



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV VÝKONOVÉ ELEKTROTECHNIKY A ELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF POWER ELECTRICAL AND ELECTRONIC ENGINEERING

ČASOVĚ ROZLIŠENÁ DIAGNOSTIKA ELEKTRICKÉHO OBLOUKU

TIME RESOLVED DIAGNOSTICS OF AN ELECTRIC ARC

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Tomáš Gazárek

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Mgr. Petr Kloc, Ph.D.

BRNO 2018



Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika**

Ústav výkonové elektrotechniky a elektroniky

Student: Tomáš Gazárek

ID: 37613

Ročník: 3

Akademický rok: 2017/18

NÁZEV TÉMATU:

Časově rozlišená diagnostika elektrického oblouku

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Upravte experimentální komoru pro měření optických spekter ve vybraných bodech.
2. Proveďte opakovaná měření s použitím vysokorychlostní kamery a spektrografu.
3. Měření vyhodnoťte s ohledem na okamžitý tvar elektrického oblouku.
4. Pokuste se statisticky vyhodnotit vývoj teploty a složení plasmatu uvnitř oblouku.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] GRIEM, Hans R. Plasma Spectroscopy. New York: McGraw-Hill Book, 1964.

[2] RAJZER, Jurij Petrovič. Gas discharge physics. 1st edition 1991, corrected 2nd printing 1997. Berlin: Springer, 1991. ISBN 978-3-642-64760-4.

[3] FANTZ, U. Basics of plasma spectroscopy. Plasma Sources Science and Technology [online]. 2006, 15(4), S137-S147 [cit. 2016-10-24]. DOI: 10.1088/0963-0252/15/4/S01. ISSN 0963-0252.

Termín zadání: 5.2.2018

Termín odevzdání: 28.5.2018

Vedoucí práce: Mgr. Petr Kloc, Ph.D.

Konzultant:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Bakalářská práce je zaměřena na studium procesů v plazmatu elektrického oblouku. První část se zabývá základy teorie plazmatu a teorií měření metodou optické emisní spektroskopie. Druhá část popisuje praktické měření a obsahuje analýzu dosažených výsledků.

KLÍČOVÁ SLOVA

plazma, optická emisní spektroskopie, měření, analýza

ABSTRACT

The bachelor thesis is focused on study of an electric arc. The first part deals with introduction to basics of plasma theory and measurement method of optical emission spectroscopy. The second part describes practical measurement and includes analysis of measurement data.

KEYWORDS

plasma, optical emission spectroscopy, measurement, analysis

GAZÁREK, Tomáš. *Časově rozlišená diagnostika elektrického oblouku*. Brno, 2018, 51 s. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav výkonové elektrotechniky a elektroniky. Vedoucí práce: Mgr. Petr Kloc, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Časově rozlišená diagnostika elektrického oblouku“ jsem vypracoval(a) samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor(ka) uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil(a) autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl(a) nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom(a) následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

podpis autora(-ky)

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu diplomové práce panu Mgr.Petru Klocovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci.

Brno

.....

podpis autora(-ky)

OBSAH

Úvod	10
1 TEORIE PLAZMATU	11
1.1 Kritéria plazmatu	11
1.2 Parametry plazmatu	11
1.2.1 Stupeň ionizace	11
1.2.2 Debyeova stínící délka	12
1.2.3 Plazmová frekvence	12
1.2.4 Plazmový parametr	12
1.3 Základní rozdělení plazmatu	13
1.4 Záření plazmatu	13
1.4.1 Čárové záření	15
1.4.2 Spojité záření	15
1.5 Rovnovážný stav	15
1.5.1 Termodynamická teplota	16
1.5.2 Termodynamická rovnováha	16
1.5.3 Lokální termodynamická rovnováha	17
1.6 Elektrické výboje	18
1.6.1 Rozdělení elektrických výbojů	18
1.7 Normální rozdělení	20
2 OPTICKÁ EMISNÍ SPEKTROSKOPIE	22
2.1 Spektrum	22
2.1.1 Absorpce a emise	22
2.1.2 Spektrální čára	23
2.1.3 Zpracování dat	24
2.1.4 Výpočet teploty z poměrné intenzity	24
2.1.5 Výpočet teploty pomocí pyrometrické přímky	26
2.2 Spektrograf	27
3 MĚŘENÍ	29
3.1 Měřicí pracoviště	29
3.1.1 Seznam přístrojů	32
3.2 Zpracování dat z měření	32
4 ANALÝZA A VÝPOČTY	36
4.1 Složení plazmatu měřeného výboje	36
4.2 Ukázka výpočtu termodynamické teploty	38

4.3 Výstup zpracování dat měření	40
5 ZÁVĚR	44
Literatura	46
Seznam symbolů, veličin a zkratk	48
Seznam příloh	50
A Obsah přiloženého CD	51

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Energetické stavy ve vodíku.	14
1.2	Voltampérová charakteristika elektrického výboje.	19
1.3	Rozložení inteligence v populaci podle Gaussovy křivky	21
2.1	Spojité spektrum.	23
2.2	Absorpční spektrum.	23
2.3	Emisní spektrum.	23
2.4	Ukázka záznamu spekter a identifikace jednotlivých spektrálních čar .	24
2.5	Ukázka pracovní pyrometrické přímky.	26
2.6	Schématické znázornění komponentů spektrografu.	27
2.7	Typický čip CCD kamery (fotoelektrický senzor).	28
3.1	$f(K(\lambda))$, BV	33
3.2	$f(K(\lambda))$, BU	33
3.3	Spektrum po korekci	34
3.4	Závislost citlivosti CCD čipu na vlnové délce.	35
4.1	Základní identifikace, spektrograf BU	36
4.2	Základní identifikace, spektrograf BV	37
4.3	Soubor měřených charakteristik	42

SEZNAM TABULEK

3.1	Laboratorní podmínky	29
3.2	Nastavení příkonových parametrů	29
3.3	Nastavení spektrografů	30
3.4	Nastavení ISpeed 726 R	30
4.1	Přehled identifikovaných prvků, rozsah (380-870) nm, část 1/2	37
4.2	Přehled identifikovaných prvků, rozsah (380-870) nm, část 2/2	38
4.3	Vyjádření úspěšnosti identifikace (id.) spektrálních čar	38
4.4	Tabulka s daty pro výpočet termodynamické teploty, část 1/2	38
4.5	Tabulka s daty pro výpočet termodynamické teploty, část 2/2	39
4.6	Potřebná data z výstupu funkce LINREGRESE	40
4.7	Vývin termodynamické teploty elektronů v plazmatu	43

ÚVOD

Diagnostika plazmatu s pomocí optické emisní spektroskopie, patří mezi základní diagnostické metody moderní vědy. Přestože je používána několik dekad, během nichž vznikly databáze mnoha pozorovaných i teoretických spekter záření, nelze analýzu dat, ani vlastní měření nikdy bagatelizovat. Úroveň vědomostí a praktické zkušenosti, vlastní laboratorní konfigurace, citlivost přístrojů, používaný software a v neposlední řadě schopnost extrahování a práce s makrodaty, to vše jsou jedny z hlavních faktorů ovlivňující výslednou analýzu každého laboranta.

Aby bylo možné navrhovat a konstruovat účinné elektrické přístroje, je vhodné mít v zásobě co možná nejširší škálu analytických metod k zjištění reálného stavu řešeného problému. Metoda optické emisní spektroskopie aplikovaná na diagnostiku základních parametrů plazmatu elektrického oblouku je dobrým vstupem pro každého, kdo se v budoucnu vývojem a konstrukcí elektrických přístrojů a systémů bude zabývat. Tato bakalářská práce obsahuje soubor základních znalostí a dovedností potřebných k určení dynamických charakteristik plazmatu v elektrickém oblouku pomocí optické emisní spektroskopie. Výsledkem je dynamická charakteristika vývoje teploty plazmatu v elektrickém oblouku.

1 TEORIE PLAZMATU

Zahříváním látky dosáhneme jejího plynného skupenství. Pokud v zahřívání pokračujeme, začnou se v plynu generovat volné elektrony (odtržením z atomu, nebo při roztržení molekul). Generací volných elektronů a jejich další interakcí vznikají kladné a záporné ionty, plyn je ionizován = **stává se elektricky vodivým**. Plazma je definováno jako vysoce ionizovaný, kvazineutrální plyn, vykazující kolektivní chování. Kvazineutralitou se rozumí přibližně vyrovnané koncentrace kladně a záporně nabitých částic v plazmatu, které se navenek jeví kompaktně neutrální. Udržme si představu plazmatu jako kompaktní materie, pokud je tento celek schopen utvářet globální elektrická a magnetická pole a na tyto pole jako celek reagovat, hovoříme o kolektivním chování.

1.1 Kritéria plazmatu

Pro definici plazmatu, resp. pro udržení plazmatu jako fyzikálního stavu je třeba definovat následující kritéria:

- Rozměr systému L musí být řádově větší, než je délka elektrostatického odstínění λ_D , tzv. Debyova délka ($L \gg \lambda_D$).
- Počet nabitých částic v prostoru Debyovy délky - N_D , musí být dostatečný k zajištění stínění ($N_D \gg 1$).
- Aby se plyn dal považovat za plazma a ne za neutrální plyn, musí být frekvence elektronových flukтуаčních oscilací plazmatu, tzv. plazmová frekvence podstatně větší, než srážková frekvence. Tedy ($\omega_p \cdot \tau > 1$, kde ω_p je plazmová frekvence a τ je střední doba mezi srážkami).

1.2 Parametry plazmatu

1.2.1 Stupeň ionizace

Jedná se o jeden z nejdůležitějších parametrů plazmatu, závisí na teplotě a definuje se jako poměr počtu ionizovaných částic k celkovému počtu částic. Pokud počet ionizovaných částic převažuje nad počtem částic neutrálních, jedná se o **silně ionizované plazma**, pokud je naopak koncentrace ionizovaných částic zanedbatelně malá, hovoříme o **slabě ionizovaném plazmatu**. Stupeň ionizace lze za předpokladu rovnovážného stavu spočítat pomocí Sahovy rovnice

$$\frac{n_i}{n_n} = 2,405 \cdot 10^{21} \cdot \frac{T_p^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{U_i}{kT}}}{n_i} \quad (1.1)$$

kde λ_D je hustota iontů, n_n je hustota neutrálních částic, T_p termodynamická teplota plazmatu, U_i ionizační energie a k Boltzmannova konstanta. [1]

1.2.2 Debyeova stínící délka

Coulombův zákon popisuje velikost síly mezi dvěma bodovými náboji, stanovuje velikost této síly jako přímou úměru součinu jejich velikostí a nepřímou úměru druhé mocnině jejich vzdálenosti. Soubor nabitých částic v plazmatu na sebe těmito silami vzájemně působí. Navenek se jeví jako neutrální, pokud se ale v blízkosti ocitne místní nábojová porucha, její vliv je odstiňován okolními náboji a potenciál klesá exponenciálně se vzdáleností. Parametrem plazmatu, který charakterizuje tento exponenciální zákon, se nazývá Debyeova délka. Debyeovu délku vypočteme ze vztahu

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k \cdot T}{4\pi \cdot e^2}} \quad (1.2)$$

kde λ_D je Debyeova délka, k Boltzmannova konstanta, T termodynamická teplota a e je elementární náboj elektronu. [4]

1.2.3 Plazmová frekvence

Částice v plazmatu přirozeně oscilují na tzv. plazmové frekvenci. Plazmová frekvence elektronů (pro plazma typická), bývá v rozsahu radiových, nebo optických frekvencí. V kritériích jsme si uvedli podmínku pro definici plazmatu, zjednodušeně lze interpretovat, pokud oscilace částic v plynu převažují nad srážkami s neutrálními částicemi, jedná se o plazma. Pro výpočet plazmové frekvence ve studeném plazmatu platí vztah

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m_e}} \quad (1.3)$$

kde ω_p je plazmová frekvence, N koncentrace elektronů, e elementární náboj elektronu, m_e hmotnost elektronu a ε_0 permitivita vakua. Roste-li tedy koncentrace stejně nabitých částic N , roste i plazmová frekvence ω_p . [2, 5]

Pokud budeme zvyšovat teplotu plazmatu, dochází k posílení ionizace, resp. zvýšení koncentrace stejně nabitých částic N (uvažujme elektrony) a tím i k nárůstu plazmové frekvence. Obecně lze tedy říci, že plazmová frekvence stejného druhu plazmatu, je vzhledem ke koncentraci volných elektronů vyšší, než plazmová frekvence téhož plazmatu s nižší teplotou.

1.2.4 Plazmový parametr

Pokud by se v oblasti stínění (Debyeova sféra = koule o poloměru λ_D) nenacházel dostatečný počet nabitých částic zaručujících stínění, mechanismus by selhal.

Plazmovým parametrem N_D je počet částic (nebo jeho násobek) v Debyeově sféře. Za předpokladu dostatečného množství částic k zajištění stínění, viz. druhé kritérium definice plazmatu ($N_D \gg 1$) [2, 5]. Dosáhneme výpočet rovnici

$$N_D = N \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \lambda_D^3 \quad (1.4)$$

kde N_D je plazmový parametr, N koncentrace nabitých nosičů, λ_D Debyeova stínící délka. [4]

1.3 Základní rozdělení plazmatu

Plazma se dá rozdělit dle mnoha faktorů, uveďme si například dělení dle tlaku, na vysokotlaké a nízkotlaké plazma, nebo dle teploty na vysokoteplotní a nízkoteplotní plazma, dále slabě a silně ionizované plazma, atd.. Pro naše potřeby (stanovení teploty plazmatu) postačí dělení dle teploty jednotlivých částic, na plazma **isotermické** a **neisotermické**. V izotermickém plazmatu mají všechny typy částic stejnou teplotu, což bývá obvykle spojeno s vysokou teplotou plazmatu (není to podmínkou). V neisotermickém plazmatu teplota elektronů převažuje nad teplotou ostatních částic.

Pro diagnostiku plazmatu v obloukovém výboji předpokládejme, že se jedná o plazma vysokoteplotní - isotermické.

1.4 Záření plazmatu

Záření (radiace) je obecně elektromagnetické vlnění, které představuje vzájemné přeměny elektrické a magnetické složky pole. Jedná se o příčné vlnění (obě složky jsou vzájemně kolmé a zároveň kolmé ke směru šíření) a právě díky tomu nám ho umožňuje jednoznačně charakterizovat intenzitou a frekvencí, resp. intenzitou a vlnovou délkou. Vyjádřeno vztahem

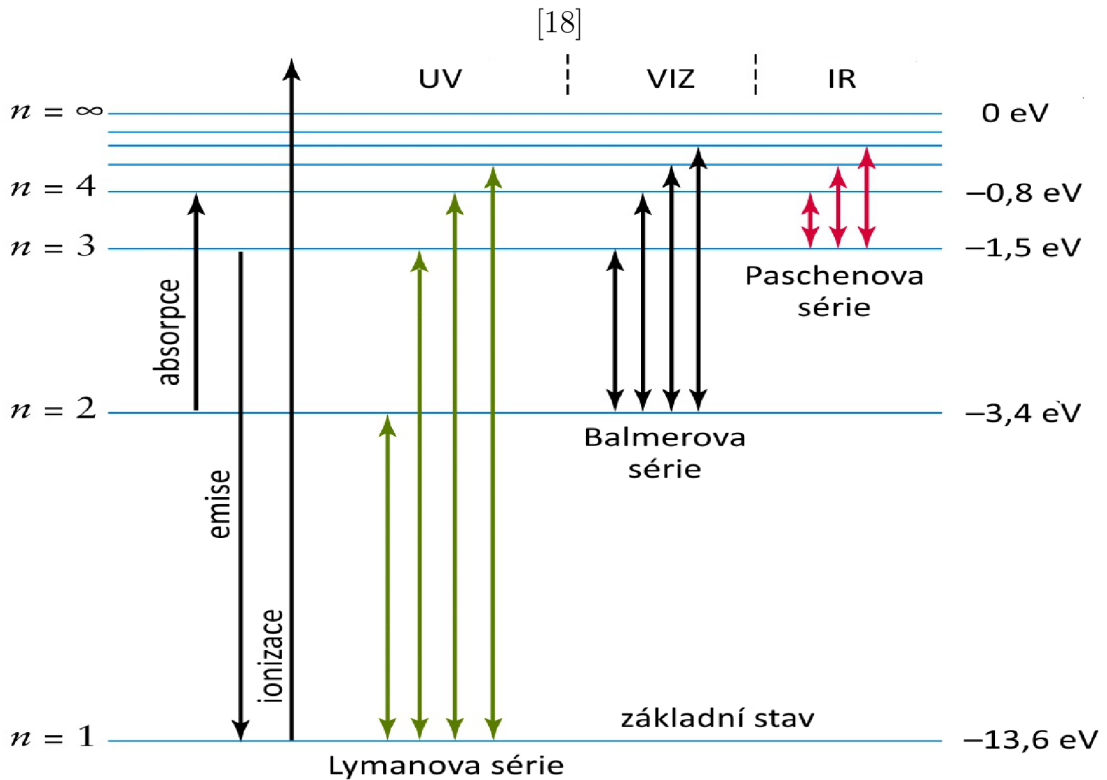
$$\lambda \cdot \nu = \frac{c}{n} \quad (1.5)$$

kde λ je vlnová délka, ν frekvence, c rychlost světla a n index lomu. Index lomu vzduchu při atmosférickém tlaku je roven přibližně jedné.

Pomocí kvantové mechaniky se lze na záření podívat jako na soubor fotonů, jejichž energii vyjadřuje rovnice

$$E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (1.6)$$

kde E je energie, h Planckova konstanta, ν frekvence, c rychlost světla a λ vlnová délka.



Obr. 1.1: Energetické stavy ve vodíku.

[18]

Vezmeme-li v potaz zákon zachování energie, plyne z rovnice 1.6 vztah mezi energií záření a jeho vlnovou délkou. Nepřímou úměru lze shrnout větou, čím větší je energie záření, tím kratší je jeho vlnová délka.

Záření vzniká při změně energetických stavů částic. Procesů jak těchto změn dosáhnout je mnoho (srážky částic, rekombinace elektronů, roztržení molekul, atd.), to nám dává k dispozici celou škálu vlnových délek. Tak jako každý z těchto dějů je jedinečný, tak i jemu příslušející vlnová délka. Na obrázku 1.1 vidíme znázornění energetických stavů ve vodíku. Nalevo je hlavní kvantové číslo n , napravo jemu odpovídající energie elektronu v elektronvoltech. Spektrální čáry vznikají přeskokem elektronu mezi dvěma hladinami a vytvářejí tzv. série, z nichž jsou tři znázorněny na tomto obrázku.

Přechody mezi energetickými stavy částic jsou zprostředkovávány většinou elektrony a energie potřebná k jejich emisi, případně absorpci je úměrná parametrům záření. Vyjádřeno vztahem 1.7 [6]

$$E_f - E_i = \Delta E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (1.7)$$

kde h je Planckova konstanta, ν frekvence, c rychlost světla a λ vlnová délka.

Konfigurace atomu a mechanismus srážky umožňují vznik dvou druhů záření, jedná se o záření **čárové** a záření **spojité**.

1.4.1 Čárové záření

Čárové záření může nabývat pouze diskretních hodnot, způsobují to diskretní energetické hladiny v nichž jsou vázány elektrony. Z tohoto důvodu plazma vyzařuje čárové záření pouze pokud se v ní vyskytují vázané elektrony.

Z praktického hlediska uvažujeme pro každý prvek pouze určitý počet změn energií (málo pravděpodobné přechody zanedbáváme) a k nim odpovídající záření s vlastní vlnovou délkou. Z tohoto souboru záření prvku se jich obvykle i několik nachází ve viditelném spektru normovaného pozorovatele (380 nm - 780 nm).

Spektrální čára je zatížena určitou statistickou pravděpodobností, což způsobuje, že má svou konečnou šířku. Šířka spektrální čáry může být ovlivněna i jinými jevy, mezi nejznámější rozšíření spektrální čáry patří *Dopplerovo rozšíření*, ve kterém je zachycena změna frekvence záření při pohybu zdroje vzhledem k pozorovateli. Z dalších jmenujme například *Starkovo rozšíření*, uplatňující se u vyšších koncentrací částic v plazmatu, nebo *Zeemanovo rozšíření*. Tyto jevy jsou schopny způsobovat různé posuny spektrální čáry, vzhledem k situaci je tedy třeba provádět korekce, aby nedošlo k dezinterpretaci dat při diagnostice. [6]

1.4.2 Spojité záření

Na rozdíl od diskretního záření složitějších částic, volný elektron má energii úměrnou jeho rychlosti. Rychlost elektronu může nabývat libovolných spojitých hodnot, při změně energetického stavu elektronu (vyvolané srážkou, samovolnou rekombinací, vlivem Coulombova pole kladných částic, brzdnými procesy, fotorekombinací, atd.), resp. změně kinetické energie elektronu, vzniká záření spojité.

1.5 Rovnovážný stav

Pokud sloučíme dva systémy sestavené z různých druhů částic rozdílných teplot, s časovým průběhem mezi nimi dojde ke srážkám, dochází tak k přenosům energií. Kolizní proces částic pokračuje, až vznikne systém jeden, skládající se z různých druhů částic o stejné teplotě, s vlastní rychlostí, tzv. rovnovážný stav.

1.5.1 Termodynamická teplota

V plynu ve stavu **tepelné rovnováhy**, se nachází velké množství částic všech rychlostí. Rozdělení těchto rychlostí popisuje *Maxwellovo rozdělení*. Šířka *Maxwellova rozdělení* (rozděluje rychlost částic v plynu) je charakterizována konstantou T , termodynamickou teplotou. Pokud bychom odvozovali střední kinetickou energii částic E_{st} (viz. [2]), dostaneme se k obecnému vyjádření ve tvaru

$$E_{st} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T \quad (1.8)$$

kde E_{st} je střední kinetická energie částic na jeden stupeň volnosti, k je Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota.

Mezi E_{st} a T je tak úzký vztah, že je ve fyzice plazmatu udávána teplota v jednotkách energie, ta odpovídá hodnotě $k \cdot T$. Převodní vztah udávají vzorce 1.9 a 1.10.

$$k \cdot T = 1eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J \quad (1.9)$$

$$T = 1eV = \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 11600K \quad (1.10)$$

Pokud by nastala situace, že frekvence srážek mezi samotnými elektrony a frekvence srážek mezi samotnými ionty je větší, než frekvence srážek mezi ionty a elektrony, pak může nastat stav, kdy má každý druh částice jiné *Maxwellovo rozdělení* a tudíž i jinou teplotu, každý ve své vlastní rovnováze.

Než přejdeme k dalším předpokladům, uvědomme si, že i když je energie částic relativně velká, nemusí být tepelná kapacita plazmatu ohromující. Například v zářivkách je hustota částic daleko menší než za běžných atmosferických podmínek a na omak se trubice jeví jako relativně chladná. [2]

1.5.2 Termodynamická rovnováha

Termodynamická rovnováha plazmatu je stav, kdy je energie rovnoměrně rozdělena mezi všemi složkami. Za tohoto předpokladu platí:

Intenzita (hustota zářivého toku) závisí pouze na vlnové délce a teplotě (vztah popisuje Planckův zákon).

$$dI = \frac{\hbar}{4\pi \cdot c^2} \cdot \frac{\omega^3}{e^{\frac{\hbar \cdot \omega}{k \cdot T}} - 1} d\omega \quad (1.11)$$

kde I je intenzita záření, \hbar redukovaná Planckova konstanta, c rychlost světla ve vakuu, ω úhlová frekvence záření, k Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota.

Vlnovou délku s největší intenzitou popisuje posunovací zákon (Wienův zákon).

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (1.12)$$

kde b je Wienova konstanta ($\sim 2,898 \text{ nmK}$), T termodynamická teplota, λ_{max} vlnová délka maxima spektrální hustoty vyzařování.

Celkové množství záření v objemové jednotce je funkcí teploty (Stephanův zákon)

$$E = s \cdot T^4 \quad (1.13)$$

kde s je Stefanova konstanta, T termodynamická teplota, E celkové množství záření.

Buzení atomů je dáno Boltzmannovou rovnicí ve tvaru

$$\frac{N_k}{N_i} = \frac{g_k}{g_i} \cdot e^{\frac{-\Delta E}{k \cdot T}} \quad (1.14)$$

kde $N_{k,i}$ je počet atomů vybuzených do k,i kvantových stavů, $g_{k,i}$ statistická váha, ΔE rozdíl energií mezi hladinou k a i , k Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota.

Stupeň ionizace, resp. počet atomů prvku v různých stupních ionizace určuje Sahova rovnice

$$\frac{n_i}{n_n} = 2,405 \cdot 10^{21} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{n_i} \cdot e^{\frac{-U}{k \cdot T}} \quad (1.15)$$

kde n_i je počet iontů v objemové jednotce, n_n počet neionizovaných částic v objemové jednotce (pozn. $n_{total} = n_i + n_n$), T termodynamická teplota, k Boltzmannova konstanta a U ionizační energie.

Termodynamická rovnováha platí pro absolutně černé těleso a přibližuje se k ní plazma ve středech hvězd, kde je gradient teploty nulový a intenzita ve všech směrech stejná. [1]

1.5.3 Lokální termodynamická rovnováha

Je jasné, že vzhledem k četnosti výskytu termodynamické rovnováhy ve vesmíru, bychom nemohli čerpat výhod odvozených vztahů pro jiné aplikace, než zkoumání středů hvězd. Proto byl zaveden pojem *lokální termodynamická rovnováha* (LTE), kdy v globálním měřítku se některé klíčové parametry měnit pozvolna mohou, ale v malém okolí každého bodu zůstává termodynamická rovnováha zachována. Pokud tedy použijeme předpoklad LTE, můžeme využít výše uvedených vztahů platných pro termodynamickou rovnováhu, vyjma rovnice 1.11, jejíž tvar platí pouze pro absolutně černé těleso. Pro jiná tělesa, než jsou absolutně černá, platí vztahová funkce na rovnici 1.11 založená.

Pro záření plazmatu při LTE lze použít předpokladu rovnoměrně rozdělené energie (alespoň mezi jeden druh částic). Vztahy 1.11 - Planckův zákon, 1.12 - Wienův zákon a 1.13 - Stephanův zákon nelze použít. Nahrazuje je Kirchhoffův zákon, který vyjadřuje poměr emise k absorpci jako Planckovu funkci

$$Planck(\nu) = \frac{emise(\nu)}{absorpce(\nu)} \quad (1.16)$$

kde ν je frekvence.

Buzení atomů vyjádřené vztahem 1.14 - **Boltzmannova rovnice** a stupeň ionizace atomů dán vztahem 1.15 - **Sahova rovnice**, zůstávají při LTE zachovány. Jak moc byl předpoklad LTE splněn, nám ukážou výsledky měření.

1.6 Elektrické výboje

Elektrický výboj jako fyzikální jev vzniká průchodem elektrického proudu plynem, ten je ionizován srážkovými procesy. Výboj je obecně tenkým sloupcem válcového tvaru, jeho jádro tvoří ionizovaný plyn - plazma. Pro vznik výboje musí být splněny dvě podmínky, v prostředí musí existovat volné nosiče náboje (elektrony, ionty) a musí mu být dodána dostatečná energie. Při vzniku a existenci elektrického výboje se často setkáváme se světelnými a zvukovými efekty (neplatí např. u *nesamostatného výboje*). [5]

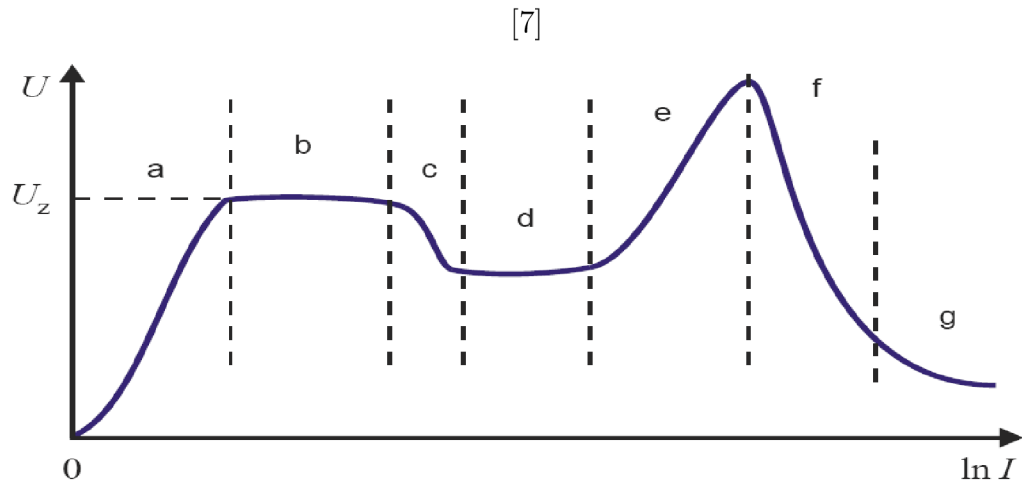
1.6.1 Rozdělení elektrických výbojů

Dělicích kritérií pro elektrické výboje je mnoho, mezi základní patří tlak, teplota, způsob buzení, hustota nosičů náboje, nebo způsob využití. My si projdeme dělení dle voltampérové charakteristiky elektrického výboje z hlediska fyzikálního popisu jednotlivých fází, definovaných na obrázku 1.2.

Legenda *a)-g)* Obr. 1.2 [5, 7, 8, 9]

a) Nesamostatný výboj nemá žádné akustické a světelné projevy. Má malou proudovou hustotu a není schopen vytvořit dostatek nosičů náboje, k podpoře se používají ionizátory. Nemá žádné akustické a světelné projevy. Má malou proudovou hustotu a není schopen vytvořit dostatek nosičů náboje. K podpoře se používají ionizátory.

b) Townsendův výboj na hladině U_z (zapalovací napětí) je samostatným výbojem doprovázeným pouze akustickým projevem. Při jevu dochází k urychlování elektronů



Obr. 1.2: Voltampérová charakteristika elektrického výboje.

vnějším elektrickým polem a následné ionizaci prostředí.

c) Koróna je samostatný trsovitý výboj. Vzniká v nehomogenním elektrickém poli, okolo drátů, hrotů a hran, kde je dostatečná intenzita elektrického pole k vyvolání lavinové ionizace. Stožáry a vedení vysokého napětí, nebo v přítomnosti silných atmosférických polí (bouřka) na skalních útesech a stožárech lodí (Eliášův oheň), tam všude se můžeme s tímto jevem setkat. Je doprovázen praskáním, syčením a zářením ve viditelném spektru.

d) Doutnavý výboj je samostatný výboj při sníženém tlaku. Snížením tlaku ve výboji se prodlužuje střední volná dráha elektronů, napětí je rozloženo nerovnoměrně, u elektrod vznikne velký potenciálový spád (katodový úbytek stovky voltů) a ten umožňuje ionizaci sekundární emisí. Velká výhoda doutnavého výboje spočívá v možnosti realizace za malých proudů (cca. 10 mA) a s tím spojené provozní podmínky, někdy je proto nazýván studeným výbojem. Jev najdeme v doutnavkách a reklamních trubicích. (pozn. jako součást doutnavého výboje vzniká Faradayův temný prostor, označován jako temný výboj, část samostatného výboje bez světelných projevů).

e) Anomální elektrický výboj je charakterizován zvýšenou proudovou hustotou a teplotou katody. Současně dochází k nárůstu napětí i proudu, viz. obrázek 1.2.

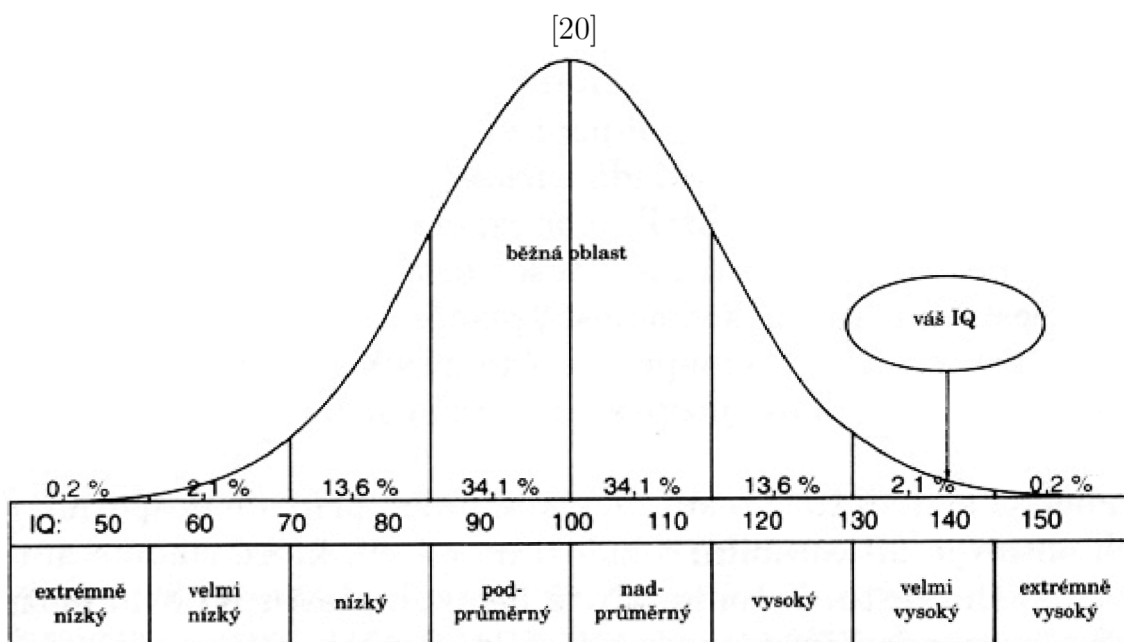
f) **Jiskrový výboj** charakterizuje přenos velkého proudu (kA ÷ MA). Pro vznik jiskry za atmosférického tlaku je třeba intenzita elektrického pole alespoň 10^6 V/m. Jakmile elektrické pole dosáhne potřebné intenzity, dochází ke vzniku malých lavin elektronů, které se za vhodných podmínek zformují v jiskrový kanál, ten přenáší až megaampérové proudy. Jiskrový kanál se rozšiřuje tepelným tlakem, stahován je magnetickým tlakem procházejícího proudu (magnetický pinč). Běžná je koncentrace částic ($10^{24} \div 10^{26}$) m^{-3} a teplota až 3000 K. Kanál trpí řadou nestabilit, jejichž rozvoj vede k jeho rozpadu. U dostupných jevů nabývá průměr kanálu hodnot od jednoho milimetru (jiskra) do několika desítek centimetrů (blesk). Jiskra je provázána intenzivním světelným a akustickým projevem.

g) **Obloukový výboj** je charakteristický vyšší proudovou hustotou, nižším provozním napětím (desítky voltů) a rozžhavenou katodou. Vzniká nejčastěji za atmosférického tlaku, kde se realizuje ionizace pomocí termoemise (katoda) a autoemise (silné elektrické pole). Zatímco katodová skvrna je volně pohyblivá, anoda ubývá jako zdroj emitujících iontů, tvoří se anodový kráter. Druhá zajímavá vlastnost oblouku spočívá v nárůstu teploty a snižování odporu (důsledek zvyšování vodivosti plazmatu) při zvýšení objemu procházejícího proudu. V praxi je obloukový výboj nejvíce zažitý v aplikaci svařování elektrickým obloukem.

1.7 Normální rozdělení

Normální rozdělení, nebo též *Gaussovo rozdělení*, je základní stavební kámen *teorie pravděpodobnosti*. Charakterizuje ho *centrální limitní věta* a její volná interpretace hovoří o tom, že součet, nebo aritmetický průměr velkého počtu vzájemně nezávislých náhodných veličin se vždy podobá *normálně rozdělené* náhodné veličině. Ta je charakterizována parametrizovanou Gaussovou křivkou. Názornou ukázkou práce s výše uvedenými fakty si můžete prohlédnout na obrázku 1.3. Předpokládejme, že křivka na obrázku vznikla proložením velkého počtu měření inteligentního kvocientu (IQ) populace. Nyní si jasně můžete představit, s jakou pravděpodobností bude výsledek měření příštího jedince v pásmu od 85 do 115 bodů stupnice IQ. Pokud tedy máme k dispozici velký počet měření náhodné veličiny, můžeme si dle nich parametrizovat Gaussovou křivku a zjistit pravděpodobnost výskytu hodnot této náhodné veličiny.

Všeobecně je nám povědomé, že například měření fyzikálních veličin je zatíženo celou řadou náhodných chyb, vzniklých většinou z malých, neznámých a na sobě nezávislých příčin. Proto bývá *normální rozdělení* někdy označováno jako *zákon chyb*. Pro nás je důležité, že i námi změřený rozsah hodnot se řídí *normálním rozdělením*.



Obr. 1.3: Rozložení inteligence v populaci podle Gaussovy křivky

[20]

2 OPTICKÁ EMISNÍ SPEKTROSKOPIE

Optická emisní spektroskopie plazmatu je neinvazivní forma měření, nedochází tím k ovlivnění měřených dat sondou. Při měření snímáme světlo vyzářené plazmatem, metoda je tedy pasivní. Princip spočívá v zaznamenání a vyhodnocení spektra, které znázorňuje rozdělení intenzity elektromagnetického záření mezi jednotlivé vlnové délky.

2.1 Spektrum

Rozlišujeme atomová a molekulová spektra. **Atomová spektra** jsou čárová. Prvek může pohlcovat a emitovat fotony jen o daných energiích. Jejich vlnové délky jsou pro každý prvek charakteristické. **Molekulová spektra** jsou pásová, generuje je složitý elektronový systém, který podléhá rotaci a vibraci molekul. Rozdíl v energiích jednotlivých přechodů je velice malý.

Metoda optické emisní spektroskopie je založena na registraci fotonů vzniklých přechody elektronů z vyšších valenčních vrstev prvků do nižších (emise). Zachytává se záření atomů a iontů v excitovaných stavech a charakter emisního spektra určuje vlnová délka, reprezentující kvalitativní složku a intenzita, reprezentující kvantitativní složku. Opakem emisního spektra je spektrum absorpční, kdy snímáme průchod spojitého záření měřeným objektem. V tomto spektru chybí čáry reprezentující energie pohlcené při excitaci elektronu vázaného v prvku. Spojité spektrum můžeme reprezentovat zářením rozžhaveného vlákna žárovky.

2.1.1 Absorpce a emise

Pokud dojde k interakci mezi světelným zářením a elektronem, atomem, nebo molekulou, může dojít k transformaci celé, nebo jen části energie záření v jinou formu energie prvku (např. zvýšení rychlosti elektronu, což může vést ke zvýšení ionizačního stavu atomu, nebo molekuly), tzv. absorpce. Naopak má-li prvek přebytek energie, jednou z možností, jak s ní naložit je vypustit ji ve formě záření, tzv. emise. Elektromagnetické pole prvku je tvořeno pohybujícími se elektrony vázanými v energetických hladinách, výskyt elektronu je záležitostí pravděpodobnosti, jeho energie je kvantována. Pokud elektron zvýší, nebo sníží svou energii o energii pohlceného, nebo vyzářeného záření, musí být tato energie rovna rozdílu diskrétní energetické hladiny, ve které se elektron vyskytuje a hladiny, ke které je vázán po transformaci energie. Jestliže již prvek nemá žádný elektron, který by mohl sestoupit do nižší energetické hladiny, nachází se v **základním stavu**, pokud takový elektron má, nachází se v **excitovaném stavu**. V optické diagnostice tedy vlnová délka vyjadřuje

[10]



Obr. 2.1: Spojité spektrum.



Obr. 2.2: Absorpční spektrum.



Obr. 2.3: Emisní spektrum.

[10]

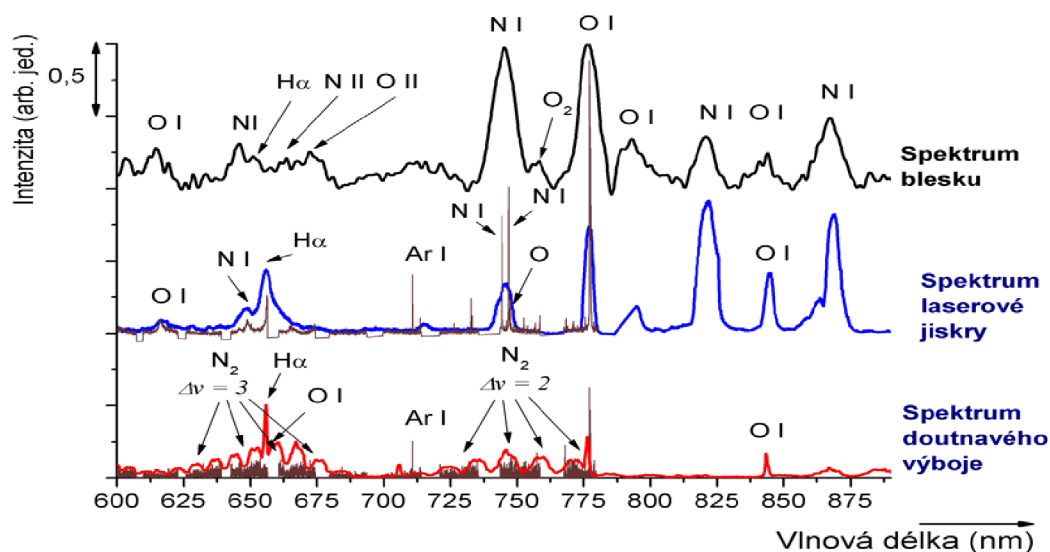
rozdíl energií diskretních hladin prvku, mezi kterými se elektron přemístil a intenzita záření je objemem stejných přechodů v daném časovém okamžiku.

2.1.2 Spektrální čára

Křivka ohraničující obsah intenzity záření v závislosti na frekvenci záření se nazývá **spektrální čára**. Spektrální čáry podléhají při záznamu různým rozličným jevům, označujeme je jako **rozšíření**. Pro první krůčky s optickou emisní spektroskopií si vystačíme s *přirozeným rozšířením*, postihujícím Heisenbergův princip neurčitosti (v porovnání s ostatními je toto rozšíření zanedbatelné) a **Dopplerovým rozšířením**, které je dáno pohybem zářičů. Důsledkem je snižování a zvyšování frekvence záření při pohybu od, nebo k pozorovateli. Intenzita záření je tím v záznamu rozložena i na okolní vlnové délky, v závislosti na rychlosti pohybu částice. Integrací spektrální čáry a odečtením šumu dosáhneme poměrné hodnoty intenzity záření, potřebné k výpočtu celkové intenzity záření.

Dalším rozšířením je, *přístrojová funkce*, jež souvisí čistě s možnostmi spektrometru, jelikož přístroj zaznamenává čáru s určitou šířkou, samo o sobě se jedná o rozšíření spektrální čáry. Šířku spektrální čáry dále ovlivňuje *Van der Waalsovo rozšíření* (postihuje interakce emitovaných částic s ostatními částicemi), *Starkovo rozšíření* (postihuje Coulombovské interakce zářící částice a ostatních částic) a *Zee-manovo rozšíření* (postihuje rozštěpení spektrálních čar magnetickým polem). [1, 5]

[11]



Obr. 2.4: Ukázka záznamu spekter a identifikace jednotlivých spektrálních čar

[11]

2.1.3 Zpracování dat

Po zpracování dat z měření a provedení nutných korekcí přistoupíme k vyhodnocování spektra. K analýze používáme porovnávání dat s vědeckými databázemi, programy, výpočty, zkušenosti, ale i třeba poznatky z průběhu měření, důležitou roli mohou hrát například materiály, které přišly při měření do kontaktu s plazmatem. Mezi známé databáze patří NIST (National Institute of Standards and Technology - U.S. Department of Commerce), kde lze s pomocí nastavení filtrů velice rychle dosáhnout požadovaných informací potřebných k porovnání s naměřenými výsledky.

Mezi nejznámější aplikace optické emisní spektroskopie patří *Identifikace složení plazmatu* a *Identifikace teploty plazmatu*.

2.1.4 Výpočet teploty z poměrné intenzity

Výpočet teploty z poměrné intenzity dvou spektrálních čar vychází z předpokladu lokální termodynamické rovnováhy (dále LTE). Diagnostikuje teplotu elektronů plazmatu porovnáváním dvou spektrálních čar emisního záření jednoho druhu prvku. I když se nejedná o moc přesnou metodu, je rychlá a není třeba znát koncentrace částic. Vyjdeme z předpokladu LTE, pro koncentraci atomů s elektrony na hladině

k platí

$$n_k = N \cdot \frac{g_k \cdot e^{\frac{-E_k}{k \cdot T}}}{z} \quad (2.1)$$

kde N je koncentrace částic v základním stavu, g_k je statistická váha horního energetického stavu, E_k excitační energie horní energetické hladiny, k Boltzmannova konstanta, T teplota elektronů a z stavová suma.

Stavová suma základního stavu z je závislá na teplotě, tuto závislost je ale obtížné vyjádřit. Místo toho použijeme vzorec pro výpočet intenzity záření pro dva prvky stejného druhu. První emitoval při sestupu elektronu z hladiny k na hladinu i , druhý z hladiny l na i , vztah 2.1. Zjistíme poměr obou rovnic, z něho si odvodíme vztah pro výpočet teploty

$$\frac{n_k}{n_l} = \frac{g_k}{g_l} \cdot e^{\frac{\Delta E_k}{k \cdot T}} \quad (2.2)$$

kde n je koncentrace elektronů v energetické hladině, g statická váha horního energetického stavu, ΔE rozdíl excitačních energií horních stavů l a k , T termodynamická teplota a k Boltzmannova konstanta.

Pro excitační (emisní) energii obecně platí

$$E_k - E_i = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.3)$$

kde E_k, E_i představují excitační energie hladin k a i , h je Planckova konstanta, c rychlost světla ve vakuu, ν frekvence záření a λ vlnová délka záření.

Intenzita čáry emisního záření I při sestupu elektronu z hladiny k na hladinu i

$$I_{ki} = A_{ki} \cdot h \cdot \nu_{ki} \cdot n_k \quad (2.4)$$

kde A_{ki} je Einsteinův koeficient spontánní emise, h Planckova konstanta, ν_{ki} frekvence záření a n_k koncentrace elektronů v energetické hladině k .

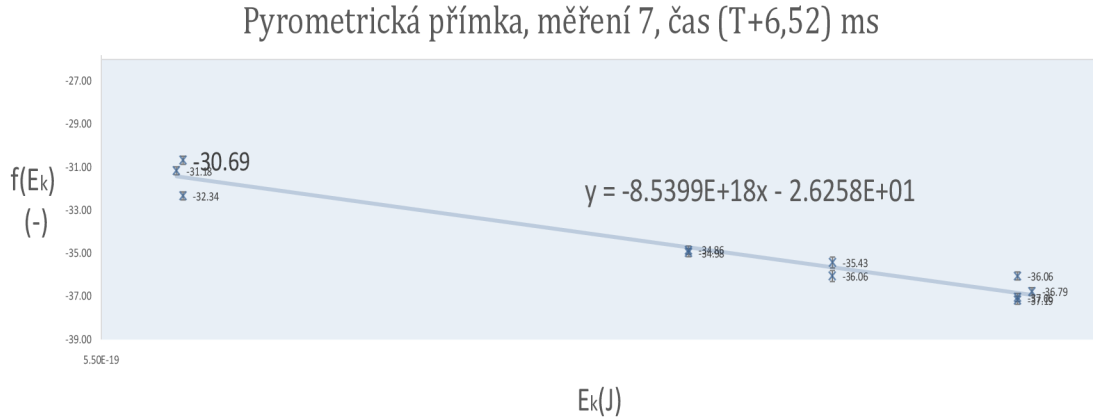
S použitím rovnice 2.4 dáme do poměru intenzitu záření I_{ki} a intenzitu záření I_{li} , přitom vhodně dosadíme za ν_{ki} a ν_{li} rovnice 2.3 a za n_k a n_l ze vztahu 2.1. Vztah upravíme do tvaru

$$\frac{I_{ki}}{I_{li}} = \frac{A_{ki} \cdot g_k \cdot \lambda_{li}}{A_{li} \cdot g_l \cdot \lambda_{ki}} \cdot e^{\frac{-E_k}{k \cdot T}} \quad (2.5)$$

kde k, i, l jsou energetické hladiny, I intenzita záření, A Einsteinův koeficient, g statická váha horního energetického stavu, λ vlnová délka záření, k Boltzmannova konstanta a ΔE rozdíl excitačních energií horních stavů l a k .

Z rovnice 2.5 vyjádříme termodynamickou teplotu elektronů T

$$T = \frac{E_i - E_k}{k \cdot \ln \left(\frac{A_{li} \cdot g_l \cdot \lambda_{ki} \cdot I_{ki}}{A_{ki} \cdot g_k \cdot \lambda_{li} \cdot I_{li}} \right)} \quad (2.6)$$



Obr. 2.5: Ukázka pracovní pyrometrické přímky.

kde k, i, l jsou energetické hladiny, I intenzita záření, A Einsteinův koeficient, g statistická váha horního energetického stavu, λ vlnová délka záření, k Boltzmannova konstanta a E excitační energie horního energetického stavu.

Intenzitu záření do rovnice 2.5 získáme integrací jednotlivých spektrálních čar. Všechna ostatní data nalezneme v některé z databází, např. ve výše zmíněné NIST. Metoda není moc přesná, proto je třeba klást důraz na správnou korekci a co nejpřesnější integraci, vhodné je ověřit si výsledek výpočtu na spektrálních čarách jiného prvku. [5,6]

2.1.5 Výpočet teploty pomocí pyrometrické přímky

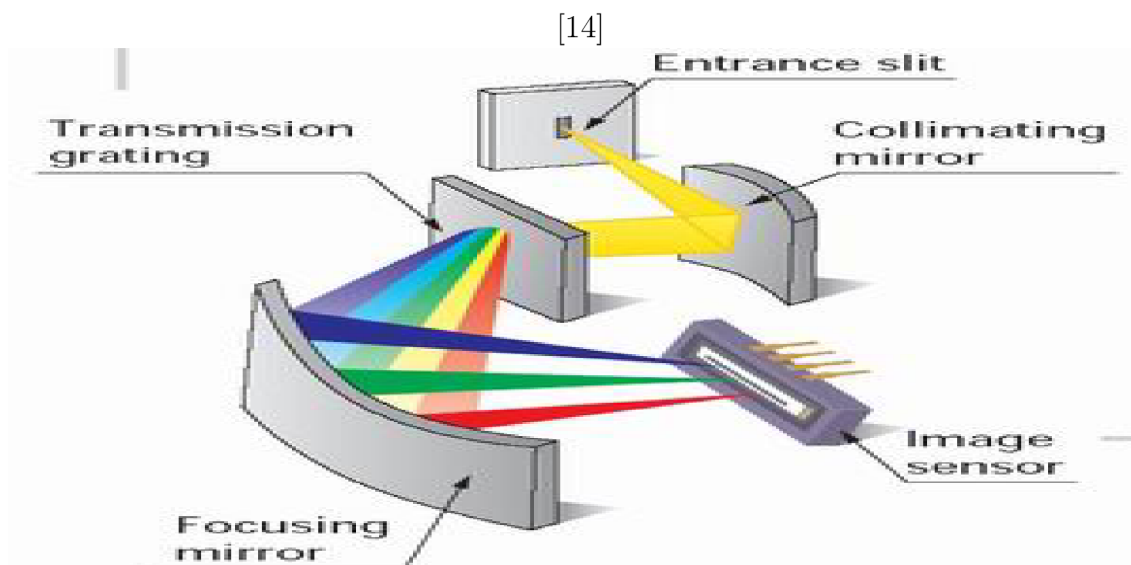
Metoda pyrometrické přímky čárového spektra je přesnější metodou určení teploty plazmatu. Porovnává spolu více spektrálních čar s odlišnými hladinami sestupu elektronu. Zaznamenanými body se prokládá přímka, z jejíž směrnice se dopočítá termodynamická teplota. Opět vycházíme z předpokladu LTE. Relativní intenzitu spektrální čáry udává vztah

$$I_{ki} = \frac{A_{ki} \cdot g_k}{\lambda_{ki}} \cdot e^{-\frac{E_k}{k \cdot T}} \quad (2.7)$$

kde A_{ki} je Einsteinův koeficient spontánní emise, g_k statistická váha horního energetického stavu, λ_{ki} vlnová délka záření, E_k excitační energie horní energetické hladiny, k Boltzmannova konstanta a T teplota elektronů.

Proložíme-li body funkce

$$f(E_k) = \ln\left(\frac{\lambda_{ki} \cdot I_{ki}}{A_{ki} \cdot g_k}\right) \quad (2.8)$$



Obr. 2.6: Schématické znázornění komponentů spektrografu.

[14]

přímkou, z předpisu její směrnice lze vyjádřit termodynamická teplota

$$T = \frac{-1}{k \cdot tg\alpha} \quad (2.9)$$

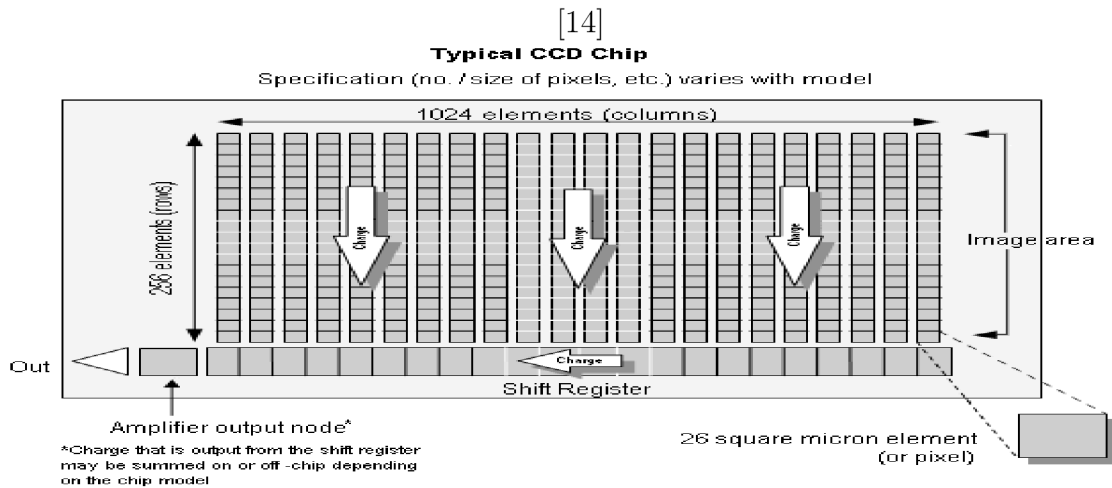
kde k je Boltzmannova konstanta a $tg\alpha$ směrnice pyrometrické přímky.

Z výše uvedeného vyplývá, že ani pro tuto metodu nepotřebujeme znát koncentraci částic. [13]

2.2 Spektrograf

Spektrograf je měřicí přístroj, který zaznamenává spektrum záření do grafu. Upravuje a rozkládá záření na diskrétní hodnoty vlnové délky a následně snímá intenzitu záření těchto vlnových délek. Snímání intenzity probíhá na základě fotoelektrického jevu.

Nyní si rozebereme hlavní komponenty spektrografu znázorněné na obrázku 2.6 kapitoly 2.1.5 a poodhalíme si princip jejich činnosti. Překlad názvů je volný a neplatí obecně. Vstupem do spektrografu je **štěrbina** (angl. Entrance slit), záření do ní vstupuje přes optický kabel. Šířka štěrbin určuje, jak velká intenzita záření bude snímána, nastavujeme ji dle specifikace měření. Moderní přístroje mohou mít rozsah řádově v desítkách až stovkách μm , při srovnání s průměrem optického vlákna (např. $100 \mu\text{m}$) je nám jasné, že limitujícím faktorem přístroje bude maximální přívěření štěrbin.



Obr. 2.7: Typický čip CCD kamery (fotoelektrický senzor).

[14]

Po průchodem štěrbinou dopadne svazek světla na **kolimátor** (angl. Collimating mirror), jedná se o sférické zrcadlo (funkci může plnit i optická čočka), které zajistí usměrnění rozptylujícího se svazku záření a jeho další nasměrování k disperznímu prvku. **Disperzní prvek** (angl. Transmission grating), hranol, nebo mřížka s vrypy slouží k difrakci polychromatického záření na svazky monochromatického záření v příslušných vlnových délkách, dle nastavení. Diskretizace vlnových délek je závislá na počtech a zpracování vrypů, popřípadě na nastavení polohy disperzního prvku.

Po průchodu přes disperzní prvek se nám monochromatické paprsky záření opět mírně rozbíhají, dopadají na druhé **sférické zrcadlo** (angl. Focusing mirror), které jednotlivé monochromatické svazky záření zaostří na **fotoelektrický senzor** (angl. Image sensor), fotoelektrický senzor potkáváme většinou ve formě kamery (CCD, ICCD, atd.). Součástí spektrografu může být i **výstupní štěrbinu** předřazená fotoelektrickému senzoru, slouží k vytvoření úzkého frekvenčního pásu měřených vlnových délek, popř. dalšímu omezení intenzity záření.

Na obrázku 2.7 kapitoly 2.2 je znázorněn typický čip CCD kamery. Je využíván k registraci elektronů emitovaných z fotoabsorpční vrstvy čipu. U modernějších zařízení je již obvyklé nastavení časové délky snímání, popř. sekvenčního zaznamenávání vybrané části snímací plochy. Po uplynutí expoziční doby se emitované elektrony z jednotlivých pixelů přesunou do posuvného registru, kde jsou jejich počty transformovány v data. Získáme tím diskretizované hodnoty vlnových délek a k nim příslušící poměrnou intenzitu záření, resp. spektrum záření.

3 MĚŘENÍ

V kapitole měření se budeme zabývat technickým popisem klíčových měřících přístrojů, koncepcí zapojení měřícího pracoviště, samotným měřením a zpracováním dat z měření, analýzou spektrálních čar a následným výpočtem termodynamické teploty plazmatu.

3.1 Měřící pracoviště

Měření se uskutečnilo 5.3.2018 ve vědecko-technickém parku profesora Lista, na zkratovně VUT. Nyní si projdeme klíčové komponenty měřícího pracoviště. Jako tvrdý zdroj pro vznik obloukového výboje posloužil generátor zkratů zkratovny VUT. Cejch generátoru zkratů pro vlastní měření viz. tabulka 3.2. Pro snímání průběhu příkonových veličin posloužil měřící a záznamový systém velína zkratovny VUT.

Tab. 3.1: Laboratorní podmínky

Teplota	Vlhkost	Tlak	Rosný bod
18,3 °C	29,2 %	1006 hPa	0 °C

Tab. 3.2: Nastavení příkonových parametrů

Generátor	Proud AC	Napětí AC
Cejch	1,004 kA	343 V

Výboj byl generován v experimentální výbojové komoře, upravené pro snímání záření výboje pomocí boční sondy s čočkou o vstupním průměru 0.6 cm. Elektrody komory byly napojeny na silové vodiče zkušební místnosti a mezi ně, uvnitř komory, natažen měděný drátek. Na výstupu sondy byl napojen optický kabel o průměru 600 μm . Signál byl z tohoto kabelu převeden přes attenuator na optický kabel s třemi vlákny, každým o průměru 100 μm . Jedno z těchto tří vláken bylo přivezeno na vstup spektrografu Shamrock 500i osazeného CCD kamerou Newton 940 BU a druhé vlákno na vstup spektrografu Shamrock 500i osazeného CCD kamerou Newton 940 BV. Pro řízení spektrografů a ukládání následně extrahovaných dat jsme použili stolní PC VÚT a k synchronizaci startu měření signál TTL (z angl. transistor-transistor logic) z velína zkratovny VUT. Ke kalibraci jsme použili Deuterium-Halogenovou kalibrační lampu Avalight-DH-Cal firmy Avantes.

Tab. 3.3: Nastavení spektrografů

CCD čip typ citlivosti	Maximální odraz mřížky (nm)	Mřížka (vryp/nm)	Rozsah měření (nm)
BU	500	150	250-610
BV	800	150	600-950

Další část pracoviště, skládající se z vysokorychlostní kamery ISpeed 726 R a řídicího a záznamového laptopu VUT, zprostředkovávala vizuální záznam experimentální komory všech měřených průběhů obloukových výbojů. Synchronizace začátku měření probíhala opět přes signál TTL. Nastavení kamery viz. tabulka 3.4.

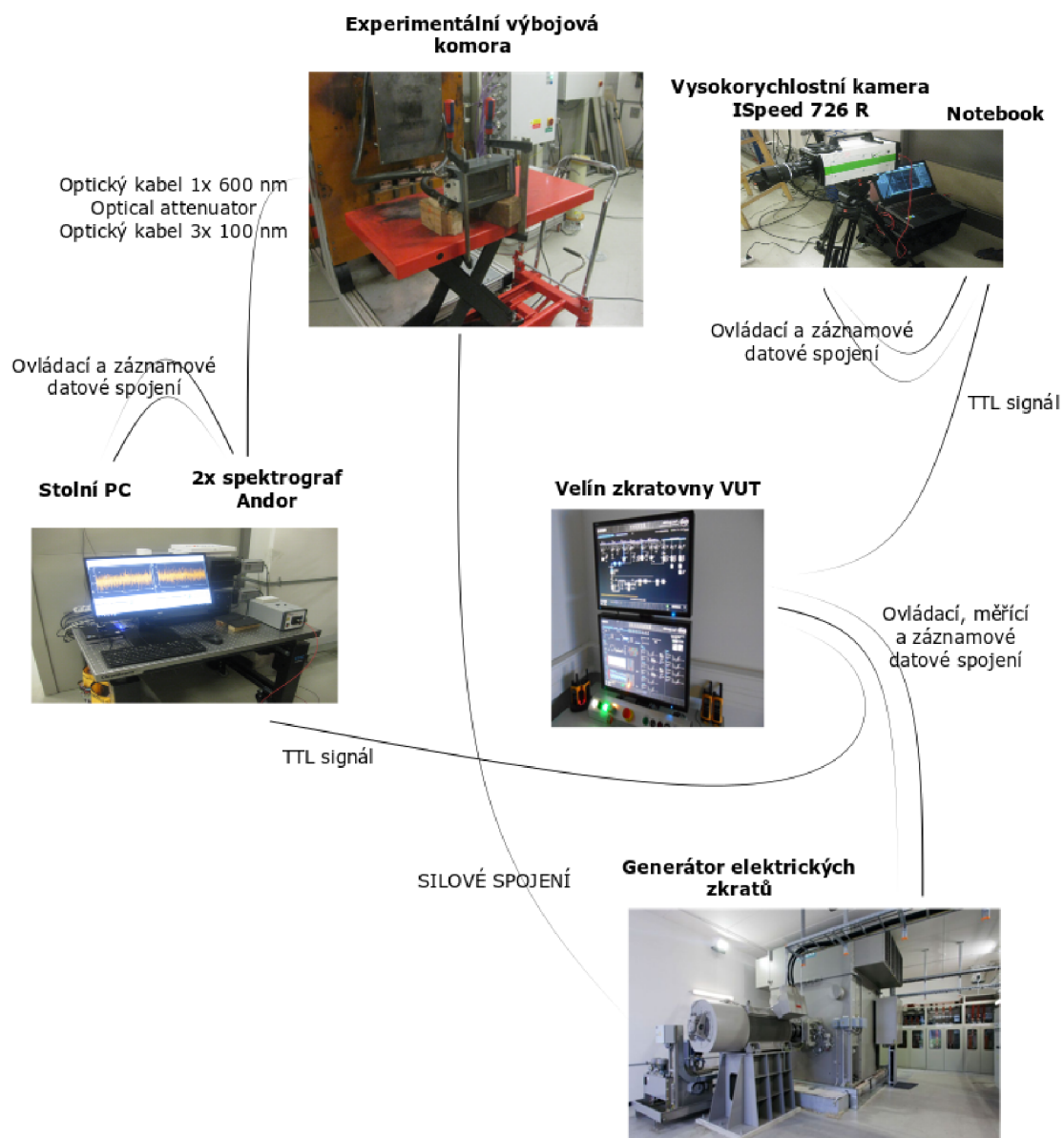
Tab. 3.4: Nastavení ISpeed 726 R

Objektiv (mm)	Clona (-)	Rozlišení (-)	Počet snímků (snímek/s)	Rychlost závěru (ns)
180	22	2048x1536	8512	277

Na následující straně je znázorněno schéma zapojení měřícího pracoviště. Atmosférické laboratorní podmínky jsou uvedeny v tabulce 3.1 a nastavení parametrů měření jednotlivých spektrografů v tabulce 3.3. Hlavní kroky měření probíhaly následovně:

1. Zapojení pracoviště.
2. Kontrola zapojení pracoviště.
3. Nastavení spektrografického pracoviště:
 - Při maximálním zatemnění detektoru jsme naměřili data pro opravu na tzv. temný proud (angl. dark current), jež představují spontánně generované elektrony na CCD čipu při teplotě čipu. CCD čip byl při měření chlazen na teplotu -30°C . Čas snímání 0.5 s.
 - Po zahřátí Deuterium-Halogenové lampy jsme provedli kalibrační měření na citlivost snímání v rozhraní měřených vlnových délek. Čas snímání 0.5 s.
 - Nastavení měření spektra záření obloukového výboje. Proběhla expozice 20 řad čipu po dobu 600 ns, čas posuvu jedné řady 14,51 μs . Celkem 25 těchto kroků v jednom měření.
 - Při maximálním zatemnění detektoru jsme naměřili data pro opravu na temný proud s nastavením snímání stejném jako v předchozím kroku.
4. Ve velině proběhlo nastavení cejchu generátoru zkratových proudů na 1,004 kA

Schéma zapojení pracoviště



[17]

AC a napětí 343 V. Během měření byly ve velíně zaznamenávány průběhy napětí a proudu. Proběhlo přednastavení zpoždění TTL signálu s ohledem na odhad vzniku elektrického oblouku v experimentální komoře.

5. Nastavení pracoviště vysokorychlostní kamery ISpeed 726 R. Objektiv 180 mm, clona 22, rychlost závěru 277 ns, 8512 snímků/s, rozlišení 2048x1536.
6. Během měření 1 a 2 proběhlo donastavení jednotlivých pracovišť a synchronizace TTL signálu pro kameru a spektrografy. U následujících měření již další zásahy do nastavení neproběhly.
7. Všechna data byla shromážděna, řádně označena a uložena.

3.1.1 Seznam přístrojů

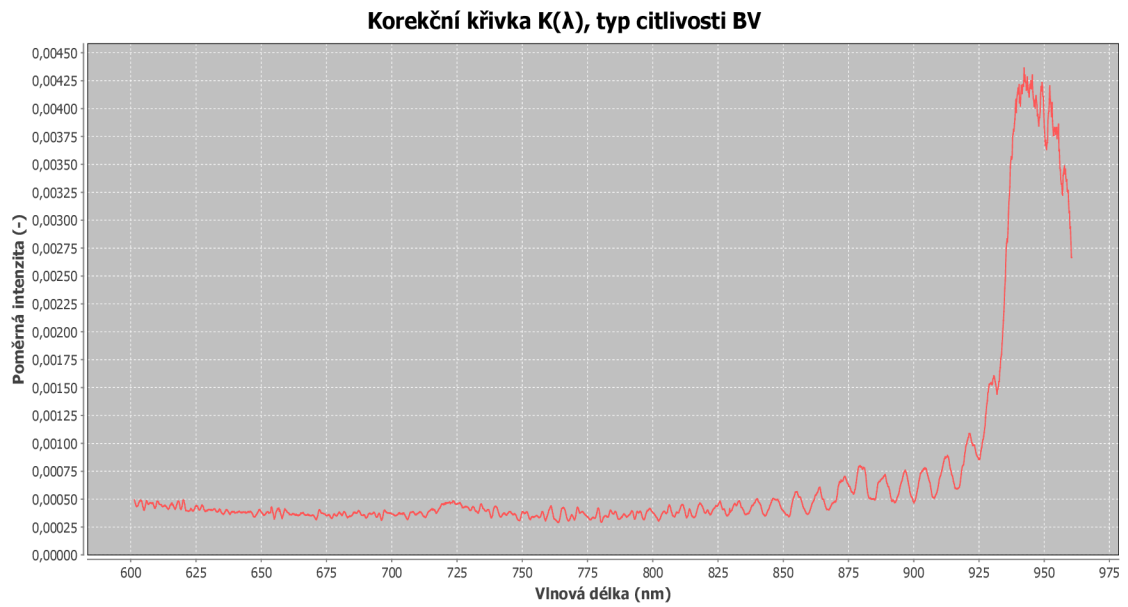
- Kalibrační lampa Avalight-DH-Cal ev.č.: LS-1407080
- Spektroskop Andor (Shamrock 500i, CCD kamera Newton 940 BU)
- Spektroskop Andor (Shamrock 500i, CCD kamera Newton 940 BV)
- Stolní PC VUT
- Vysokorychlostní kamera ISpeed 726 R
- Notebook VUT
- Experimentální výbojová komora
- Optická sonda-čočka 0,6 cm, optické kabely 1x 600 μm a 3x100 μm , attenuator, koaxiální kabely, datové kabely, napájení ze sítě (230 V)
- zkratovna VUT (velín, zkušebna, generátor zkratových proudů)

3.2 Zpracování dat z měření

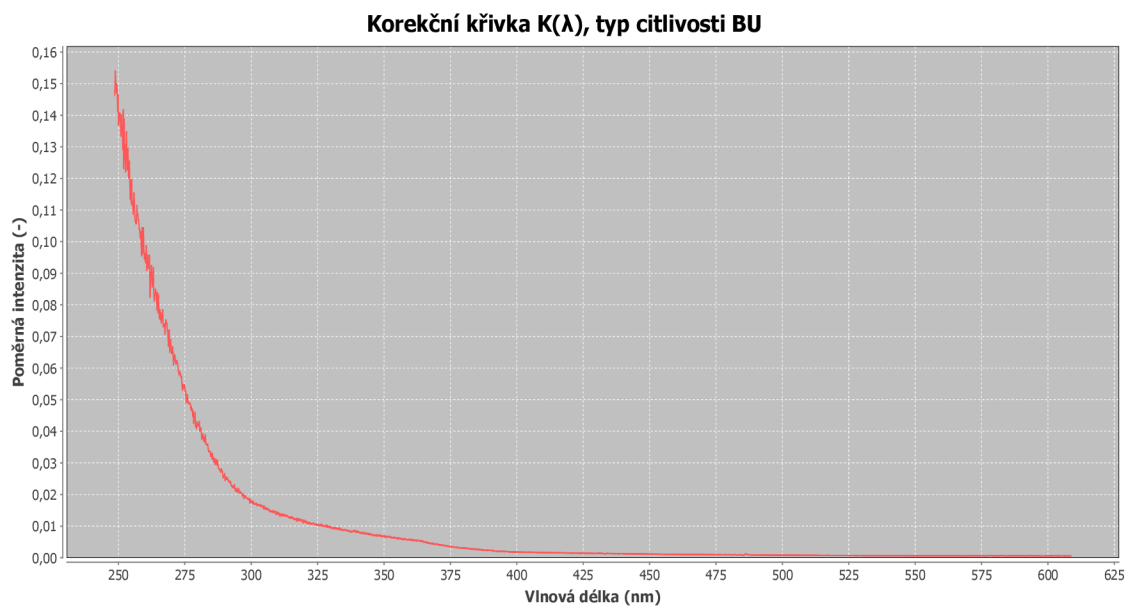
Zpracování dat probíhalo následně. V jazyku Java (platforma NetBeans) byly ve spolupráci s programátorem vytvořeny svazky algoritmů pro manipulaci s makrodaty, hrubý *program* [19]. Jeden ze svazků zprostředkovává aproximaci lineárním proložením potřebnou k získání kalibračních dat, a to upravením dat dodaných výrobcem Deuterium-Halogenové lampy (pouze celé vlnové délky) na měřené vlnové délky.

Pokud od naměřené intenzity kalibrační lampy odečteme temný proud (elektrony generované na CCD čipu vlivem teploty) a získanou hodnotou podělíme z dat dodané výrobcem (na jedné vlnové délce), získáme korekční činitel $K(\lambda)$. Výsledkem proložení všech korekčních činitelů je korekční křivka, viz. obrázek 3.1 a 3.2. Povšimněme si, že korekce je méně výrazná směrem k větším vlnovým délkám u typu BU, naopak typ BV jeví stejné poklesové tendence směrem ke kratším vlnovým délkám. Tento jev je dán různou citlivostí obou kamer, tu si můžete prohlédnout na obrázku 3.4.

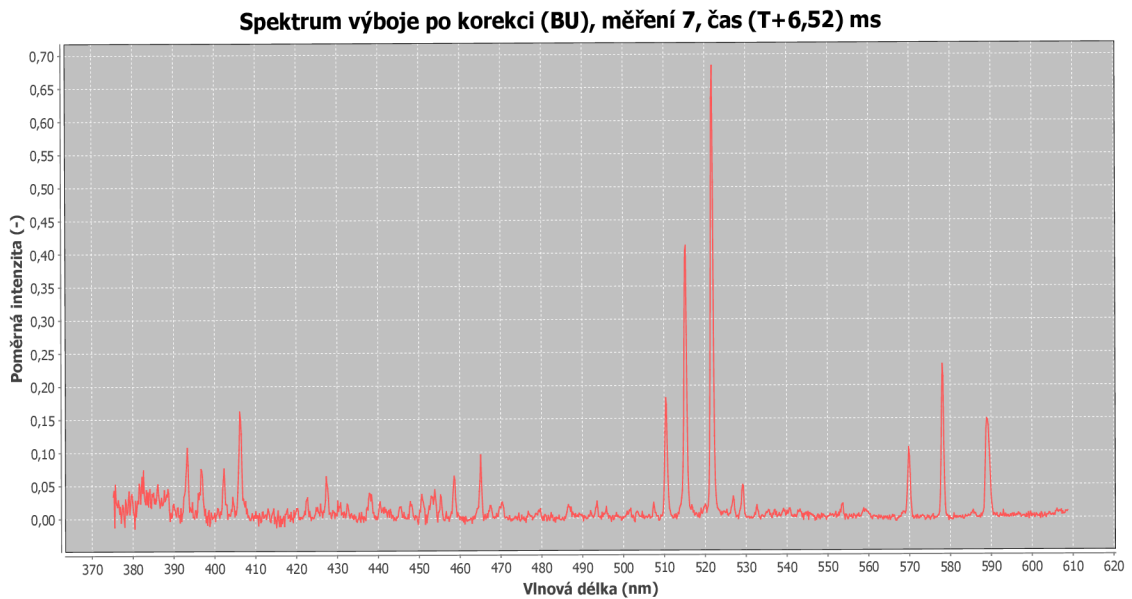
Obr. 3.1: $f(K(\lambda))$, BV



Obr. 3.2: $f(K(\lambda))$, BU



Obr. 3.3: Spektrum po korekci



Přistupme k druhému kroku. K zpracování makrodat z měření byl použit stejný *program* [19] jako v kroku jedna. Načetli jsme zdrojová data měření (soubory .asc), z nich jsme odečetli příslušný temný proud a vynásobili korekční křivkou. Z těchto dat *program* [19] vygeneroval sadu grafů všech provedených měření. Graf spektra výboje po korekci si lze prohlédnout na obrázku 3.3.

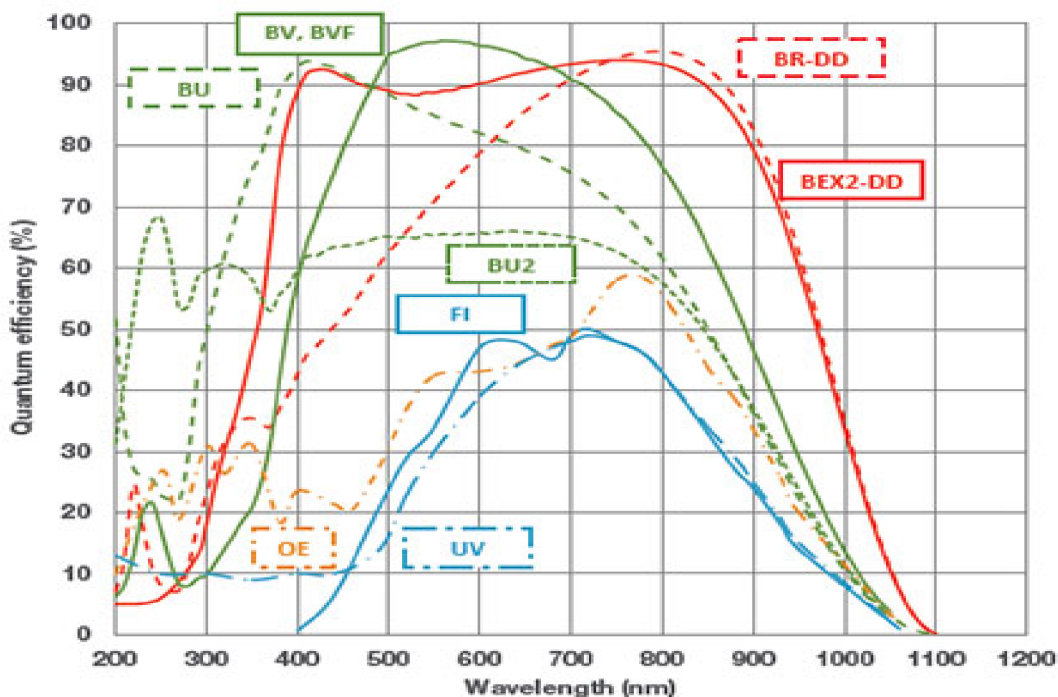
Dále došlo k určení nulového času T pro vznik oblouku u jednotlivých měření a byla provedena časová synchronizace všech použitelných měření. Byly zvoleny vyhodnocovací intervaly (časové rozestupy) a z těchto intervalů uložena data do souborů typu Excel (.xlsx) pro další zpracování.

Proběhla identifikace co možná největšího počtu prvků v celém rozsahu snímaných vlnových délek a odhadnutí složení plazmatu. Výsledek byl graficky zpracován.

V souborech .xlsx byla vytvořena záznamová tabulka pro data potřebná k výpočtům a sada integračních listů, každý k příslušnému časovému intervalu a měření. Dále byly vytvořeny pracovní grafy pro příslušné časové intervaly, vybrán vhodný prvek (neutrální měď Cu I) a došlo k ruční identifikaci spektrálních čar tohoto prvku dle databáze NIST [15]. U identifikovaných spektrálních čar došlo k integraci spektrálních čar a hodnoty, spolu s daty z databáze NIST [15], byly vloženy do výpočtové tabulky.

Pomocí programu Excel byly dopočteny jednotlivé body pyrometrické přímky a celková chyba výpočtu každého bodu. Z těchto bodů byla pomocí funkce LINREGRESE (lineární proložení) vytvořena pyrometrická přímka. Výstupem funkce LINRE-

[14]



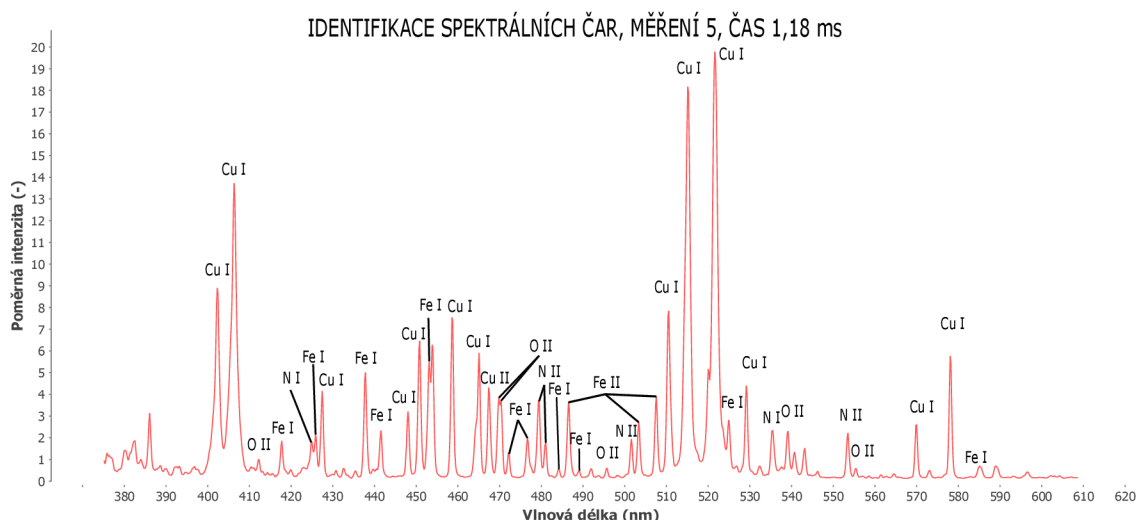
Obr. 3.4: Závislost citlivosti CCD čipu na vlnové délce.

[14]

GRESE jsme získali graf pyrometrické přímky, předpis pyrometrické přímky, včetně standartní chyby pro směrnici přímky. Z dat byla dopočtena termodynamická teplota elektronů plazmatu, včetně odchylky. Statisticky jsme vycházeli z normálního rozdělení, $P=68\%$ (koef.=1).

Dynamické charakteristiky vývinu teploty elektronů v plazmatu elektrického výboje byly zpracovány samostatně pro každé použitelné měření - graficky se znázorněním chyby. Dále byly tyto charakteristiky sloučeny v jednom porovnávacím grafu (kvůli přehlednosti již bez zobrazení odchylek).

Program [19] na zpracování makrodat a veškeré pracovní soubory jsou k nahlédnutí na příloženém CD.



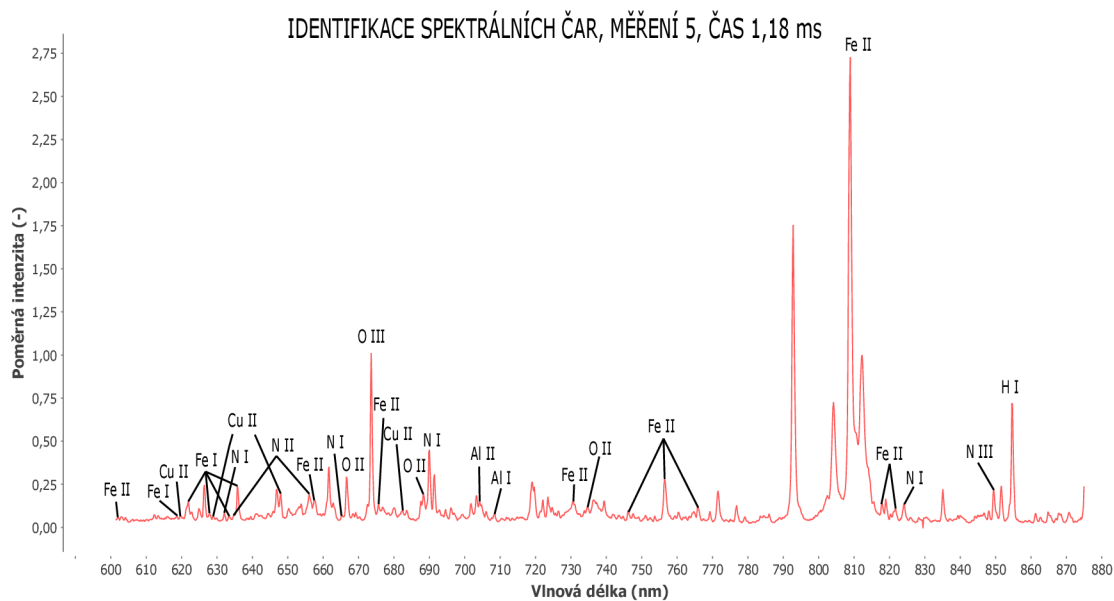
Obr. 4.1: Základní identifikace, spektrograf BU

4 ANALÝZA A VÝPOČTY

4.1 Složení plazmatu měřeného výboje

Prvním krokem analýzy je identifikace jednotlivých spektrálních čar, ne vždy je situace jednoduchá. K porovnání dat jsou využívány databáze atomárních spektrálních čar, vhodná je například databáze NIST [15], případně dostupné vědecké publikace. Na obrázku 4.1 a 4.2 jsou vyhodnocená spektra z měření 5, čas (T+1,18) ms. Měření 5 bylo vybráno kvůli bohaté rozmanitosti zaznamenaných spektrálních čar, první čas kvůli poklesu intenzity záření z důvodu pohybu oblouku směrem od čočky. Identifikace byla provedena na rozsahu 380-870 nm, zaměřené na základní prvky s přihlédnutím na kontaktní materiály uvnitř experimentální komory. Jednalo se o prvky Fe, Cu, H, N, O a Al. Identifikační data jednotlivých prvků naleznete v tabulce 4.1 a 4.2.

V tabulce 4.3 jsme se pokusili statisticky zhodnotit výsledek identifikace z globálního hlediska. Nesmíme však opomenout fakt, že máme k dispozici pouze pozorovaná data z námi měřeného rozsahu. Komentářem tabulky 4.3 se dále budeme zabývat v závěru práce.



Obr. 4.2: Základní identifikace, spektrogram BV

Tab. 4.1: Přehled identifikovaných prvků, rozsah (380-870) nm, část 1/2

PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)
Cu I	402,26	O II	469,84	Cu I	521,82	Cu II	628,87
Fe I	406,36	O II	470,31	Fe I	524,91	N I	632,15
O II	412,14	Fe I	472,10	Cu I	529,25	Fe I	633,53
Fe I	417,76	Fe I	476,68	N I	535,43	N II	634,68
N I	424,99	N II	479,36	O II	539,17	Fe I	635,86
Fe I	426,86	N II	481,03	N II	553,53	Cu II	647,93
Cu I	427,51	Fe I	484,28	O II	555,48	N II	650,46
Fe I	437,78	Fe II	486,62	Cu I	570,02	N II	656,02
Fe I	441,51	Fe I	489,15	Cu I	578,21	Fe II	657,62
Cu I	448,04	O II	495,57	Fe I	585,22	N I	665,34
Cu I	450,83	N II	501,64	Fe II	601,79	O II	666,67
Fe I	453,11	Fe II	503,39	Fe I	618,71	O III	673,61
Cu I	458,69	Fe II	507,57	Cu II	619,80	Fe II	675,71
Cu I	465,11	Cu I	510,55	Fe I	621,93	Cu II	682,48
Cu II	467,36	Cu I	515,32	Fe I	628,06	O II	688,48

Tab. 4.2: Přehled identifikovaných prvků, rozsah (380-870) nm, část 2/2

PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)	PRVEK	λ (nm)
N I	690,03	O II	734,69	Fe II	809,11	N III	849,53
Al II	704,20	Fe II	746,32	Fe II	817,97	H I	854,54
Al I	708,46	Fe II	756,47	Fe II	821,72	-	-
Fe II	730,48	Fe II	765,77	N I	824,24	-	-

Tab. 4.3: Vyjádření úspěšnosti identifikace (id.) spektrálních čar

Rozsah id. (nm)	Počet id. spektrálních čar (-)	Celkový počet pozorovaných spektrálních čar (-)	Úspěšnost id. na rozsahu (%)
380-870	74	210	35,24

4.2 Ukázka výpočtu termodynamické teploty

Nyní provedeme ukázkou výpočtu. Prvně pro jeden bod určující pyrometrickou přímkou, včetně výpočtu odchylek. Následně se budeme zabývat funkcí LINREGRESE a jejími výstupy. Nakonec dopočteme termodynamickou teplotu, včetně odchylek se zhodnocením pravděpodobnosti. Seznámíme se s grafickými a datovými výstupy všech zhodnocených měření. Data potřebná k výpočtům jsou zobrazena v ukázce pracovní tabulky 4.4 a 4.5.

Tab. 4.4: Tabulka s daty pro výpočet termodynamické teploty, část 1/2

číslo prvku	PRVEK	λ (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	$A_{ki} \cdot g_k$ (10^8 s^{-1})	$\xi A_{ki} \cdot g_k$ (%)
1	Cu I	521,8202	0,0009	4,5	0,18
2	Cu I	529,2517	0,0009	0,872	0,18
3	Cu I	570.024	0,0009	0,0096	0,18
4	Cu I	578,2132	0,0009	0,033	0,18

Pro konstrukční bod pyrometrické přímky $B = [x, y]$ platí vztah 2.8:

$$y_B = \ln\left(\frac{\lambda_{ki} \cdot I_{ki}}{A_{ki} \cdot g_k}\right)$$

Tab. 4.5: Tabulka s daty pro výpočet termodynamické teploty, část 2/2

číslo prvku	PRVEK	I_{ki} (-)	ξI_{ki} (%)	E_k (eV)	$f(E_k) = \ln\left(\frac{\lambda_{ki} \cdot I_{ki}}{A_{ki} \cdot g_k}\right)$
1	Cu I	0,553987496	0,05	6,1920251	-34,98
2	Cu I	0,036100427	0,05	7,737027	-36,06
3	Cu I	0,07924114	0,05	3,816692	-30,69
4	Cu I	0,164525979	0,05	3,7858976	-31,18

$$x_B = E_k(J)$$

Výpočet:

$$y_B = \ln\left(\frac{570,024 \cdot 10^{-9} \cdot 0,07924114}{0,0096 \cdot 10^8}\right) = -30,6875$$

$$x_B = 3,816692 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} = 6,11 \cdot 10^{-19}$$

Pro výpočet celkové relativní odchylky vztahu $\frac{\lambda_{ki} \cdot I_{ki}}{A_{ki} \cdot g_k}$ platí

$$\xi_C = \sqrt{(\xi I_{ki})^2 + \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda_{ki}}\right)^2 + (\xi A_{ki} g_k)^2}, \quad (4.1)$$

dále platí obecný vztah

$$\delta[\ln x] = \frac{\delta x}{x} = \xi x \quad (4.2)$$

Ze vztahu 4.1 a 4.2 vyplývá skutečnost pro výpočet absolutní chyby pro y_B . Výpočet je následující

$$\delta y_B = \sqrt{0,05^2 + \left(\frac{0,0009}{570,024}\right)^2 + 0,18^2} = 0,1868$$

Výsledek lze tedy zapsat ve tvaru

$$B = [6,11 \cdot 10^{-19}, -30,69 \pm 0.19]$$

Vypočtené hodnoty bodu B lze nalézt v pracovní tabulce 4.3. Samotný bod, včetně odchylek, lze spatřit v ukázce pyrometrické přímky na obrázku 2.5.

Po dopočtu všech konstrukčních bodů pyrometrické přímky, lze v programu Excel použít funkci LINREGRESE. Tato funkce nám po dodefinování některých parametrů body lineárně proloží přímkou. Mezi výstupy výše zmíněné funkce patří i funkční předpis přímky s vypočtenou standardní chybou proložení.

Při porovnání vlivu výsledné odchylky neurčitosti konstrukčních bodů s vlivem standardní chyby lineárního proložení zjistíme, že výše vypočtené odchylky určení

Tab. 4.6: Potřebná data z výstupu funkce LINREGRESE

<i>Funkční předpis pyrometrické přímky</i>	<i>tgα</i>	<i>Střední chyba průměru</i>
$y = (-8,54 \cdot 10^{18})x - 26,26$	$-8,54 \cdot 10^{18}$	$6,30 \cdot 10^{17}$

konstrukčních bodů jsou zanedbatelné. Nebudeme se jimi, ani jejich šířením v následujících výpočtech tedy již dále zabývat.

V tabulce 4.4 je přepis výstupu funkce LINREGRESE pro měření 7, čas T+6,52 ms. Hodnoty použijeme k dopočtu termodynamické teploty a její odchylky. Výpočet se řídí vztahem 2.9 a je následující

$$T = \frac{-1}{1,38065 \cdot 10^{-23} \cdot (-8,5399) \cdot 10^{18}} = \mathbf{8481,3\text{ K}}$$

Dopčet odchylky

$$T_{\delta} = \frac{-1}{1,38065 \cdot 10^{-23} \cdot (-8,54 + 0,63) \cdot 10^{18}} = 9156,7\text{ K}$$

$$T - T_{\delta} = 8481,3 - 9156,72 = -675,4 \Rightarrow \delta T = \pm \mathbf{675,4\text{ K}}$$

Nyní jsme se dostali do fáze, kdy je vhodné zhodnotit míru pravděpodobnosti, že náš výsledek leží uvnitř zjištěného intervalu. Vycházíme z normálního rozdělení pravděpodobnosti o $P=68,27\%$, koeficient $\nu_{\xi}=1$. Pro výslednou chybu měření platí vztah

$$\vartheta_{\xi} = \nu_{\xi} \cdot \delta T \tag{4.3}$$

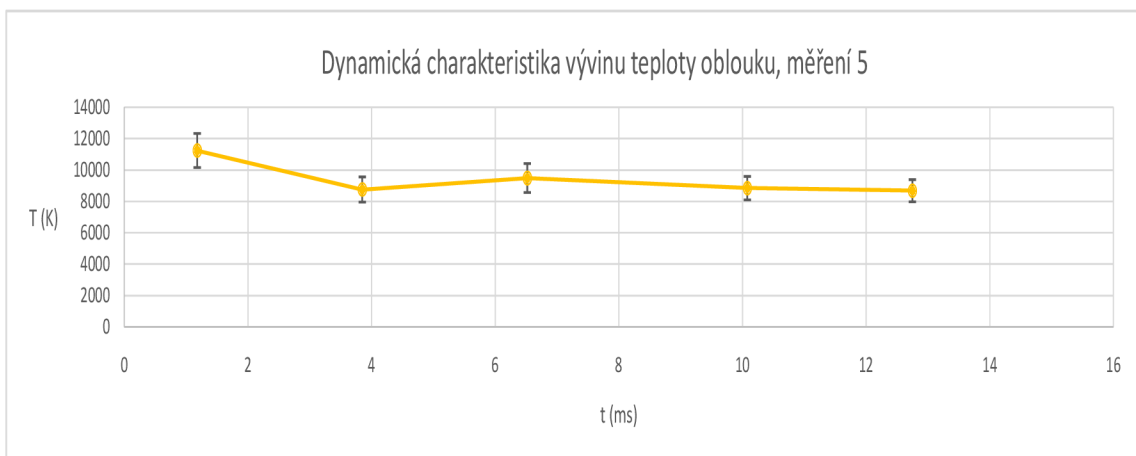
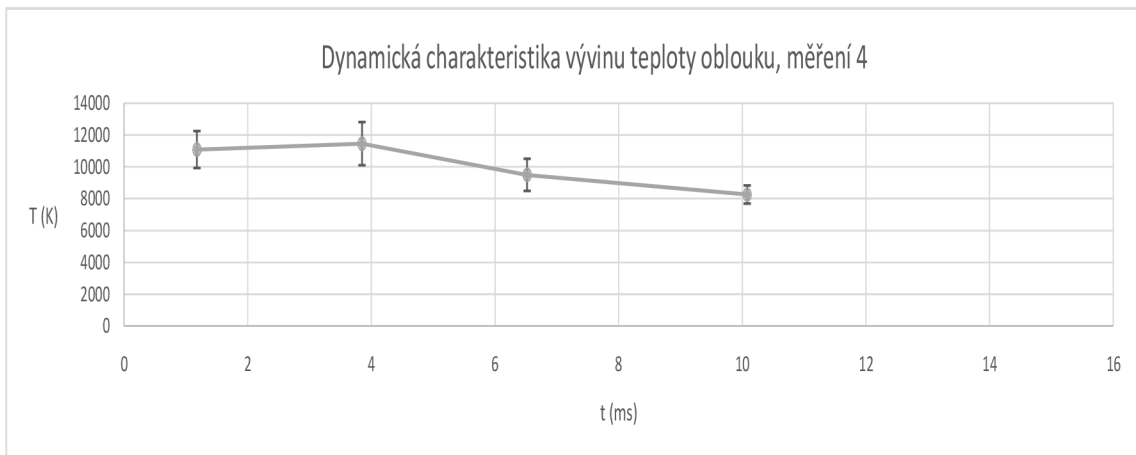
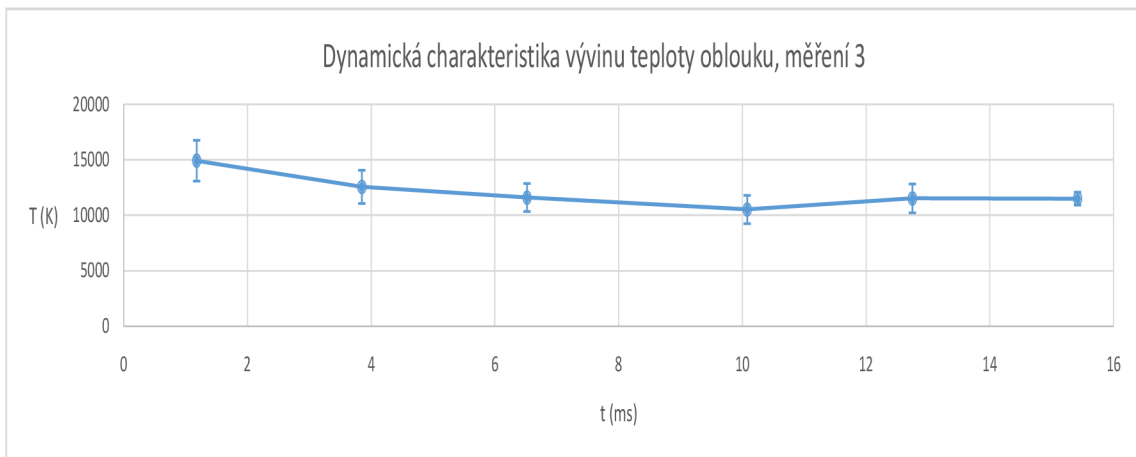
Konečný výsledek je tedy

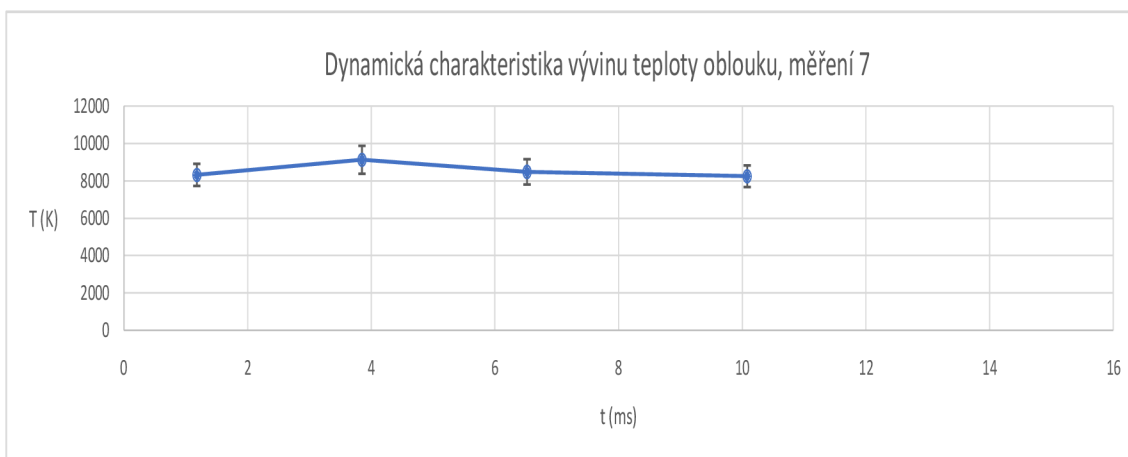
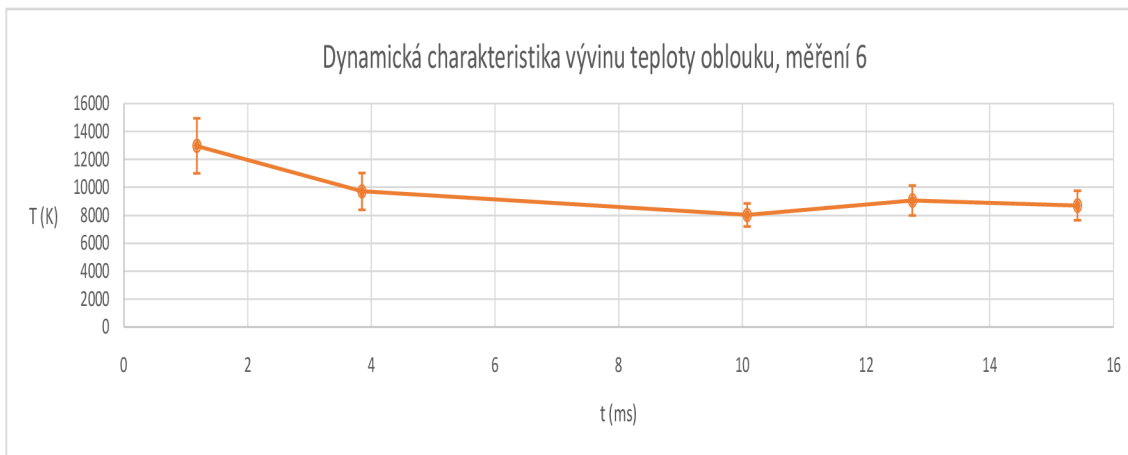
$$\mathbf{T = (8481 \pm 675)\text{ K}}$$

Ze vztahu 4.3 vidíme, že míra pravděpodobnosti nám moduluje velikost finální odchylky výpočtu. Pokud bychom chtěli pásmo hodnot, kde by se výsledné hodnoty nacházely s $P=95\%$, museli bychom použít koeficient odpovídající tomuto rozložení pravděpodobnosti. Pro $P=95\%$ je $\nu_{\xi}=1,96$. Výsledná pravděpodobná odchylka by potom tedy nabývala téměř dvojnásobné hodnoty.

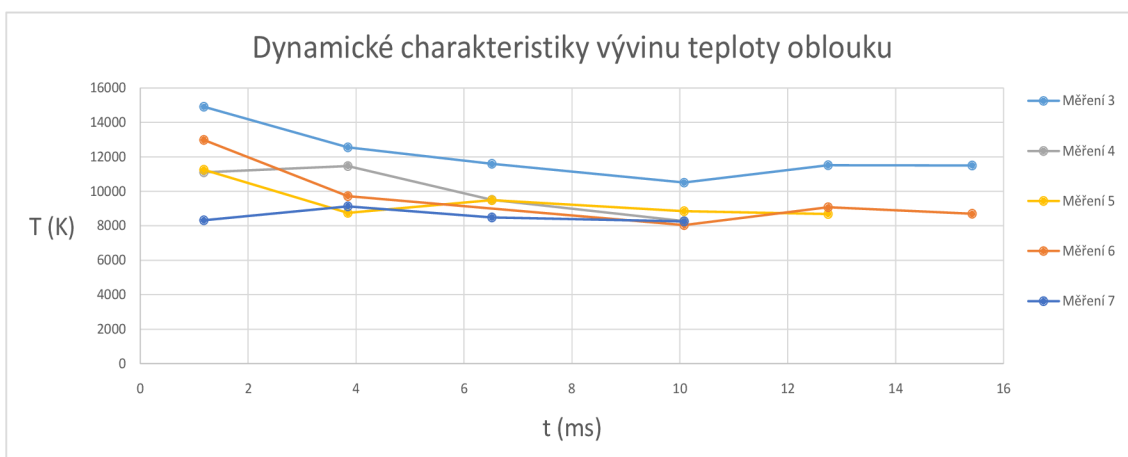
4.3 Výstup zpracování dat měření

Následující obrázky grafů a tabulka 4.5 jsou konečným výstupem z komplexního zpracování všech použitelných dat z měření. Jednotlivá měření jsou zde uvedena samostatně, včetně vlastních odchylek. Finální graf, který do sebe všechna měření slučuje, je z důvodů přehlednosti od těchto odchylek odproštěn.





Obr. 4.3: Soubor měřených charakteristik



Tab. 4.7: Vývin termodynamické teploty elektronů v plazmatu

Čas (<i>ms</i>)	1,18	3,85	6,52	10,08	12,75	15,42
$T \pm \delta T$ (K) měření 3	14914 ± 1845	12554 ± 1500	11593 ± 1263	10516 ± 1274	11520 ± 1301	11497 ± 584
$T \pm \delta T$ (K) měření 4	11101 ± 1161	11469 ± 1354	9509 ± 1013	8273 ± 571	– –	– –
$T \pm \delta T$ (K) měření 5	11242 ± 1085	8753 ± 805	9485 ± 926	8841 ± 746	8680 ± 705	– –
$T \pm \delta T$ (K) měření 6	12976 ± 1972	9716 ± 1318	– –	8029 ± 826	9069 ± 1073	8702 ± 1051
$T \pm \delta T$ (K) měření 7	8319 ± 588	9126 ± 749	8481 ± 675	8250 ± 579	– –	– –

5 ZÁVĚR

Bakalářská práce se zabývala vývinem termodynamické teploty v elektrickém oblouku. Dělí se na teoretickou a praktickou část. Cílem byla analýza emisních spekter plazmatu a její zhodnocení ze dvou hledisek. Za první z pohledu možností a efektivity určení složení plazmatu a za druhé z pohledu výsledných hodnot vývinu termodynamické teploty s ohledem na okamžitý tvar elektrického oblouku.

Ve fázi příprav jsme vhodně upravili experimentální výbojovou komoru, abychom mohli výboj pozorovat z jednoho pohledu po maximální dobu jeho existence. Jedná se o rovnoběžný pohled s podélnou osou obou elektrod, s počátkem na straně vzniku výboje. Pozorovaný prostor jsme zvětšili použitím čočky o průměru 0,6 cm. Pro vhodné krytí čočky jsme vybrali křemičité sklo, které má vysokou propustnost záření i na nižších vlnových délkách, což nám mělo rozšířit možnosti a kvalitu pozorování.

Každý kdo se již někdy určováním složení plazmatu elektrických výbojů hlouběji zabýval, musí potvrdit, že se jedná o samostatný příběh. Čím více procent identifikovaných pozorovaných spektrálních čar chceme mít, tím více potřebujeme zkušeností, vzdělání a času. V našem případě jsme vsadili spíše na jistotu a základní tvrzení, než se pokoušet o vyvolávání vědomostí, které zatím nejsou v našem repozitáři. S jistotou lze tedy tvrdit následující, vzhledem k testování spektrálních čar pouze na základní prvky, že jsme snížili možnost špatné identifikace na minimum. Podařilo se nám identifikovat celkem 35,24 % všech spektrálních čar pozorovaných na rozsahu (380-870) nm. Jelikož měření a výpočty vychází z pozorování poměrných veličin, nelze určit procentní poměr objemu prvků v plazmatu a tudíž se musíme omezit na tvrzení, zda se zjištěný prvek ve složení plazmatu nachází, či nikoliv. V tabulce 4.1 a 4.2 kapitoly 4.1 nalezneme kompletní seznam všech identifikovaných prvků. Pokud budeme vycházet z předpokladu krajní chyby normálního rozložení, lze říci, že se ve složení námi měřeného plazmatu nacházely s 99,73 % pravděpodobností prvky: Cu, Fe, N, O.

K vyhodnocení vývinu termodynamické teploty musíme nejprve zmínit několik předpokladů. Prvním je, že byla dodržena lokální termodynamická rovnováha. Druhým je tvrzení, že v případě našeho měření, nehrál okamžitý tvar oblouku zásadní roli. Na záznamu nelze rozlišit délku, ani komplexní tvar oblouku, především kvůli znečištění průhledové části experimentální komory v průběhu hoření. Změny tvaru probíhaly téměř neustále, což se dalo pozorovat na záření jádra oblouku, které bylo dostatečně viditelné a průběhu spontánních opalů plexiskla. Nicméně v konečném výsledku se nedalo jakýmkoliv způsobem uplatnit při vyhodnocení výkyvů teplot. Veškeré výpočty a znázorněné průběhy termodynamických teplot náleží elektronům plazmatu.

K samotným průběhům vývinu termodynamických teplot. Nejvyšší zjištěná tep-

lota byla 14914 K a nejnižší 8029 K. Průběhy můžeme z globálního hlediska hodnotit jako lineární, bez agresivních teplotních výkyvů. Po nejdelší dobu měření se teploty pohybovaly v pásmu od (8000-10000) K. Můžeme tvrdit, že zjištěné hodnoty leží v našich intervalech s 68,23 % pravděpodobností.

Cíle bakalářské práce byly dosaženy. Dále jsme zjistili, že k podrobnějšímu zkoumání závislosti vývinu teploty plazmatu s ohledem na okamžitý tvar oblouku, potřebujeme pokročilejší metody záznamu a vyhodnocování (3D rekonstrukce) a možnost provázat více projektů zabývajících se jednou tematikou. Ať se již jedná o tvorbu programů pro analýzu a zpracování makrodat, nebo k zpracování neforemného signálu (tvorba spektrálních čar z videozáznamu).

LITERATURA

- [1] BITTENCOURT, Jose Augusto. *Fundamentals of plasma physics*. 3rd ed. Sao José dos Campos: National Institute for Space Research, c2003. ISBN 85-900100-3-1.
- [2] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Přeložil Karel ROHLENA. Praha: Academia, 1984.
- [3] KOC, Stanislav. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*. Vol. 12 (1967), No. 1, 1–7, 5.12.2017 Dostupné z URL: <<http://dml.cz/dmlcz/139576>>
- [4] *Definice plazmatu, základní charakteristiky plazmatu*. [online]. , 5 [cit. 2016-11-13]. Dostupné z URL: <http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH_02.pdf>
- [5] PĚČEK, D. *Určení rozložení teploty oblouku v reálném jističi*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií 2017. 56 s. Vedoucí diplomové práce Mgr. Petr Kloc, Ph.D.
- [6] SAMOHEJL, M. *Rozšíření možností optické diagnostiky spínacího oblouku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 56s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jiří Valenta, Ph.D.
- [7] *Elektrické výboje v plynech*. PowerWiki Elektroenergetika: Katedry elektroenergetiky, FEL, ČVUT [online]. [cit. 2016-12-15]. 5.12.2017 Dostupné z URL: <https://www.powerwiki.cz/wiki/00EEE_Vyboje>
- [8] *PLAZMA-4. SKUPENSTVÍ LÁTKY* 6.12.2017 Dostupné z URL: <https://kfy.zcu.cz/export/sites/kfy/dokumenty/AFY/AFY_v2.pdf>
- [9] KUBEŠ, P. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika*. FEL ČVUT [online]. 6.12.2017 Dostupné z URL: <<http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>>
- [10] Obr. 2.2 *Spojité, absorpční a emisní spektrum*. [online] , imig 20-22.jpg 7.12.2017 Dostupné z URL: <<http://slideplayer.cz/slide/11341868/>>
- [11] Obr. 2.4 *Ukázka záznamu spekter a identifikace jednotlivých spektrálních čar*. FEL ČVUT [online]. 6.12.2017 Dostupné z URL: <<http://www.astrovm.cz/cz/odborna-cinnost/vysledky-pozorovani/zaznam-a-komparace-spektra-blesku.html>>

- [12] ŠTANGLER, M. *Fyzikální praktikum 4, Optická emisní spektra atomů a molekul*. [online]. 10.12.2017 Dostupné z URL: <http://physics.muni.cz/~stangler/protokoly/FyzikalniPraktikum3_04.pdf>
- [13] Obr. 2.6 *Schématické znázornění komponentů spektrometru*. [online]. 10.12.2017 Dostupné z URL: <https://automatizace.hw.cz/files/images/smallspektrometr_zakladni_princip2.jpg>
- [14] Obr. 2.7 *Typický čip CCD kamery (fotoelektrický senzor)*. Zdroj: Newton (CCD and EMCCD) User Manual 1.3.pdf
- [15] NIST *Atomic spectra database* 30.12.2017 Dostupné z URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html>
- [16] *Chyby měření, fyzikální praktikum* 30.12.2017 Dostupné z URL: <https://kfy.zcu.cz/export/sites/kfy/dokumenty/FP1/Chyby_mereni_T.pdf>
- [17] VUT-ZKRATOVNA 15.5.2018 Dostupné z URL: <https://zvut.cz/tema/tema-f38144/ve-zkratovn-testuji-zahranicni-firmy-sva-elektricka-zarizeni-pred-vedenim-na-trh-d121226>
- [18] KULHÁNEK, P. *Obří Rydbergovy molekuly* 15.5.2018 Dostupné z URL: <https://www.aldebaran.cz/bulletin/2016_32_ryd.php>
- [19] GAZÁREK, J. *program na přiloženém CD*
- [20] *deti.mensa.cz* 20.5.2018 Dostupné z URL: <<https://deti.mensa.cz/index.php?pg=aktuality&aid=62>>

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

Symbol	Název	Jednotka
A_{ki}	Einsteinova pravděpodobnost přechodu	(s^{-1})
e	rychlost světla ve vakuu	($m s^{-1}$)
E	energie	(eV)
ΔE	rozdíl energií mezi energetickými hladinami	(eV)
E_{st}	střední kinetická energie částic	(eV)
g	váha pravděpodobnosti přechodu	(-)
h	Planckova konstanta	(J s)
I	intenzita záření	($W m^{-2}$)
I	proud	(A)
k	Boltzmannova konstanta	(eV K $^{-1}$)
$K(\lambda)$	korekční činitel	(-)
m_e	hmotnost elektronu	(kg)
n_i	hustota ionizovaných částic	(m^{-3})
n_n	hustota neutrálních částic	(m^{-3})
N_D	počet částic v prostoru Debyeovy délky	(-)
P	pravděpodobnost	(%)
T	termodynamická teplota	(K)
U	napětí	(V)
U_i	ionizační energie	(kJ mol $^{-1}$)
U_z	zapalovací napětí	(V)
b	Wienova konstanta	(2,898 mm K)
s	Stefanova konstanta	($5,669 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$)
z	stavová suma	(-)
λ	vlnová délka	(m)
λ_D	Debyeova stínící délka	(m)
ν	frekvence	(Hz)
π	Ludolfovo číslo	(-)
τ	střední doba mezi srážkami částic	(s^{-1})
$tg\alpha$	směrnice přímky	(-)
ω	úhlová frekvence záření	(s^{-1})
ω_p	plazmová frekvence	(Hz)
ξ	relativní chyba	(%)
ξ_C	celková relativní chyba	(%)
δ	absolutní chyba	(A.u.)
δT	absolutní chyba termodynamické teploty	(K)

ϑ_{ξ}	pravděpodobná chyba	(%)
ν_{ξ}	koeficient normálního rozložení pravděpodobnosti	(-)

Zkratka	Význam
FEKT	Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
VUT	Vysoké učení technické v Brně
OES	optická emisní spektroskopie
LTE	lokální termodynamická rovnováha
NIST	National Institute of Standards and Technology - U.S. Department of Commerce
AC	střídavý proud
např.	například
tzv.	takzvaný
A.u.	libovolná jednotka
id.	identifikace
atd.	a tak dále

SEZNAM PŘÍLOH

A Obsah přiloženého CD

51

A OBSAH PŘILOŽENÉHO CD

Na přiloženém médiu naleznete data surové pracovní soubory z měření, včetně videozáznamů z kamery ISpeed 726 R a příkonových dat generátoru. Dále soubor generovaných grafů a dat pro vizuální synchronizaci referenčního času vzniku výbojů a další úpravy. Pracovní data po synchronizaci, ořezu a selekci. Pracovní soubory z prostředí Excel. Program pro zpracování makrodat spustitelný v prostředí NetBeans (požadované parametry se nastavují ručně, přímo ve zdrojovém kódu).

```
/ ..... kořenový adresář přiloženého CD
├── datamereni ..... průběhy U a I, videozáznamy a data ze spektrografů
├── datavystup .... kompletní vygenerovaná data k rozhodnutí synchronizace a ořezu
├── dataselekce ..... data po korekci, synchronizaci a výběru časových intervalů
├── excel ..... pracovní soubory pro výpočty
└── program ..... program pro práci s makrodaty
```