.iop.org/0741-3335/51/12/124045>

# Přílohy

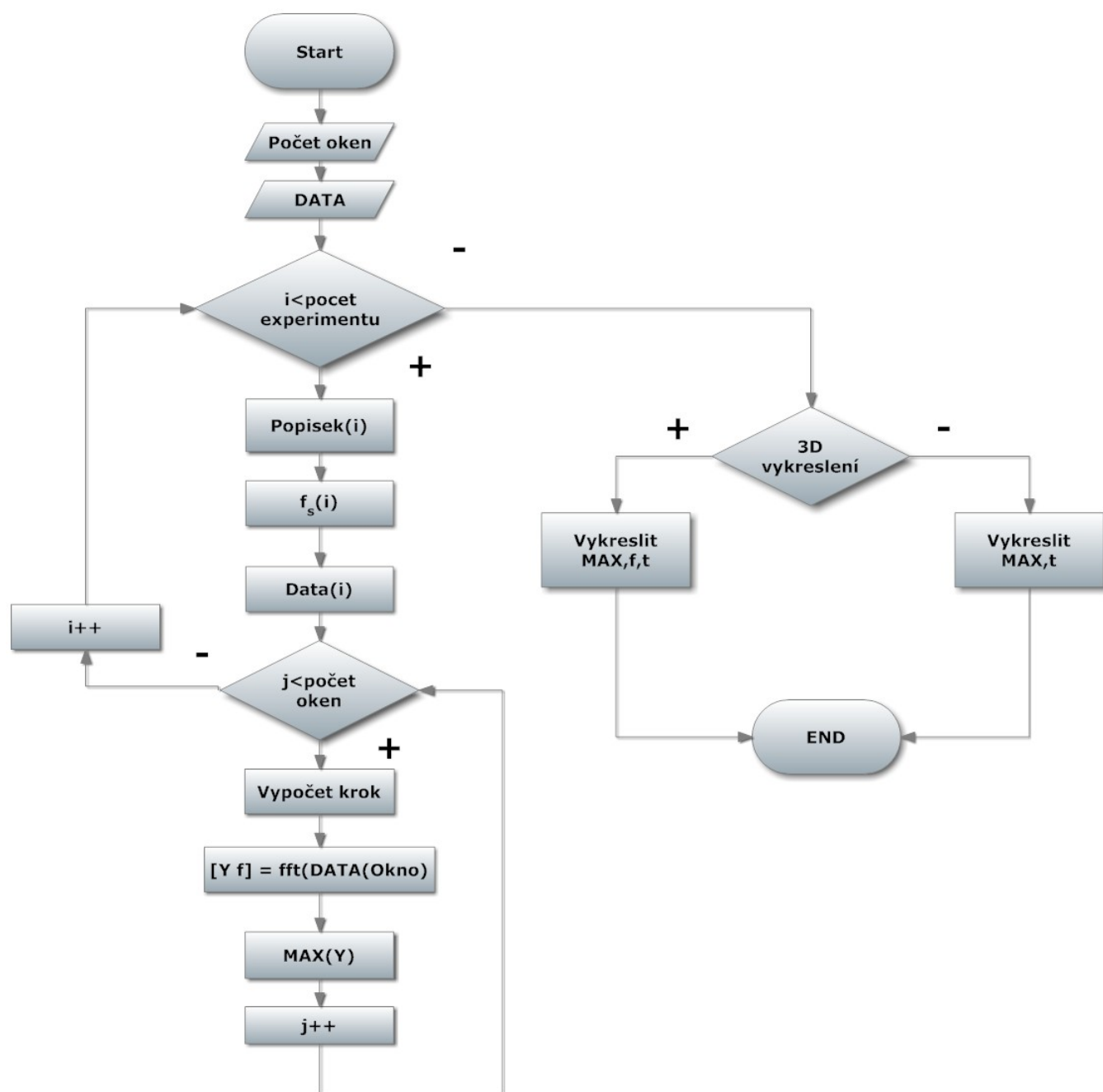
## Příloha č.1 - Schémata skriptů použitých pro analýzu dat



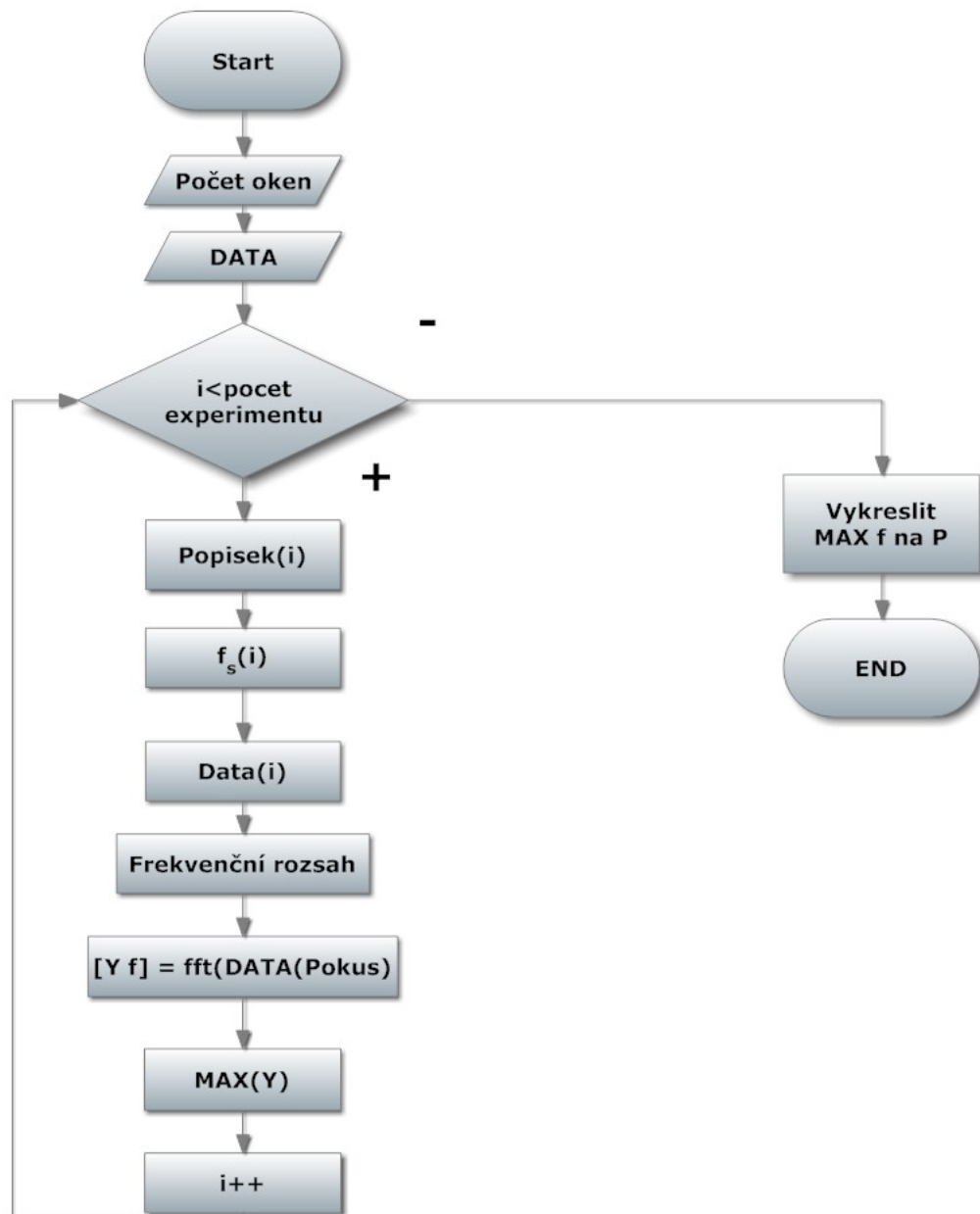
Obrázek 4.6: Diagram skriptu main



Obrázek 4.7: Diagram skriptu klasik pro výpočet fft a zobrazení pro jednotlivé signály.

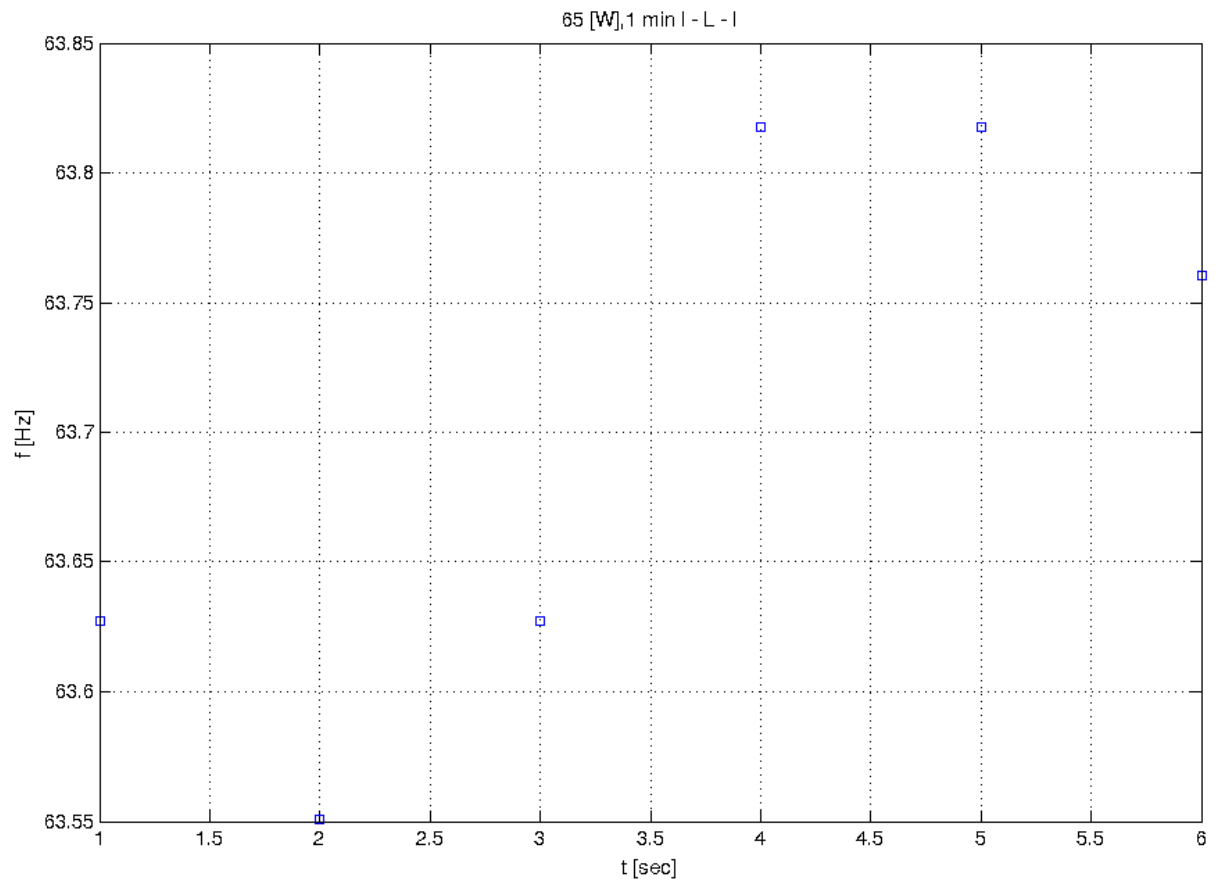


Obrázek 4.8: Diagram skriptu detek pro detekci maximální frekvence rotace filamentů v jednom signálu rozděleném na okna.



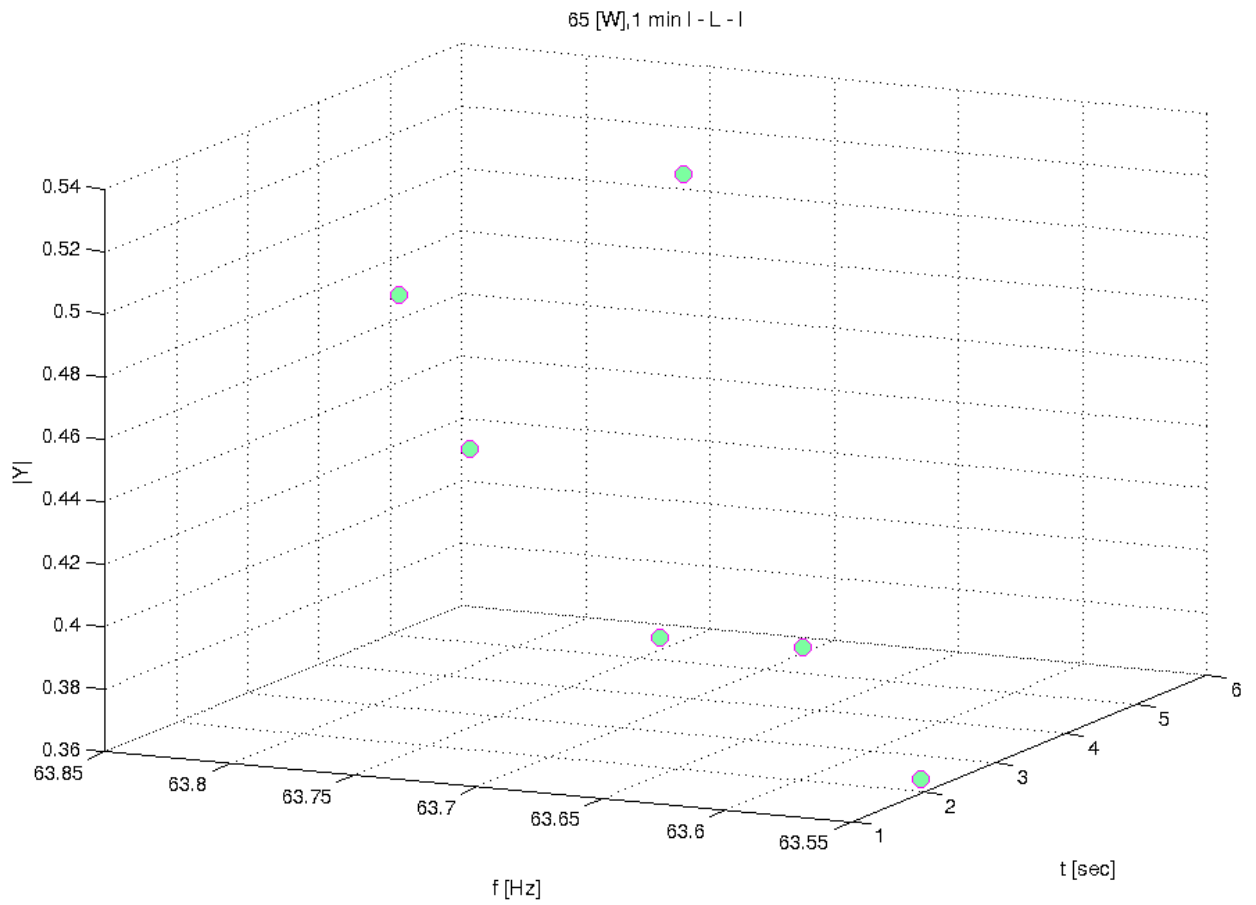
Obrázek 4.9: Diagram skriptu detekall, který detekuje frekvenci rotace filamentů v jednotlivých signálech celého pokusu a vykreslí ho do společného grafu.

## Příloha č.2 - Grafy pro porovnání frekvence - JET 9

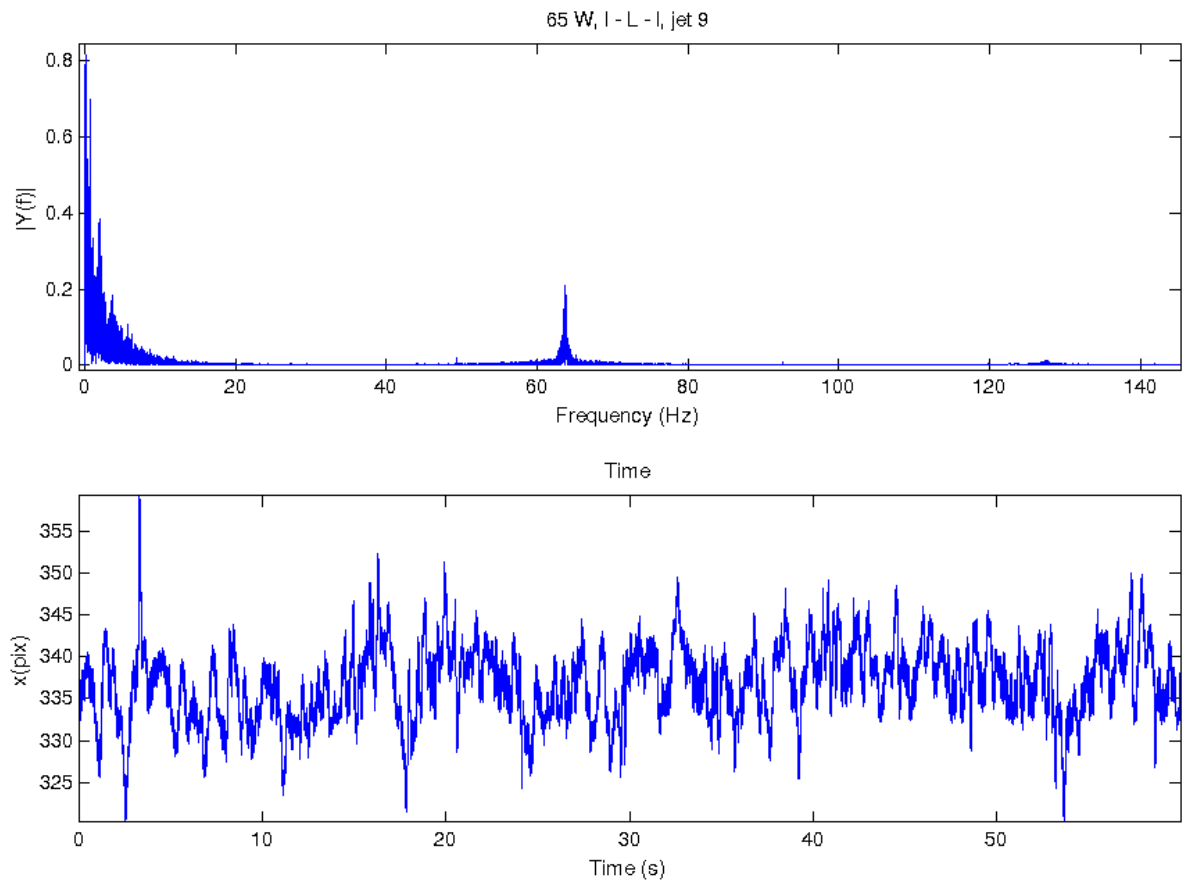


Obrázek 4.10: Frekvence rotace filamentů JET 9 P=65W - 2D zobrazení.



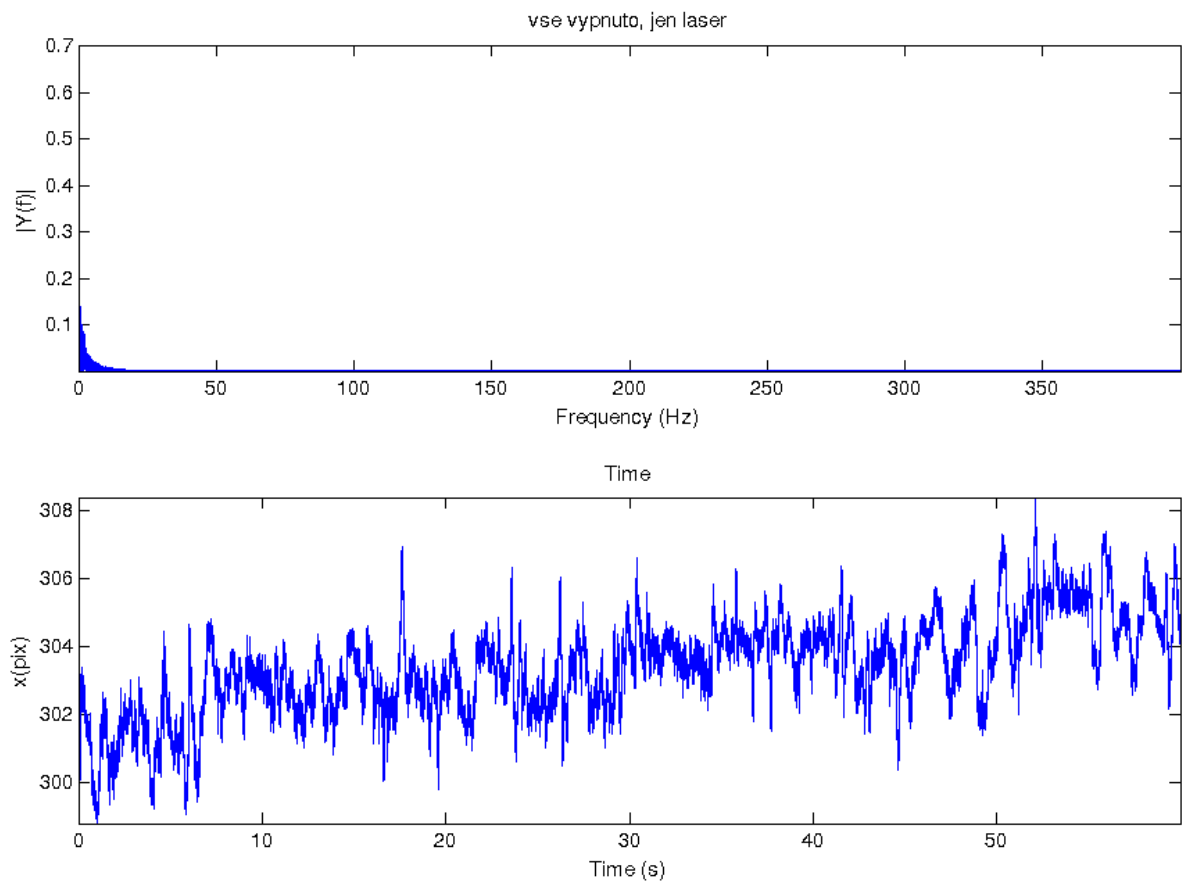


Obrázek 4.11: Frekvence rotace filamentů JET 9 P=65W - 3D zobrazení, kde je vidět frekvence v jednotlivých oknech a ve 3 rozměru je vidět amplituda.

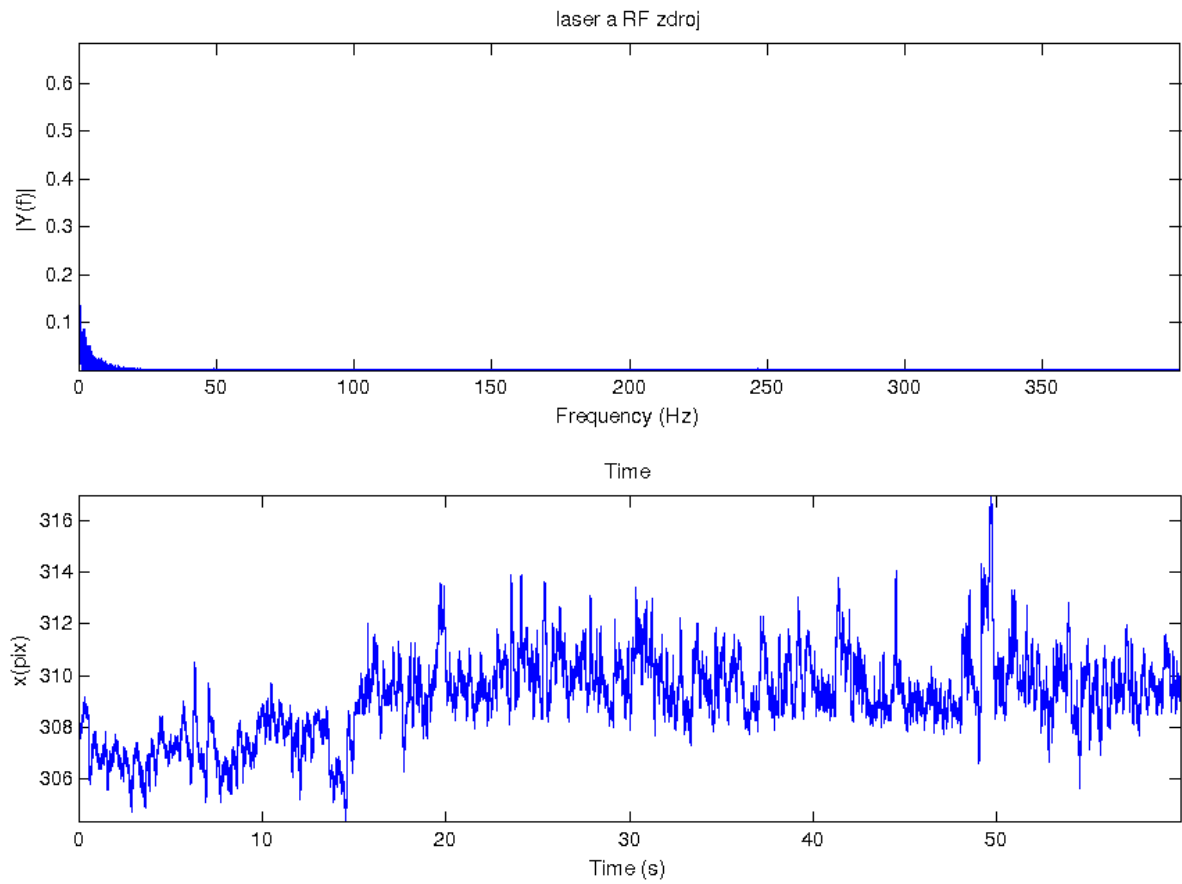


Obrázek 4.12: Spektrum s detailem frekvence rotace filamentu JET9 P=65W

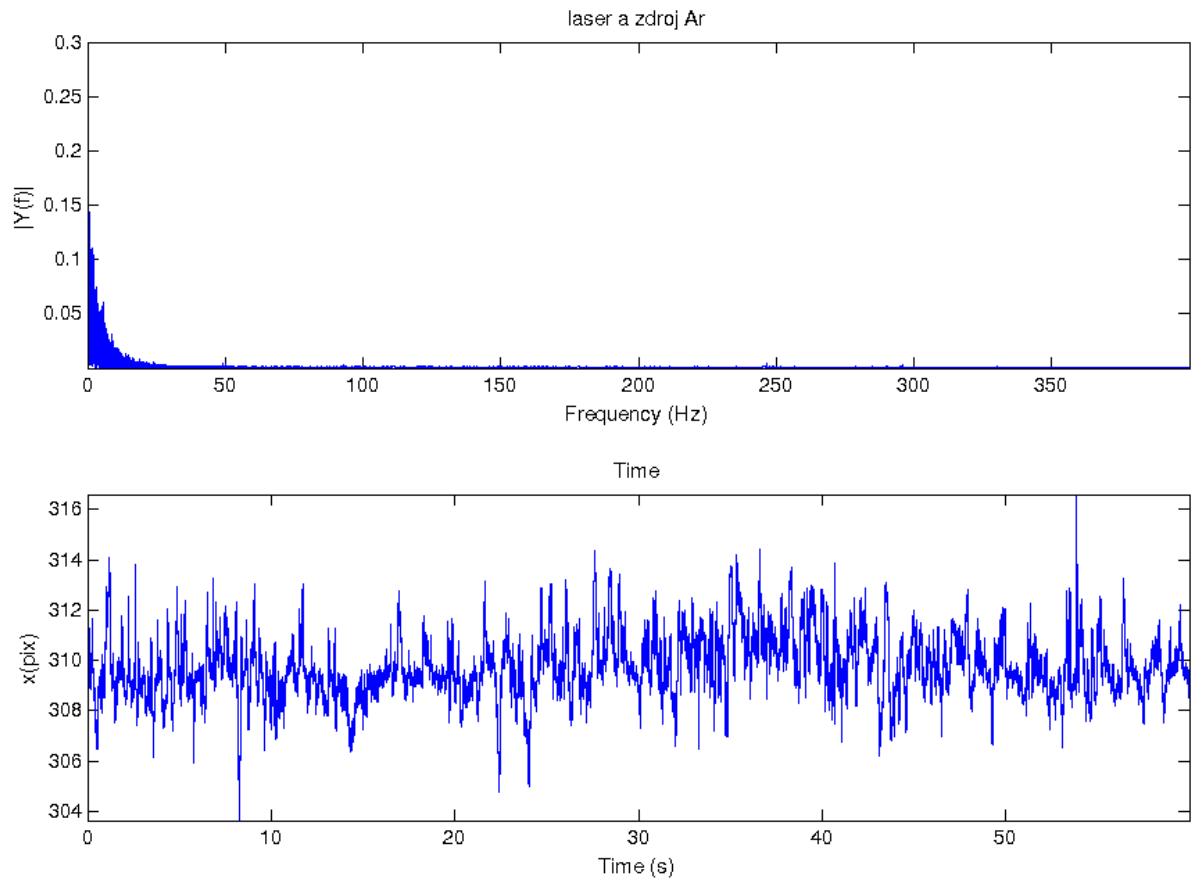
## Příloha č.3 - Měření vlivu přístrojů



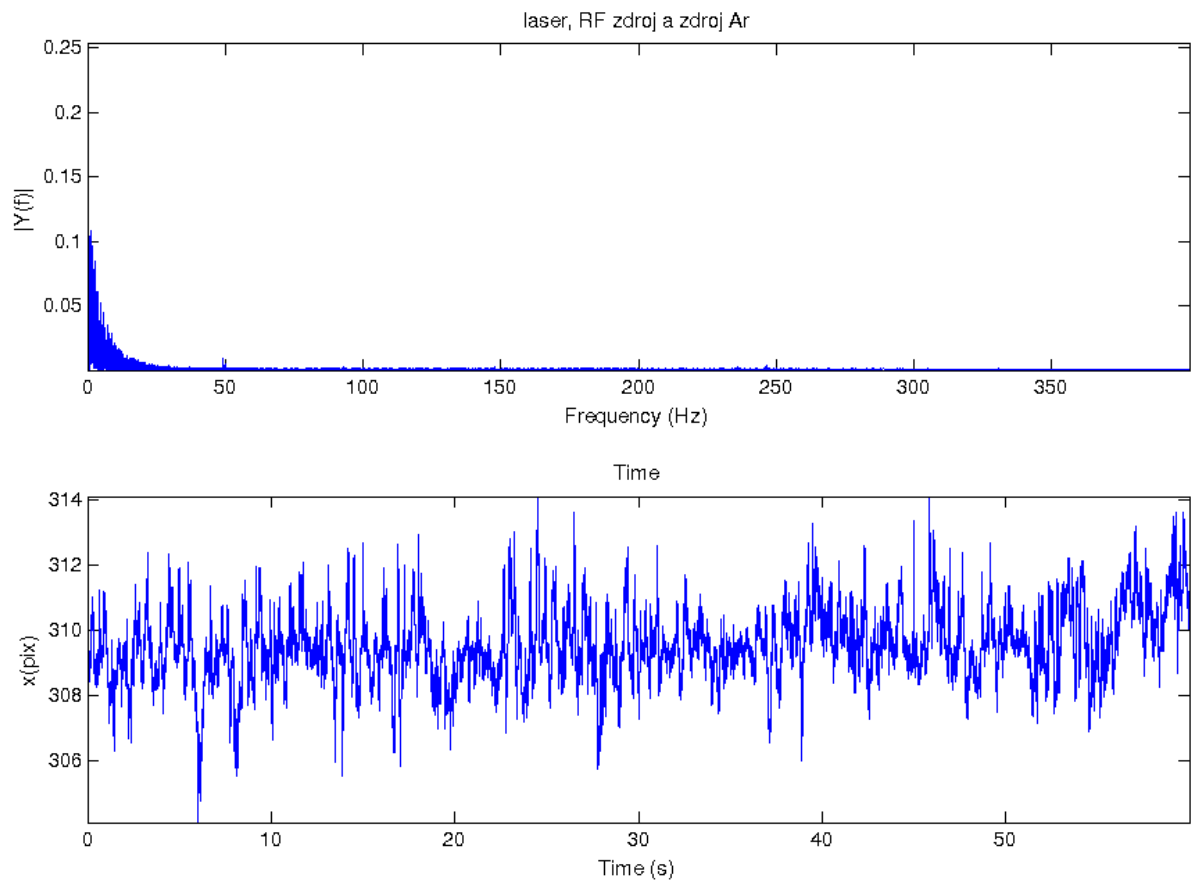
Obrázek 4.13: Spektrum, když je zapnutý jen laser (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj).



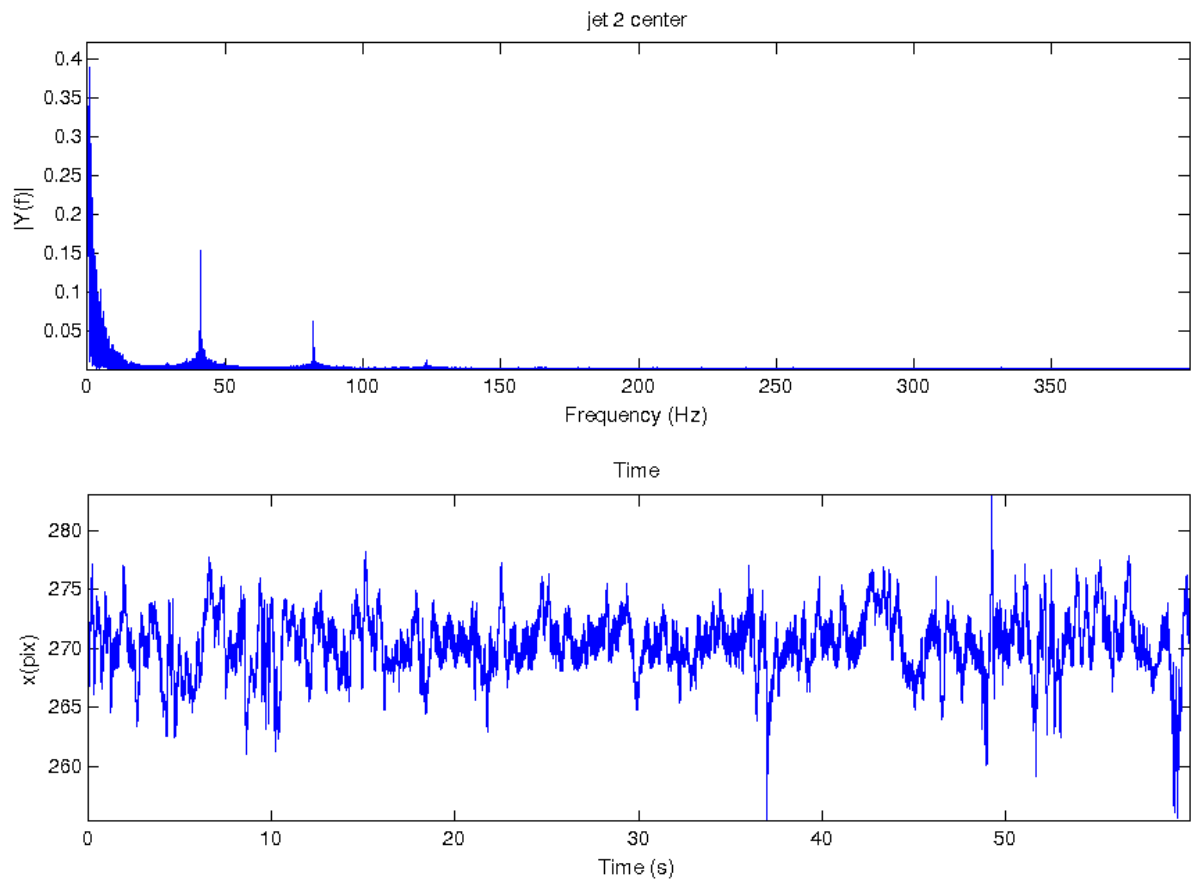
Obrázek 4.14: Spektrum, když je zapnutý laser a RF zdroj, kde je nastaveno  $P=70\text{W}$  (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj).



Obrázek 4.15: Spektrum, když je zapnutý laser a regulátor průtoku, kde je nastaveno  $Q=2,9\text{slm}$  (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj).



Obrázek 4.16: Spektrum, když je zapnutý laser, RF zdroj a regulátor průtoku, kde je nastaveno  $P=70\text{W}$   $Q=3\text{sml}$  (Pozn. v laboratoři jede odsávání, není zapálený výboj).



Obrázek 4.17: Spektrum a časová char. JETu 2, když v ostatních není zapálený výboj a jsou přiškrcené přítoky do ostatních JETů.