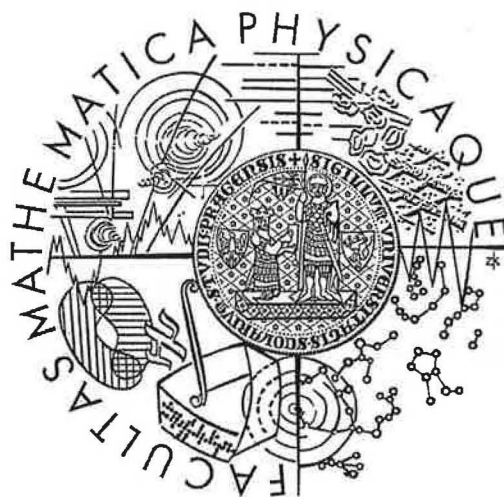


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Milan Aftanas

Vliv vnějších parametrů na chování doutnavého výboje v laserové směsi

Katedra elektroniky a vakuové fyziky

Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Věra Hrachová, CSc.

Studijní program: Fyzika povrchů a ionizovaných prostředí

Poděkování

Mé díky patří zejména docentce Hrachové za její odborné vedení, ochotu a v neposlední řadě i trpělivost, se kterou se mi po dobu mého studia a práce věnovala. Poděkovat bych chtěl doktoru Kaňkovi, za jeho pomoc při vysvětlování i řešení mnoha problémů a nesrovnalostí. Děkuji i kolegovi Schmiedtovi za pomoc a spolupráci v laboratoři a kolegovi Němcovi za pomoc při překonávání technických problémů při extrakci dat.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 20.4. 2006

Milan Aftanas

Abstrakt.....	2
1. Úvod.....	3
1.1. Kompozice textu.....	4
2. Výboje v plynech.....	5
2.1. Základy kinetické teorie.....	5
2.2. Záření plazmatu.....	10
2.3. Teorie elektronových lavin.....	10
2.4. Systematika výbojů.....	10
2.5. Dvojsondová měření.....	15
2.6. Vliv materiálu výbojové trubice.....	16
3. Laser.....	18
3.1. Historie.....	18
3.2. Spontánní a stimulovaná emise.....	18
3.3. Od teorie k praxi.....	19
3.4. Dělení laserů.....	19
3.5. CO ₂ laser.....	20
4. Optické metody diagnostiky plazmatu.....	23
4.1. Úvod.....	23
4.2. Rozdělení spektroskopických metod.....	23
4.3. Teorie kvantitativní analýzy.....	25
5. Aparatura a metodika měření.....	28
4.1. Aparatura.....	28
4.2. Metodika měření.....	29
6. Výsledky měření a diskuse.....	30
6.1. Určování koncentrací.....	30
6.2. Určování vibrační teploty.....	35
6.3. Dvojsondová měření.....	38
7. Závěr.....	42
8. Reference.....	43

Abstrakt

Název práce: Vliv vnějších parametrů na chování doutnavého výboje v laserové směsi

Autor: Milan Aftanas
Katedra (ústav): Katedra elektroniky a vakuové fyziky
Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Věra Hrachová, CSc.
e-mail vedoucího: Vera.Hrachova@mff.cuni.cz
Abstrakt:

Byl zkoumán *pozitivní sloupec doutnavého výboje* udržovaný v *CO₂ laserovací směsi* (sestavající se z molekul „CO₂“, „N₂“ a „He“ v různých koncentracích) v rozsahu tlaků 130-1000Pa a pro výbojové proudy 10-50mA ve dvou výbojových trubicích o stejném tvaru ale z různých materiálů. Hlavní náplní práce bylo studium spekter *optickou emisní spektroskopií*. Zaměřili jsme se na zkoumání intenzit spektrálních pásů druhého pozitivního systému molekulárního dusíku odpovídajícího přechodu N₂(C)→N₂(B) a Angstromova pásu molekuly oxidu uhelnatého, neboť právě tyto molekuly hrají ve výboji důležitou úlohu.

Byla ukázána klesající závislost intenzity N₂(C) i Angstromova pásu CO pásu s rostoucím tlakem a rostoucí závislost na rostoucím proudy. Též byla určena vibrační teplota získaná z intenzit N₂(C) pásu. I ta vykazovala rostoucí závislost na rostoucím proudy a klesající závislost na rostoucím tlaku.

Druhým výsledkem měření byl vliv materiálu výbojové trubice. Jak se ukazuje, má materiál vliv jak na koncentraci oxidu uhelnatého a vibrační teplotu N₂, tak na elektronovou teplotu a koncentraci.

Klíčová slova: emisní spektroskopie, doutnavý výboj, CO₂ laserovací směs

Title: Influence of External Parameters on the DC Glow Discharge in Laser Mixture

Author: Milan Aftanas
Department: Katedra elektroniky a vakuové fyziky
Supervisor: Doc. RNDr. Věra Hrachová, CSc.
Supervisor's e-mail address: Vera.Hrachova@mff.cuni.cz
Abstract:

The positive column of the DC glow discharge sustained in CO₂ laser mixture (containing CO₂, N₂ and He at different ratio) has been studied in pressure range 130-1300Pa and for discharge currents in range 10-50mA in two discharge tubes of the same shape, made from two different materials. Our main goal was the study of spectra by means of optical emission spectroscopy. We have focused on the investigation of intensities of spectral bands of the second positive system of molecular nitrogen corresponding to the transition N₂(C)→N₂(B) and Angstrom band of molecules CO in reference to important role of this molecules in the discharge.

It has been found that intensity of N₂(C) bands and Angstrom band of CO molecules decreases with increasing pressure and with decreasing current. It was possible to estimate vibrational temperature T_{vib} from measured intensities of N₂(C) bands. It was observed that T_{vib} increases with increasing discharge current and slightly decreases with increasing pressure.

The dependence of the plasma properties on discharge tube material has been investigated. Material has influence both on CO concentration, T_{vib} and on electron concentration and temperature.

Keywords: emission spectroscopy, DC glow discharge, CO₂ laser mixture

1. Úvod

Obsahem této práce je experimentální studium plazmatu pozitivního sloupce doutnavého výboje ve směsi „ CO_2 “, „ N_2 “ a „ He “ (s různými koncentracemi jednotlivých složek) metodou optické emisní spektroskopie (kdy jsou zkoumány vibračně excitované stavy molekul „ CO “ a „ N_2 “) a v omezeném rozsahu i pomocí sond.

Motivací k tomuto studiu je seznámení se s některými důležitými procesy, které v doutnavém výboji v této (v praxi široce používané) směsi probíhají, nalezení takové hodnoty koncentrací jednotlivých složek, aby bylo zastoupení molekuly „ CO “ co nejmenší, a konečně i analýza vlivu vakuových podmínek a materiálu výbojové trubice na vlastnosti této směsi.

Práce navazuje na měření parametrů doutnavého výboje za různých podmínek, které v naší laboratoři pod vedením docentky Hrachové již dlouhou dobu probíhají [6-10,12].

Nalezení optimálních koncentrací

Tato část vytyčených cílů má původ v asi nejrozšířenější aplikaci doutnavého výboje v této směsi, a tím je CO_2 laser. Je evidentní, že jeho parametry laseru úzce souvisí s chemickým složením aktivního prostředí. Více v kapitole třetí.

Vliv vakuových podmínek

Studium vlivu vakuových podmínek má význam jak pro technické využití tohoto výboje tak může sloužit jako měřítko přesnosti, kterou musíme na systém klást, aby výsledky měření byly přenositelné.

Vliv materiálu výbojové trubice

Povrchové interakce mezi atomárními a molekulárními částicemi a povrchem stěn jsou jedním z důležitých směrů výzkumu výbojů v molekulárních plynech a směsích. Za určitých podmínek mohou výrazně ovlivnit složení (a následně vlastnosti) výbojového plynu, a mají tak vazbu na samotný výboj.

1.1. Kompozice textu

Celá práce je rozdělená do několika kapitol. Ty úvodní (*kapitola 2. až 4.*) jsou teoretickým úvodem a věnují se po řadě: výbojům v plynech, laserům a metodám optických diagnostik. Druhá polovina práce je pak experimentální – popis experimentálního zařízení a postupu získávání výsledků, výsledky měření a jejich diskuze včetně srovnání s vybranými publikovanými články a nakonec závěr. Poslední částí textu jsou dodatky – texty, které svým obsahem rozšiřují nebo vysvětlují obsah diplomové práce, ale z důvodů přehlednosti se do předcházejících kapitol nevešly.

2. Výboje v plynech

Elektrickým výbojem v plynu nazýváme všechny jevy v plynu, kdy se plyn nebo pára stávají elektricky vodivými a dochází k orientovanému pohybu nosičů náboje.

Důležitou (a v praxi často používanou) vlastností elektrického výboje je vyzařování elektromagnetického vlnění (IR, viditelného, UV). Další charakteristickou vlastností některých druhů výboje v plynech je vysoká teplota částic, jež se výboje účastní.

2.1. Základy kinetické teorie

Při základním popisu vlastností plynů na základě kinetické teorie vycházejme z představy tzv. *ideálního plynu*. Ideální plyn se skládá z částic, které si znázorňujeme koulemi. Tyto koule na sebe působí vzájemnými srážkami - dojde-li pouze k výměně kinetické energie, mluvíme o *srážce pružné* (elastické), v opačném případě (dojde-li při srážce k vybuzení či ionizaci) se jedná o *srážku nepružnou* (neelastickou). Neelastické srážky dále třídíme:

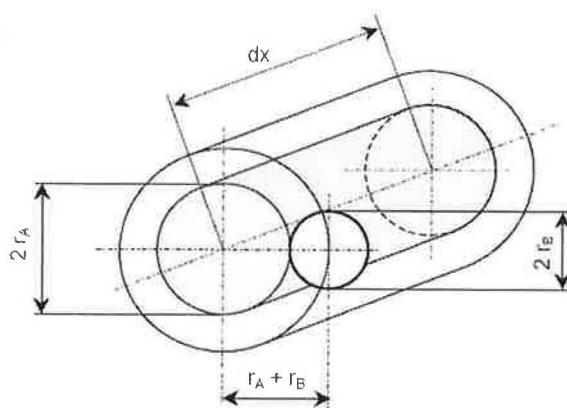
- *Při srážce prvního druhu jde o přenos energie fotonů či elektronů na částici (atom, molekulu, iont). Do srážky vstupuje kinetická energie. Důsledkem takové srážky může být disociace, vybuzení, ionizace.*
- *O srážce druhého druhu hovoříme tehdy, dochází-li mezi atomy (molekulami, ionty). Ve srážce hraje roli potenciální energie částic.*

Důležitým činitelem v plazmochemických reakcích, může být i elektroda či stěna výbojové trubice – dominantním procesem, který se v této souvislosti studuje, je rekombinace.

Účinný průřez

Částice „A“, která má tvar koule s poloměrem „ r_a “ a pohybuje se rychlostí „ v “, proletí za jednotku času objemem „ $\pi \cdot r_a^2 \cdot v$ “. Tato částice se srazí se všemi částicemi, které jsou zcela nebo částečně v proběhnutém válcovém objemu - *obrázek 2.1.*

Výboje v plynech



Obrázek 2.1: Ilustrace k vysvětlení účinného průřezu

Srazí se tedy s každou částicí „B“, jejíž střed je od středu koule vzdálen o délku menší než „ r_a+r_b “ tj. S částicemi se středy v prostoru vymezeném válcem s objemem „ $\pi(r_a+r_b)^2 v$ “. Pak veličinu

$$Q_{AB} = \pi(r_a + r_b)^2 \quad (2.01)$$

nazýváme *účinným průřezem* částice „A“ vzhledem k částici „B“.

Počet srážek na elementu dráhy „ dx “ částice „A“ je tedy „ $N_A Q_{AB} dx$ “, kde „ N_a “ je koncentrace částic „A“. Počet srážek za jednotku času nazýváme *srážkovou frekvencí* a platí

$$v = N_B Q_{AB} v_A \quad (2.02)$$

kde „ N_B “ je koncentrace částic druhu „B“ a „ v_A “ rychlost částice „A“. Při nahrazení jedné částice „A“ svazkem částic s koncentrací „ N_A “ vychází počet srážek za jednotku času jako

$$v_c = N_A N_B Q_{AB} v \quad (2.03)$$

Ztrácí-li svazek částic na element délky „ dx “ „ dN_A “ částic:

$$-dN_A = N_A N_B Q_{AB} dx \quad (2.04)$$

Odtud dostaneme závislost koncentrace částic ve svazku na dráze:

$$-dN_A = N_{A_0} e^{N_B Q_{AB} x} \quad (2.05)$$

kde „ N_{A_0} “ je koncentrace částic svazku v místě „ $x=0$ “.

Ze vztahu (2.05) vyplývá, že účinný průřez lze stanovit z koncentrace částic.

Výboje v plynech

Účinný průřez musí respektovat všechny srážky - pružné i nepružné. Každá srážka je velmi komplikovaný proces. Při přibližování působí na srážející se částice jednak van der Waalsovy přitažlivé síly (malý dosah - síla je úměrná „ r^{-7} “), při větších vzdálenostech převládá Coulombovo působení mezi nabitými částicemi („ r^{-2} “), dále pak valenční síly elektronů, apod. Všechny tyto síly je poměrně těžké identifikovat, vždy však závisí na způsobu uspořádání elektronového obalu srážejících se částic.

Srážková frekvence a volná dráha

V předchozí části jsme odvodili počet srážek částice „ A “ za jednotku času při pohybu rychlosti „ v “ v klidném plynu tvořeném částicemi „ B “ – rovnice (2.02). Pro srážkovou frekvenci molekuly „ A “ obklopenou stejnými molekulami platí analogicky:

$$v = N_B Q_{AA} \langle v_r \rangle \quad (2.06)$$

kde „ $\langle v_r \rangle$ “ v je střední hodnota rychlosti molekul „ A “. Převrácenou hodnotou tohoto výrazu pak budeme rozumět *střední volnou dobu letu* („ τ “) mezi dvěma po sobě následujícími srážkami. Pro *střední volnou dráhu* („ λ “) mezi dvěma následujícími srážkami platí obecně úměrnost k převrácené hodnotě součinu koncentrace a účinného průřezu („ λ “ úměrné „ $(NQ)^{-1}$ “).

Z rovnice (2.05) plyne:

$$N_A(x) = N_0 e^{-NQx} = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2.07)$$

Derivováním (2.07) podle „ x “ dostaneme rozdělovací funkci volných drah:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \quad (2.08)$$

Tlak a teplota

Tlak, kterým působí molekuly plynu na stěny nádoby je určen změnou hybnosti částic narážejících na stěny. Pro zjednodušení předpokládáme, že molekuly plynu jsou rozděleny do šesti stejných svazků pohybujících se ve směru kladných a záporných os prostorového souřadného systému. Za jednotku času naráží na jednotkovou plochu stěny „ $vN/6$ “ částic, kde „ v “ je rychlost pohybu molekul a „ N “ jejich koncentrace. Částice naráží na stěnu kolmo (nádobu má tvar válce), každý náraz je pružný a přenáší se při něm hybnost „ $mv - (-mv) = 2mv$ “.

Výboje v plynech

Takže tlak bude:

$$p = \frac{N}{6} v 2 m v = \frac{N m v^2}{3} \quad (2.09)$$

Při libovolném rozdělení směru pohybu částic a přesném výpočtu dostaneme:

$$p = \frac{N m \bar{v}^2}{3} \quad (2.10)$$

Počet molekul v molu plynu je dán *Avogadrovým číslem* „ $N_A = 6,036 \cdot 10^{23}$ “, koncentrace tedy bude

$$N = \frac{N_A}{V} \quad (2.11)$$

kde „ V “ je objem jednoho *molu*. Po dosazení (2.09) dostaneme

$$p = \frac{N_A}{V} \frac{m v^2}{3} \quad (2.12)$$

nebo

$$pV = N_A \frac{m v^2}{3} \quad (2.13)$$

Porovnáním se *stavovou rovnicí ideálního plynu*

$$pV = RT \quad (2.14)$$

dostaneme:

$$\frac{m v^2}{3} = \frac{3}{2} \frac{RT}{N_A} = \frac{3}{2} kT \quad (2.15)$$

kde „ $k = R/N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ “ je *Boltzmannova konstanta*. Po dosazení (2.15) do (2.12) dostaneme pro koncentraci částic

$$N = \frac{N_A p}{RT} = \frac{p}{kT} \quad (2.16)$$

Tato rovnice popisuje souvislost tlaku, teploty a koncentrace částic pro jednoduchý plyn.

Daltonův zákon: Výsledný tlak ve směsích plynů je roven součtu dílčích tlaků jednotlivých komponent:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n \quad (2.17)$$

Maxwellova rozdělovací funkce a pojem teploty plazmatu

Jednotlivé částice plynu na sebe narážejí rychlostmi, které závisí na teplotě plynu. V prvním přiblížení lze předpokládat, že pohyb částic je rovnoměrný s nespojitě proměnnými rychlostmi i směry. Pohyb částic je dokonale neuspořádaný – chaotický. Libovolný směr pohybu částic je stejně oprávněný a každý z libovolných směrů je obsazen stejným počtem částic. Chceme-li přesněji popsat děje v plazmatu, musíme určit, jakým způsobem jsou rozděleny rychlosti částic, které tvoří plazma, a to jak co do směru, tak co do velikosti.

Jestliže je plazma (plyn) v rovnovážném stavu, pak se částice nejpravděpodobněji pohybují podle *Maxwellova rozdělení*. Maxwellova rozdělovací funkce „ $f(v, T)$ “ určuje střední počet částic „ dN “, které se pohybují v intervalu rychlosti „ $(v, v+dv)$ “

$$dN(v)=f(v,T)dv \quad (2.18)$$

kde

$$f(v, T) = 4 \pi N \left(\frac{m}{2 \pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (2.19)$$

případně

$$dN(v, T) = 4 \pi N \left(\frac{m}{2 \pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (2.20)$$

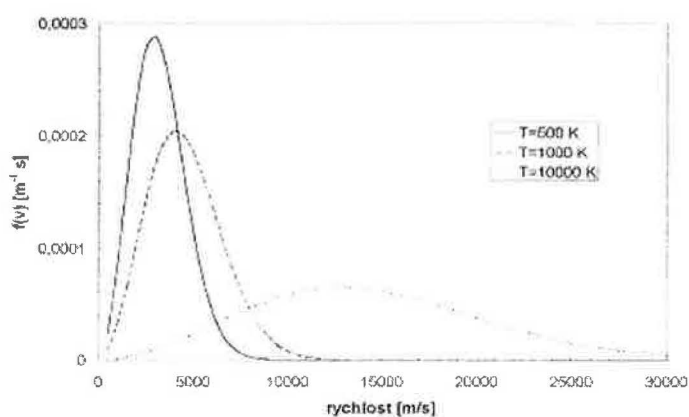
kde „ N “ je celkový počet částic, „ k “ Boltzmanova konstanta, „ m “ hmotnost částic, „ v “ jejich rychlost a „ T “ jejich teplota. Grafické znázornění průběhu Maxwellovy fce je znázorněno na obrázku 2.2 (na další stránce).

S rostoucí teplotou se zmenšuje maximální hodnota rozdělovací fce a její poloha se posunuje do oblastí vyšších teplot a současně vzrůstá počet částic s vyššími rychlostmi.

Střední kinetická energie částic s Maxwellovým rozdělením:

$$E_k = \frac{\int_0^{\infty} \frac{mv^2}{2} dn}{n} = \dots = \frac{3}{2} kT \quad (2.21)$$

Výboje v plynech



Obrázek 2.2: Maxwellovo rozdělení rychlostí

Termodynamická teplota „ T “ je tedy v úzkém vztahu se střední kinetickou energií částic s Maxwellovým rozdělením. Různé typy částic (elektrony, ionty, atomy, molekuly) mohou mít různou termodynamickou teplotu. Pokud je v plazmatu teplota elektronů a iontů různá (různé srážkové frekvence), nazýváme toto plazma *plazmatem neizotermickým* (příkladem může být kladný sloupec doutnavého výboje).

2.2. Záření plazmatu

Vlivem prudkých změn rychlosti jsou elektrony či protony v plazmatu zdrojem elektromagnetických vln šumového charakteru (brzdné záření) – *spojitého záření*. Atomy nebo ionty s elektrony ve svém obalu jsou zdrojem *čarového záření*. Podle specifických spekter atomy, ionty či molekuly můžeme nejen identifikovat, ale např. určovat jejich teplotu nebo koncentraci. Více v kapitole 4.

2.3. Teorie elektronových lavin

První teorie, která popisovala poměry v plynném elektrickém výboji, byla teorie lavin elektronů vypracovaná *Townsendem*. Tato teorie je použitelná u těch druhů výbojů, kde driftová rychlost v kladném sloupci nepřevládá nad tepelnou - např. výboje ve zředěném plynu (část doutnavého výboje).

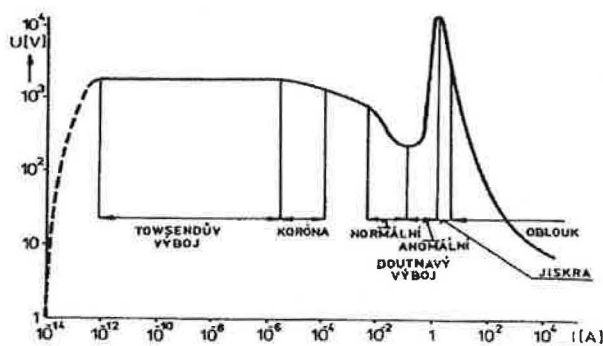
2.4. Systematika výbojů

Základní rozdělení výbojů na *nesamostatné* a *samostatné* provádíme podle toho, zda je nebo není k tvoření nabitých částic, a tím i vzniku elektrického proudu, nutné nějaké vnější

Výboje v plynech

činnidlo (*ionizační činnidlo*). Ionizačním činnidlem může být např. proud elektronů vystupujících ze žhavené katody, ozařování výbojového prostoru rentgenovými paprsky, ozařování katody ultrafialovými paprsky, atd. Nesamostatný výboj (na rozdíl od toho samostatného) přestane při přerušení působení ionizačního činnidla (zdroje nosičů náboje, nebo zdroje energie schopného ionizovat atomy a disociovat molekuly ve výbojové dráze) existovat.

Samostatné výboje dále rozdělujeme na: *temný výboj*, *obloukový výboj*, *jiskrový výboj* a *koróna*, *vysokofrekvenční výboj*.



Obrázek 2.3: Charakteristika výbojů

Charakteristikou výboje rozumíme závislost napětí (na elektrodách) na protékajícím proudu (výbojem). Charakteristika stacionárních výbojů je schematicky znázorněna na obrázku 2.3 – jde pouze o řádové velikosti napětí a proudu. Podle velikosti proudu tekoucího plazmatem rozdělujeme ustálené výboje na tři druhy - *temný*, *doutnavý* a *obloukový výboj*.

Doutnavý výboj

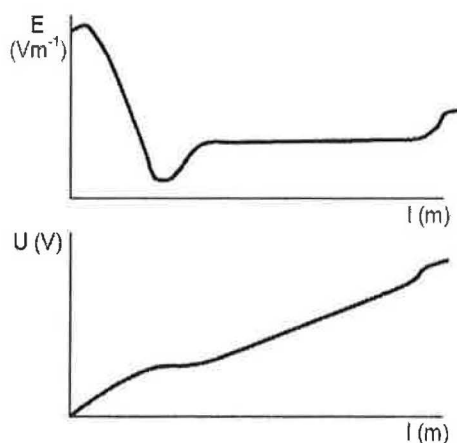
Přechod od nesamostatného výboje k samostatnému se obvykle projevuje vzrůstem proudu a světélkováním plynu. Při zápalném napětí se na elektrodách objevuje nejprve kolem anody slabé světélkování. Lavina elektronů, šířící se od katody k anodě, má totiž u anody nejvíce elektronů a dochází zde k největšímu počtu nabuzení srážkami s částicemi (atomy, molekulami, ionty) plynu. Při vzrůstání proudu vzrůstá i koncentrace elektronů. Světélkování se rozšíří přes celý prostor až ke katodě. Při dalším zvětšení proudu se světélkující části výbojového prostoru rozpadají na charakteristické oblasti pro doutnavý výboj. Vlivem prostorových nábojů se průběh potenciálu mezi katodou a anodou deformuje. U katody vzniká maximální úbytek potenciálu - *katodový spád*.

Zápalné (napětí, při kterém se vlivem dostatečného gradientu elektrického pole výboj

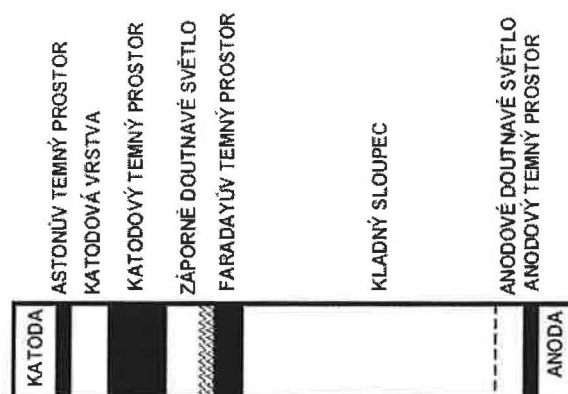
Výboje v plynech

zapálí bez potřeby dodatečného ionizačního činidla) a *zhasíná* (tak nízké napětí, že už nestačí na udržení výboje a ten zhasíná) napětí jsou charakteristickými veličinami doutnavého výboje (závisí např. na materiálu elektrod, vzdálenosti elektrod, tvaru výbojové dráhy, hustotě a chemickém složení výbojového plazmatu).

Dalším charakteristickým znakem doutnavého výboje jsou *elektrodové úbytky*, jejich vliv je patrný v průběhu intenzity elektrického pole v doutnavém výboji a průběhu potenciálu (*katodový úbytek* má hodnotu řádově stovek voltů). Rozdělení potenciálu je způsobeno rozložením prostorových nábojů, které je pro doutnavý výboj charakteristické. Dominantní příčinou výstupu elektronů z katody jsou nárazy kladných iontů (γ -procesy).



Obrázek 2.4a: Rozdělení potenciálu



Obrázek 2.4b: Rozdělení potenciálu v doutnavém výboji

Průběh potenciálu způsobuje i rozdílný vzhled příslušných částí výbojového prostoru (obrázek 2.4a a 2.4b). Svítící katodová vrstva je od katody oddělena úzkým a temným *Astonovým prostorem*. Se svítící katodovou vrstvou sousedí směrem k anodě *temný (Crookesův) katodový prostor*, od kterého je ostře odděleno doutnavé světlo. Směrem k anodě doutnavé světlo postupně přechází v *temný Faradayův prostor*.

Všechny tyto části (Astonův prostor, svítící katodová vrstva, Crookesův prostor, doutnavé světlo a Faradayův prostor) souvisí s jevy na katodě, v nichž se odehrávají všechny pochody důležité pro udržení výboje - jsou to tzv. *katodové části výboje*.

Dále směrem k anodě je část doutnavého výboje se stálým gradientem potenciálu. Je to sloupec ionizovaného svítícího plynu s velkou elektrickou vodivostí - *kladný sloupec výboje*.

Výboje v plynech

Někdy vzniká mezi kladným sloupcem a anodou *temný anodový prostor* a na samostatném povrchu anody pak *anodová svítící vrstva*.

Bude-li se při doutnavém výboji anoda přibližovat postupně ke katodě, zůstanou rozměry i umístění *katodové části* výboje zachovány. Zkracuje se však *kladný sloupec*, až nakonec při dalším přiblížení anody ke katodě zmizí docela a začíná se zkracovat *Faradayův temný prostor* a nakonec i *doutnavé světlo*, přičemž ostré rozhraní mezi *doutnavým světlem* a *katodovým temným prostorem* zůstává zachováno. Napětí potřebné k udržení výboje začíná prudce stoupat.

Teorie pochodů v katodových částech výboje je poměrně dost složitá. Rozdíl potenciálů mezi katodovou svítící vrstvou a katodou odpovídá nabuzovacímu potenciálu spektrálních čar, které tato katodová vrstva vysílá. Elektrony opouštějící katodu s malou energií jsou v *Astonově temném prostoru* urychleny na energii potřebnou k nabuzení částic plynu. Z experimentálních pozorování vyplývá, že *temný katodový prostor* odpovídá zákonu

$$pl = \text{konst} \quad (2.22)$$

kde „ p “ je tlak plynu a „ l “ délka *temného katodového prostoru*.

Při standardních podmínkách doutnavého výboje je velikost povrchu katody pokrytého světélkováním úměrná proudu. Při změnách proudu proudová hustota zůstává stálá. Zároveň však zůstává stálý i katodový úbytek „ U_K “ - *normální katodový úbytek*. To platí ovšem za předpokladu, že se tlak plynu nemění. Změníme-li tlak plynu a zůstaneme-li přitom v oboru normálního výboje, nezmění se sice katodový úbytek, avšak proudová hustota se bude měnit podle vztahu

$$l = kp^2 \quad (2.23)$$

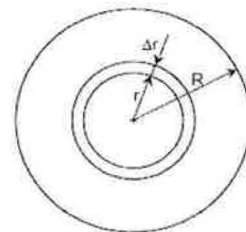
Největší část prostoru výboje zaujímá *kladný sloupec*. Tento *kladný sloupec* je velmi zajímavou částí doutnavého výboje a některé jevy, které v něm probíhají, jsou z technického hlediska důležité.

Kladný sloupec doutnavého výboje

Jak bylo řečeno v předcházejících odstavcích, doutnavý výboj se skládá z několika oblastí. Parametry výboje jsou do značné míry určovány vztahy platícími pro kladný sloupec výboje. Nejjednodušší a stále dobře vyhovující teorií kladného sloupce podal *Schottky*. Jde o **difúzní teorii**, jejímž výsledkem je znalost průběhu koncentrace nabitých částic v závislosti

na poloměru.

Probereme podmínky ustáleného toku ambipolární difúze válcovou trubicí. Podle *obrázku 2.5* zvolíme elementární válcovou vrstvu o jednotkové délce, poloměru „ r “ a tloušťce „ Δr “. Poloměr výbojové trubice je „ R “.



*Obrázek 2.5:
Ilustrace k
vysvětlení
Schottkyho difusní
teorie*

Od osy trubice za jednotku času vstupuje do válcové vrstvy jednotkové délky „ $2\pi N(r)$ “ nabitých částic obou znamének. Z této válcové vrstvy vystupuje za jednotku času ve směru ke stěnám trubice „ $2\pi(r+dr)N(r+dr)$ “ nabitých částic obou znamének. Podle teorie lavin se v jednotce objemu a za jednotku času vytváří „ α' “ nových elektronů a kladných iontů (při jednoduché ionizaci). Předpokládáme-li ještě, že plazma je kvazineutrální, je „ $n_e = n_+ = n$ “ a „ $2\pi r \alpha'$ “ počet nově vznikajících částic ve válcové vrstvě jednotkové délky za jednotku času. Protože předpokládáme ustálený stav, musí pro počet vstupujících, vystupujících a vznikajících částic platit rovnováha „ $2\pi(r+dr)N(r+dr) - 2\pi N(r) = 2\pi r \alpha' n dr$ “.

Protože

$$N(r+dr) \approx N(r) + \frac{\partial N(r)}{\partial r} dr \quad (2.24)$$

dostáváme po úpravě

$$\frac{\partial N(r)}{\partial r} + \frac{1}{r} N(r) - \alpha' n = 0 \quad (2.25)$$

Za „ $N(r)$ “ můžeme dosadit výraz pro tok ambipolární difúze. Protože koncentrace „ n “ při ustáleném stavu je závislá pouze na poloměru „ r “, lze parciální derivace nahradit obyčejnými, takže po úpravě je

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\alpha'}{D_a} n = 0 \quad (2.26)$$

Pro řešení této rovnice zavedeme jednak substituci „ $n = n_0 y$ “, kde „ n_0 “ je koncentrace nabitých částic v ose trubice ($r=0$), jednak substituci „ $r = (D_a/\alpha')^{1/2} x$ “ a dostaneme

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + y = 0 \quad (2.27)$$

Je to *Besselova diferenciální rovnice*, jejíž řešení je dáno *Besselovou funkcí nultého řádu* „ $J_0(x)$ “. Dosadíme zpět za substituce a dostaneme

$$n = n_0 J_0\left(\sqrt{\frac{\alpha'}{D_a}} x\right) \quad (2.28)$$

Při vzrůstání argumentu funkce „ J_0 “ klesá, až pro argument „2,405“ je nulová. Bude-li tedy na stěnách trubice ($r = R$) následkem rekombinace nulová koncentrace „ n “, je pro kladný sloupec doplnkem rovnice (2.28) vztah

$$\sqrt{\frac{\alpha'}{D_a}} R = 2,405 \quad (2.29)$$

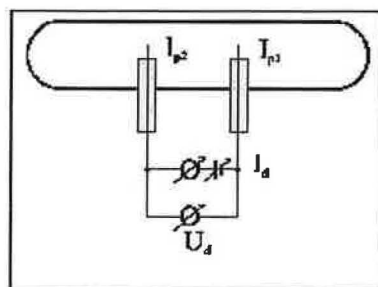
Posledními dvěma rovnicemi je kladný sloupec popsán. Předposlední rovnice udává průběh koncentrace, z poslední rovnice lze určit velikost koncentrace samotné.

Kladný sloupec však nemusí být ani ustálený ani homogenní. Jsou známy oscilace celého sloupce, nebo se ve sloupci vyskytují stojící či pohybující vrstvy (*straty*), nebo dokonce vzniká v doutnavém výboji jasně svítící rotující spirála známá z vadných zářivek.

2.5. Dvojsondová měření

Jedněmi z metod určování parametrů výboje jsou i sondové charakteristiky. Jde o voltampérové charakteristiky měřené pomocí jedné či více *Langmuirových sond* (vodič o různém tvaru (často válcovém - drátek) zasunutý do plazmatu). Schéma zapojení je na *obrázku 2.6*. V případě dvojsondových charakteristik jde o měření:

- *pole*
- *teploty elektronů a koncentrace nabitých částic*



Obrázek 2.6: Schéma zapojení dvojsondového měření

Měření pole vychází z předpokladu, že pokud na sondy přivedeme napětí, při kterém je průchod proudu sondami nulový, vykompenzovali jsme gradient potenciálu ve výboji. Podíl „kompenzačního“ napětí a vzdálenosti sond tedy určuje pole.

Teplotu elektronů určíme ze směrnice dvousondové charakteristiky v bodě kde je proud protékající obvodem nulový („ $I_d=0$ “) ze vztahu:

$$T_e = \frac{e}{k} \left(\frac{I_{1sat} I_{2sat}}{I_{1sat} + I_{2sat}} \frac{dU_d}{dI_d} \Big|_{I_d=0} \right) \quad (2.30)$$

kde „ $I_{1,2sat}$ “ je saturovaný proud dopadající na sondu, který extrapolujeme do bodu, kdy je „ $I_d=0$ “, „ U_d “ napětí mezi sondami, „ I_d “ proud procházející sondami, „ k “ je Boltzmannova konstanta, „ e “ náboj elektronu.

Ze znalosti „ T_e “ a „ m_i “ (elektronové teploty a hmotnosti iontů) a ploch obou sond, pak můžeme určit koncentraci nabitých částic ze vztahu:

$$n = \frac{1}{2} \left(\frac{I_{1sat} A_2 + I_{2sat} A_1}{A_1 A_2} \right) \frac{1}{e} \sqrt{\frac{m_i}{kT_e}} \quad (2.31)$$

Jsou-li plochy obou sond stejné (což můžeme v našem případě předpokládat), je přibližně splněno „ $I_{1sat} \approx I_{2sat}$ “, a pak se vztahy (2.30) a (2.31) redukuje na:

$$T_e = \frac{e I_{sat}}{k} \frac{1}{2} \left(\frac{dU_d}{dI_d} \right)_{I_d=0} \quad (2.32)$$

$$n = \left(\frac{I_{sat}}{A} \right) \frac{1}{e} \sqrt{\frac{m_i}{kT_e}} \quad (2.33)$$

2.6. Vliv materiálu výbojové trubice

Důležitou úlohu ve výbojích molekulárních plynů a jejich směsích hraje interakce mezi atomy (molekulami) a povrchem stěn výbojové trubice. Tyto procesy mohou mít výrazný vliv na složení výbojového plynu a tedy i na vlastnosti výbojů v nich probíhajících.

Interakce se stěnou probíhá v několika fázích. Během první fáze atom (molekula) adsorbuje z plazmatu na povrch – a to buď fyzikální sorpcí, či chemisorpcí. Fyzikálně adsorbovaná částice difunduje po povrchu materiálu až do doby, kdy je desorbována zpět do plazmatu, nebo kdy zainteraguje s vhodným atomem (molekulou). O procesu *Langmuir-Hinshelwoodovu* mluvíme tehdy, interaguje-li částice fyzikálně adsorbovaná s částicí chemisorbovanou. Jde-li o interakci sorbované částice s částicí z objemu, hovoříme o procesu

Eley-Ridealovu.

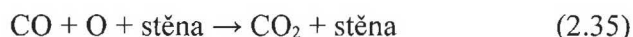
Je zřejmé, že pravděpodobnost pro určitou povrchovou interakci (kromě počtu a typu dopadajících částic) bude také záviset na vlastnostech povrchu.

Interakce se stěnou jsou v kyslíkových a dusíkových výbojích velmi důležité zejména pro dlouhožijící částice („O“, „N“, vibračně či elektronicky vybuzené molekuly a metastabilní...), a to zejména díky skutečnosti, že tyto interakce vedou k jejich zániku a nezřídka se stává, že jde o dominantní zánikový proces.

Regeneračním procesem CO₂ molekuly ve výbojích CO₂ laserovacích směsí je trojčásticová srážka:



nebo heterogenní recombinační na stěně:



Vliv materiálu stěn vystupuje v obou rovnicích ((2.34) i (2.35)), a to díky závislosti koncentrace atomárního kyslíku na rekombinaci na stěně. Ta byla již experimentálně měřena a pro pyrexové a křemenné sklo je rozdíl pravděpodobností stěnové reakce pro zmíněný kyslík (v závislosti na různých parametrech – jako např. teplota, množství nečistot, tlak či druh výboje) i řádový.

Obdobných závislostí bychom se dočkali i u dusíku. Jak ovšem bylo ukázáno [5], jeho disociaci můžeme pro naše výbojové podmínky zanedbat.

3. Laser

Slovo LASER je zkratka anglických slov *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, neboli světelné zesílení vynucenou emisí záření (pokud se ovšem českého pojmenování používá, pak termínu *Kvantový generátor světla*). Jak je z názvu patrné, laser je zdrojem světla. Jeho odlišnost tkví v povaze emitovaného světla – *monochromatické* (s velmi úzkým frekvenčním rozsahem), *koherentní* (fázově fokusované) a *s malou divergencí* (rozbíhavostí).

3.1. Historie

Počátek optiky bychom mohli počítat od *Isaaca Newtona*, který v 17. století rozložil bílé světlo hranolem na spektrum barev a ukázal tak, že se skládá z mnoha barev (Newtonova představa povahy světla byla částicová – *korpuskulární*). V témže století přichází *Huygens* se svou *vlnovou teorií světla*. Vzniklý spor rozhodl až v 19. století *Thomas Young* na základě interference (tedy jevu vlnového).

Na otázku „Co že se to vlní?“ odpověděl na přelomu 50. a 60. let *James Clerk Maxwell* svou *teorií elektromagnetického pole*. Na základě Maxwellovy předpovědi byl v hledání neviditelných vln a záření v 80. a 90. let 19. století úspěšný *Heinrich Hertz* (uměle vyvolané krátké rádiové vlny), v roce 1895 i *Wilhelm Conrad Rontgen* (elmg záření o vlnové délce milióntin metru) a později *Henri Becquerel* (záření gama – vlnové délky miliardtin metru).

Konec 19. století je spojen s výzkumem emise a absorpce záření a se jmény *Gustav Kirchhoff*, *Wilhelm Wien*, *Ludwig Boltzmann*, *Joseph Stefan* a další. Rok 1900 a zejména *Max Planck* pak (pro objasnění spektra černého tělesa) přináší hypotézu o *kvantování*. Ta pomohla roku 1905 Albertu Einsteinovi objasnit *fotoelektrický jev* a mezi roky 1912 a 1913 vzniknout *planetárnímu modelu vodíku* Nielse Bohra. Ve 20. letech byla zásluhou předních teoretických fyziků, jako byl *Louis de Broglie*, *Max Born*, *Werner Heisenberg*, *Erwin Schrödinger*, *Paul Adrien Maurice Dirac* a další, vytvořena *matematická teorie kvantové mechaniky*.

3.2. Spontánní a stimulovaná emise

Dle kvantové teorie nelze určit jakým způsobem se elektron kolem jádra pohybuje.

Podstatná je informace, na která *energetické hladině* se nachází. Při přeskoku na hladinu vyšší musí elektron přijmout energii danou odlehlostí počáteční a konečné hladiny (pohlit záření, srážkou...), při přeskoku na hladinu nižší musí energii odevzdat (emitovat záření, předat srážkou...). Různé vybuzené hladiny jsou pro elektrony různě stabilní – jejich stabilita určuje *střední dobu života*. Hladinám, pro něž je střední doba života dlouhá (až sekundy), říkáme *metastabilní*. Dříve nebo později však elektron vyšší hladinu opustí. Stane-li se tak samovolně, jde o emisi *spontánní*. Einsteinovo kvantové vysvětlení fotoelektrického jevu ukazuje, že atom může být k emisi i přinucen dopadem kvanta energie (*fotonu*) – to se nepohlí a výsledkem jsou tedy dva fotony. O tomto jevu mluvíme jako o *stimulované* (vynucené, indukované) *emisi*.

3.3. Od teorie k praxi

Ačkoliv je princip kvantového generátoru (stimulovaná emise) znám od roku 1916 (kdy jeho existenci předpověděl Einstein) praktického využití se dočkal až roku 1954 (čpavkový generátor) a první laser zazářil roku 1960. Jev stimulované emise se totiž jevil jako zanedbatelný – je-li pravděpodobnost stimulované emise stejná jako pravděpodobnost vybuzení (což Einstein předpokládal), záleží na tom, s kterým atomem záření interaguje (s vybuzeným či nevybuzeným). Při vyšší populaci „akceptorové“ hladiny (nevybuzený atom) nad hladinou „donorovou“ (metastabilní – vybuzený atom), má pak každé kvantum záření větší pravděpodobnost pohlcení než stimulované emise.

Pro konstrukci laseru tedy bylo potřeba překonat následující technické problémy:

- *Vytvoření nerovnovážného stavu – atomů na vyšších energetických hladinách je více než na atomů na nižších energetických hladinách (populační inverze). O takovém prostředí mluvíme jako o aktivním.*
- *Udržení paprsku v aktivním prostředí dostatečně dlouho – aby způsobil co největší počet stimulovaných emisí.*

3.4. Dělení laserů

Lasery můžeme dělit podle různých kritérií – počtu hladin, které ke své činnosti využívá, aktivního prostředí, způsobu získávání inverze hladin, vyzařované vlnové délky, režimu provozu...

- *Dle prvního z jmenovaných způsobů rozdělujeme lasery na – dvouhladinové nebo tříhladinové.*
- *Klasifikace pomocí aktivního prostředí – pevnolátkové, kapalinové, plynové a využívající svazky nabitých částic (nepracují na kvantových přechodech, využívají synchronizované oscilace částic).*
- *K populační inverzi hladin může dojít řadou způsobů - opticky (osvětlováním jiným zdrojem světla), elektricky (vstřikováním elektronů, interakcí elektromagnetického pole s nabitými částicemi, elektrickým výbojem), chemicky (energií z chemické vazby) nebo termodynamicky (prudká expanze zahřátého plynu).*
- *Vlnová délka jakožto parametr rozděluje lasery na – infračervené, v oblasti viditelného světla, ultrafialové nebo rentgenové.*
- *Lasery pracují v režimu – pulzním nebo kontinuálním.*

3.5. CO₂ laser

Z hlediska předchozího dělení jde o laser tříhladinový, plynový, čerpaný elektricky (doutnavým výbojem), emitující v infračervené oblasti (10,6 μ m a 9,6 μ m – tedy v oblasti tzv. *atmosférického okna*) a pracující jak v kontinuálním, tak pulzním provozu. V mnoha aplikacích se používá zejména díky velkým výkonům (a relativně velké účinnosti), kterých může dosáhnout.

CO₂ jakožto částice, na které laser pracuje, nemusí být jedinou složkou aktivního prostředí – velmi často pracuje ve směsi (o různých koncentracích), a to s héliem a molekulárním dusíkem. Úlohou N₂ je čerpání molekul CO₂ procesem, kterému říkáme *rezonanční přenos energie* (pomocí srážek molekulárního dusíku s oxidem uhličitým dochází k předání vybuzení z velmi blízké vibrační hladiny $\nu=1$ dusíku na hladinu (001) asymetrického vibračního vybuzení oxidu uhličitého), helium zastává roli „chladiče“ (odvádí teplo ke stěnám).

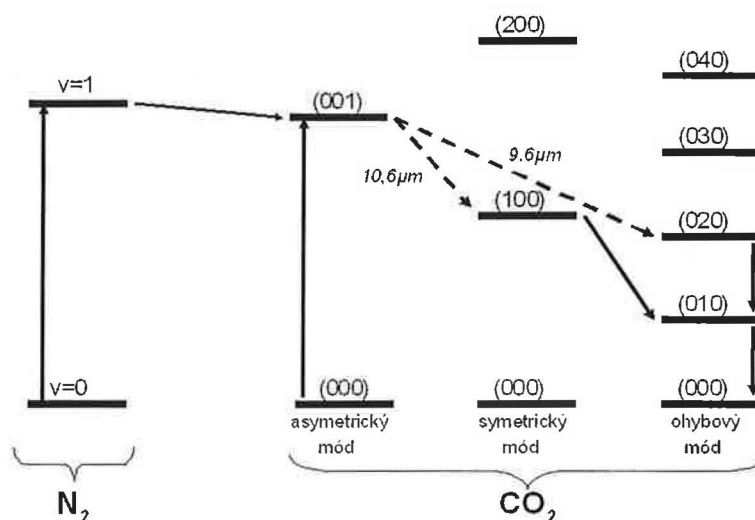
Zářivý přechod na nichž je CO₂ laser provozován je mezi asymetrickým vibračním vybuzením (011) a

- *(pro emitované záření o vlnové délce 10,6 μ m) symetrickým vibračním vybuzením*

(100)

- (pro emitované záření o vlnové délce $9,6\mu\text{m}$) ohybovým vibračním vybuzením (020)

Schéma fungování CO_2 laseru ukazuje obrázek (3.1).



Dřívější výsledky z naší laboratoře

V této své práci navazují na měření CO_2 laserovací směsi, které v naší laboratoři probíhalo v nedávné minulosti: [8], [9] a [12]:

- [8] *Spectroscopic Study of CO_2 Decomposition in Sealed-off CO_2 Lasers*

Práce se soustředila na měření časového průběhu intenzity *CO Angstromova pásu* a *druhého pozitivního systému N_2* s cílem proměřit dobu potřebnou na ustavení chemické rovnováhy mezi vznikajícími a zanikajícími molekulami „ CO “ a „ N_2 “.

Bylo ověřeno, že doba potřebná pro ustavení rovnováhy roste s rostoucím tlakem a klesá s rostoucím proudem. Pro daný rozsah měření (260Pa až 1500Pa; 10mA až 25mA) se pohybovala v řádu sekund až desítek sekund.

- [9] *Study of the influence of the discharge tube material on the DC glow discharge in CO_2 laser mixture*

Cílem výzkumu bylo studium vlivu materiálu výbojové trubice na vlastnosti výboje v

Laser

CO₂ laserovací směsi. Tuto závislost měření (pro 40mA v rozsahu 300-450Pa) prokázalo.

- *[12] Study of properties of CO₂ laser mixture*

V této publikaci je popsána proměřená (v rozsahu 300-1400Pa a 10-40mA) radiální závislost vibrační teploty molekuly „N₂“ (ta se podél radiály prakticky nemění) a intenzity druhého pozitivního systému dusíku a Angstromova pásu oxidu uhelnatého (byla zjištěno, že s rostoucí vzdáleností od osy intenzita klesá).

4. Optické metody diagnostiky plazmatu

Optickými metodami rozumíme ty metody diagnostiky, u nichž analyzujeme spektrum záření, popř. zkoumáme interakce záření s prostředím za účelem zjištění parametrů záření. Za analyzované záření považujeme elektromagnetické záření spadající do širokého rozsahu vlnových délek - od daleké infračervené po rentgenovskou. Spektroskopické metody umožňují kvalitativní identifikaci částic (molekul, atomů, iontů... a to jak v excitovaném, tak základním kvantovém stavu) a kvantitativní identifikaci jejich parametrů. Mezi výhody optických diagnostických metod patří zpravidla dobré časové rozlišení a, při vhodné konfiguraci optického systému, i lokálnost měření.

4.1. Úvod

Historie spektrální analýzy sahá do druhé poloviny 19. století a je spjata se jmény pánů *Kirchhoffa* a *Bunsena*. Díky spektroskopii byly kupříkladu objeveny prvky césium, rubidium a 23 dalších. Využití spektroskopických metod je široké – od analýzy chemického složení látek po astrofyzikální spektroskopii.

Ve spektroskopii se často využívá vnějších zdrojů záření, a to jak zdrojů s čarovým či pásovým spektrem (např. stejnosměrný výboj v plynu, stejnosměrný oblouk, lasery...), tak zdroje spojitého záření (černé těleso, deuteriová či wolframová lampa, synchrotronové záření...).

Spektroskopické metody jsou častými diagnostikami horkého i nízkoteplotního plazmatu. Velký význam má např. studium excitovaných stavů atomů, molekul či iontů při zkoumání a popisu elementárních procesů, difúze či jevů probíhajících mezi plazmatem a okolím.

4.2. Rozdělení spektroskopických metod

Nezákladnější dělení spektroskopických metod diagnostiky má těžiště v míře „ovlivnění“ systému. Pokud nositelem informace je záření, jehož existence (či vznik) není vázána na samotný akt měření, nazýváme danou metodu metodou *pasivní*. A naopak – je-li námi analyzované záření důsledkem vnějšího působení na plazma za účelem získání

informací, jde o metodu *aktivní* (např. zkoumání průchodu laserového paprsku skrze plazma). Pole působnosti metod aktivních je tedy tam, kde (z různých příčin) použití metod pasivních není vhodné nebo dokonce realizovatelné.

Alternativní dělení spektroskopických metod má původ ve vlnové délce záření, které na diagnostiku používáme – *rentgenovské, ultrafialové, viditelné, infračervené, mikrovlnné*. Konkrétní metodu pak zařadíme do „škatulky“ podle toho, jaké záření detekujeme (popř. používáme k interakci) a označíme přívláskem vlnové délky zmíněného záření.

Následuje krátký přehled často používaných metod spektroskopické diagnostiky plazmatu...

Absorpční metody

Laserem indukovaná fluorescence (LIF)

Přidržíme-li se předchozího dělení, patří tato metoda spektroskopické diagnostiky mezi metody aktivní (a zpravidla infračervené) diagnostiky. Její typické použití je spojeno se studiem atomů (molekul, iontů) v základním elektronickém stavu. Důsledkem interakce laserového paprsku procházejícího plazmatem je excitace zkoumaných částic a následná deexcitace spojená se zářivým přechodem (deexcitace zkoumaných částic tedy musí zářivým přechodem probíhat). Námi hledanou informaci obsahuje spektrum emitovaného záření – z něj můžeme například určit obsazení rotačních či vibračních hladin základního elektronového stavu. LIF je citlivá pro malé hustoty zkoumaných částic (10^6 až 10^8cm^{-3}), může dosahovat velkého časového rozlišení a její prostorové rozlišení je určeno průměrem použitého laserového svazku.

Absorpční spektroskopie

Opět jde o metodu aktivní. Podle vlnové délky pak rozdělujeme absorpční spektroskopii v ultrafialové (UV), viditelné nebo infračervené (IR) oblasti. Nejčastěji tato metoda slouží ke studiu základních stavů částic (atomů, molekul, iontů). Měření absorpce nám dává informaci o hustotě částic. Citlivost (lze ji zvedat prodloužením průletu paprsku aktivní oblastí) tohoto měření je však zpravidla menší než u předchozí metody (LIF).

Optická emisní spektroskopie

Jedná se o základní pasivní diagnostiku. Jde o „pouhou“ analýzu (UV, viditelného, IR) záření emitovaného plazmatem. Výsledkem analýzy spektra může být jak identifikace částic v excitovaném stavu tak určení parametrů plazmatu (koncentrace, teplota).

Optická emisní aktinometrie

Jde o jednoduché rozšíření metody optické emisní spektroskopie (k určování koncentrací) použitelné ve směsích plynů (za níže vypsanych podmínek). Ze znalosti koncentrace tzv. monitorovacího plynu (aktinometru) a při splnění následujících tří podmínek

- *Srážkový průřez pro excitaci základního stavu obou částic má prakticky totožný průběh.*
- *Excitované stavy zkoumané částice i referenčního plynu vznikají přímou srážkou částice v základním stavu s elektronem.*
- *Excitované kvantové stavy zanikají přechodem spojeným s emisí fotonu.*

Ize určit i hustoty částic v základním elektronickém stavu (viz kapitola 4.3). Aktinometrickou metodu lze např. aplikovat na určování koncentrace oxidu uhelnatého v CO₂ laserové směsi (jako monitorovací plyn slouží molekulární dusík) a je to také metoda, na jejímž principu jsem měřil dominantní část své diplomové práce.

Další optické diagnostiky...

Mimo absorpčních a emisních metod diagnostiky se též můžeme setkat např. s diagnostikami interferometrickými nebo rozptylovými (Thomsonův rozptyl fotonů na volných elektronech)...

4.3. Teorie kvantitativní analýzy

Intenzita záření

Intenzita „ I_{mn} “ monochromatického záření o frekvenci „ ν_{mn} “ emitovaného do prostorového úhlu 4π radiánů odpovídající přechodu mezi dvěma kvantovými stavy „ m, n “ je dána rovnicí:

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h \nu_{mn} \quad (4.1)$$

kde „ N_m “ je hustota částic v počátečním kvantovém stavu a „ A_{mn} “ je Einsteinova přechodová pravděpodobnost odpovídající přechodu mezi těmito dvěma stavy.

Určení rotační teploty

Z detekce některých rotačních přechodů molekul lze určit příslušnou rotační teplotu. Lze odvodit, že rotační teplota se příliš neliší od teploty plynu. Obecně je možno tvrdit, že čím rychlejší je rotačně-translační relaxace excitovaných částic, a čím delší je doba života excitované částice, tím lepší je shoda mezi rotační teplotou a teplotou plynu.

Pro Boltzmanovský charakter obsazení hladin předchozí rovnici (4.1) můžeme redukovat na:

$$I_{JJ} = konst \cdot \nu_{JJ}^4 \cdot S_J \cdot e^{-\frac{E_J}{kT_{rot}}} \quad (4.2)$$

kde „ S_J “ je tzv. Hölm-Londonův faktor. Po zlogaritmování pak již snadno získáme vztah:

$$\ln\left(\frac{I_{JJ'}}{S_J}\right) = A - \frac{E_J}{kT_{rot}} \quad (4.3)$$

kde „ $A = \ln(\nu_{JJ'})$ “ můžeme považovat za konstantní (což je přibližně splněno, neboť „ ν “ pokrývá pro daný spektrální pás jen malý rozsah hodnot) a vynesení do tzv. Boltzmanova grafu (graf závislosti „ $\ln(I_{JJ'}/S_J)$ “ na „ E_J “) dává pyrometrickou přímku, z jejíž směrnice určíme teplotu.

Určení vibrační teploty

Intensita jednoho vibračního pásu odpovídající přechodu „ $\nu \rightarrow \nu'$ “ odpovídá rovnici:

$$I_{\nu\nu'} = C(\lambda_{\nu\nu'}) \cdot h \cdot \nu_{\nu\nu'} \cdot A_{\nu\nu'} \cdot [N(\nu)] \quad (4.4)$$

kde „ $C(\lambda_{\nu\nu'})$ “ je koeficient spektrální citlivosti a geometrický faktor experimentálního systému, „ $[N(\nu)]$ “ je počáteční hustota částic ve stavu „ ν “, „ $A_{\nu\nu'}$ “ je pravděpodobnost spontánní emise, „ h “ Planckova konstanta a „ $\nu_{\nu\nu'}$ “ je přechodová frekvence. Za předpokladu Boltzmanovského rozdělení hladin, můžeme rovnici „(4.4)“ přepsat do tvaru:

$$I_{\nu\nu'} = C(\lambda_{\nu\nu'}) \cdot h \cdot \nu_{\nu\nu'} \cdot A_{\nu\nu'} \cdot [N(\nu=0)] \cdot e^{-\frac{E_{\nu'} - E_{\nu}}{kT_{vb}}} \quad (4.5)$$

kde „ E_{ν} “ je energie stavu „ ν “ a „ T_{vb} “ je vibrační teplota, kterou lze z tohoto vzorce spočítat logaritmováním.

Určování koncentrací

Koncentraci molekuly „CO“ jsme určovali metodou *optické emisní aktinometrie* (kapitola 4.2). Aktinometrem je v naší směsi molekulární dusík. Měření na molekule „CO“ jsme prováděli na *Angströmově pásu* na „483,53nm“ ($B^1\Sigma, v=0 \rightarrow A^1\Pi, v=1$). Pro měření na molekule „N₂“ byl použit *druhý pozitivní systém* na „380,49nm“ ($C^3\Pi, v=0 \rightarrow B^3\Pi, v=2$).

Změna intenzity pásu „CO“ je spjata se změnou koncentrace „CO“ a změnou elektronové energetické distribuční funkce (EEDF), jejíž vliv ovšem eliminujeme současným měřením na molekule dusíku. Následující rovnice ilustrují princip metody:

$$I_{CO} = k_{CO} \cdot [CO] \eta_{CO}(EEDF) \quad (4.6)$$

$$I_{N_2} = k_{N_2} \cdot [N_2] \eta_{N_2}(EEDF) \quad (4.7)$$

kde „ I_{CO} “ je intenzita záření částic, „ $[CO]$ “ koncentrace částic v základním stavu a „ η_{CO} “ koeficient excitace částic v základním stavu závislá na EEDF, „ k_{CO} “ proporční faktor.

Pás „N₂“ má prahovou energii blízko Angströmova pásu molekuly „CO“ a dominantním excitačním procesem je přímá srážka s elektronem – poměr intenzit tedy závisí pouze na koncentracích částic:

$$\frac{I_{CO}}{I_{N_2}} = K \cdot \frac{[CO]}{[N_2]} \quad (4.8)$$

kde „ K “ je konstanta nezávislá na parametrech výboje..

Za předpokladu, že molekula „N₂“ nedisociuje (a tedy je její koncentrace známa), lze určit koncentraci „CO“ a určit *stupeň disociace*:

$$\delta_{CO_2} = \frac{[CO]}{[CO_2]_{start}} \quad (4.9)$$

Předpoklad, že disociace „N₂“ je zanedbatelná a stupeň dekompozice „N₂“ je sto- až tisíc-krát menší než pro „CO₂“ (pro typické hodnoty redukováného pole), je experimentálně ověřen [4].

5. Aparatura a metodika měření

5.1. Aparatura

Aparatura, na které jsem měření prováděl, byla odčerpávaná turbomolekulární vývěvou *Pfeiffer TMH 064*, pro níž výrobce garantuje kompresní poměr:

$$\begin{aligned} N_2 &> 10^9 \\ He &> 7 \cdot 10^4 \\ H_2 &> 4 \cdot 10^3 \end{aligned}$$

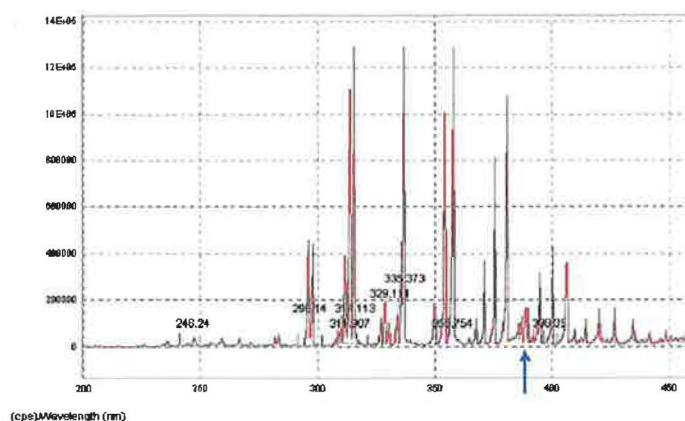
Předčerpávání zařizovala membránová vývěva *Pfeiffer MVP 015-T* s mezním tlakem 350Pa.

Tlak jsem měřil dvojicí vakuometrů – Piranka-Pening (*Pfeiffer PKR 261*, přesnost 30%) a membránový (*Balzers ACR 263*, přesnost 30%).

Použité plyny jsou z produkce firmy *Linde* s garancí čistoty lepší než 1ppm a (u namíchané směsi) přesností 1%.

Spektra byla snímána mřížkovým spektrometrem (*1200vrypů/mm*), který umožňuje provádět měření v rozsahu *200 až 1050nm*, s integračním časem *0,02s* bez akumulací. Jeho další parametry jsou:

- CCD: 1024x256
- Chlazen Peltierovým článkem (T-50°C)
- účinnost na 550nm 85%



Obrázek 5.1: Ukázka spektra (šipka ukazuje na druhý pozitivní systém dusíku)

5.2. Metodika měření

Před každým počátkem měření byla aparatura několik hodin odčerpávána a vyhřívána na 420°C . Tlak, který jsme po takovém čerpání v aparatuře naměřili byl lepší než 10^{-5} Pa. Provádělo-li se více měření v jeden den, pak při výměně pracovního plynu (stejně druhy plynu, avšak jiné koncentrace či tlak) byla aparatura pouze čerpána (bez vyhřívání) na tlak lepší než 10^{-4} Pa.

Jednotlivé složky směsi jsem míchal tak, že byl nejprve napuštěn plyn o nejmenší koncentraci (obvykle „CO₂“) na tlak odpovídající jeho zastoupení ve směsi a pokračoval jsem plynem s druhou nejnižší koncentrací...

Mezi zapálením výboje a samotným měřením jsem vždy nechával časovou prodlevu přibližně 1 minutu, a to z důvodu ustavení chemické rovnováhy. Jak se ukazuje (např. dřívější výsledky z naší laboratoře [8]) je tato doba pro ustavení rovnováhy více než dostatečná.

6. Výsledky měření a diskuse

Obsahem této kapitoly (jak už napovídá název) jsou naměřená data a jejich následná interpretace včetně pokusu vysvětlit příčiny chování jednotlivých závislostí.

Nejprve (podkapitola „6.1.“) jsou uvedeny výsledky a rozbor měření koncentrací oxidu uhelnatého a dusíku. Následuje kapitola („6.2.“) měření vibrační teploty. Posledním bodem jsou dvojsondová měření elektrického pole a elektronových koncentrací a teplot („6.3.“).

Všechna měření jsem prováděl v rozsahu tlaků 130-100Pa a proudů 10-50mA. Míchané poměry vycházely z koncentračních profilů často používaných CO₂-laserovacích směsí (ty průmyslově používané [4] jsou uvedeny tučně) – byly měřeny směsi s těmito poměry objemového zastoupení (He: N₂: CO₂):

- 55:15:30
- 55:20:25
- 55:25:20
- 55:30:15
- 70:15:15
- 70:20:10
- 70:24:6

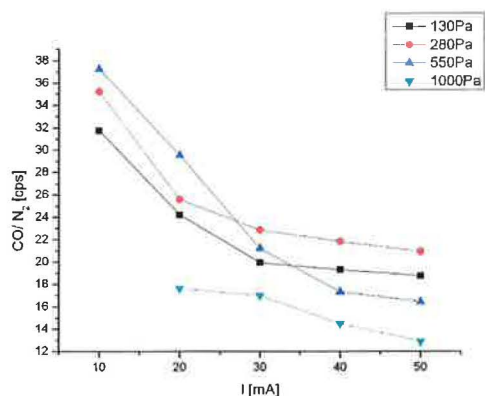
Ve výboji se při spodních hodnotách tlaku vyskytovaly stojící ionizační vlny, které jsou spojeny s lokálními změnami parametrů výboje (gradient pole, elektronová hustota a teplota...). Existence těchto vln byla pro měření všech směsí typická a projevovaly se vrstevnatým rozložením intenzity emitovaného světla. S rostoucím proudem se vrstvy rozšiřovaly (pokud dosáhly extrémních hodnot proudu, zmizely by) a s rostoucím tlakem se poměr intenzit mezi maximem a minimem snižoval (při 400Pa už nebyli patrné).

Přítomnost ionizačních stojících vln způsobila výrazné ovlivnění mnoha naměřených hodnot a činí interpretaci velmi složitou – zvláště se to týká měření koncentrace molekuly „CO“ (neboť zde dávám do poměru dvě zašuměné intenzity a tím chyba značně roste) a dále pak sondových měření (gradienty pole způsobené ionizačními vlnami mohou být větší než potenciálový spád doutnavého výboje bez nich).

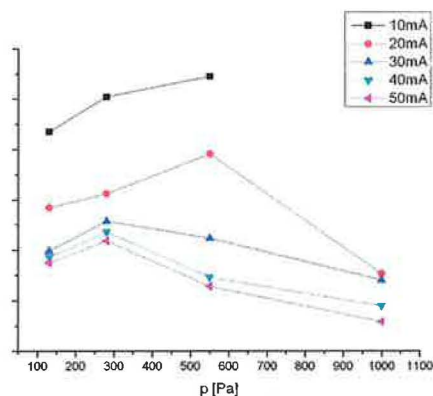
6.1. Určování koncentrací

Koncentrace molekul „CO“ byla určována z poměru intenzit čáry Angstromova pásu molekuly „CO“ ($\lambda=483,5\text{nm}$) a druhého pozitivního systému „N₂“ ($\lambda=380,49\text{nm}$) – kapitola 4.3.

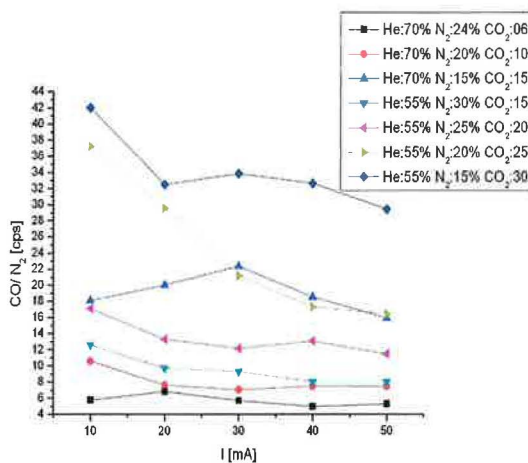
Závislost na tlaku a výbojovém proudu



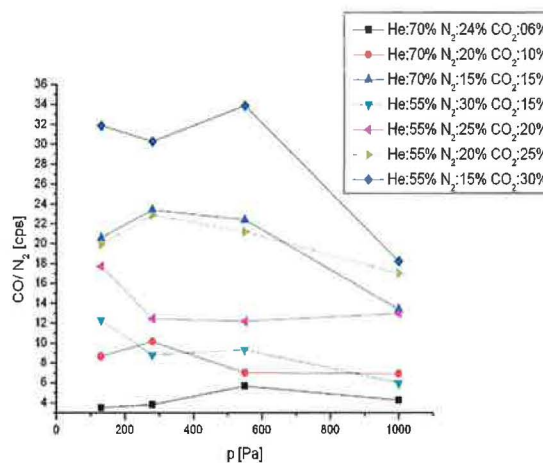
Graf 6.1.1: Ukázka závislosti poměru intenzit CO a N₂ na proudu (He:55%, N₂:20%, CO₂:25%)



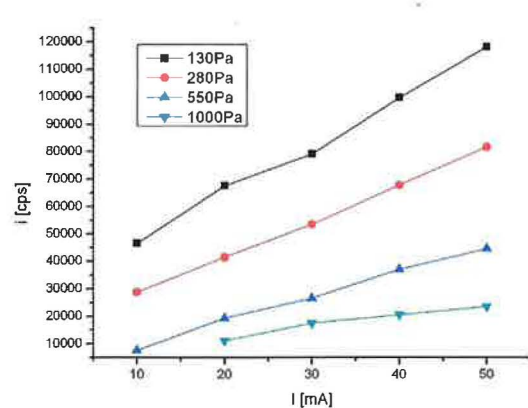
Graf 6.1.2: Ukázka závislosti poměru intenzit CO a N₂ na tlaku (He:55%, N₂:20%, CO₂:25%)



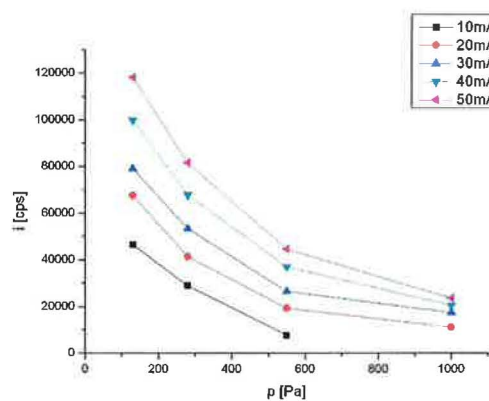
Graf 6.1.3: Závislosti poměru intenzit CO a N₂ na proudu pro všechny směsi (Si; 550Pa)



Graf 6.1.4: Závislosti poměru intenzit CO a N₂ na tlaku pro všechny směsi (Si; 30mA)



Graf 6.1.5: Ukázka závislosti intenzity záření CO na proudu (He:55%, N₂:20%, CO₂:25%)



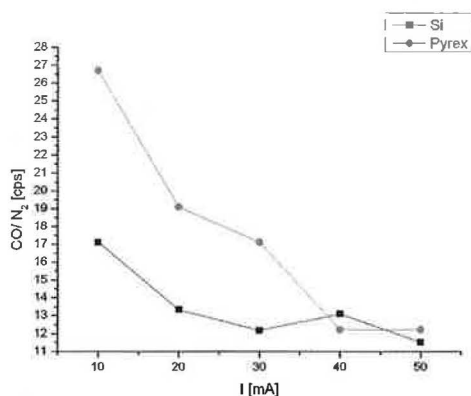
Graf 6.1.6: Ukázka závislosti intenzity záření CO na tlaku (He:55%, N₂:20%, CO₂:25%)

Výsledky měření a diskuse

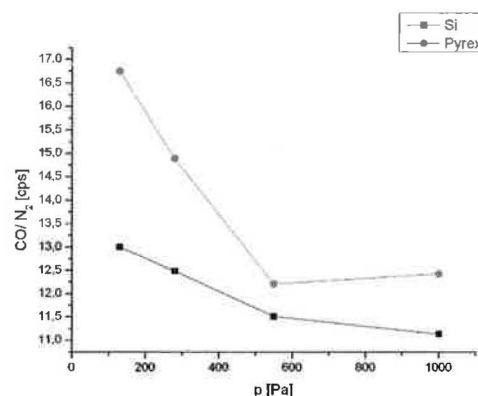
Poměry intenzit emitovaného záření molekul „CO“ a „N₂“ ukazují pro všechna naměřená data (*graf 6.1.3 a 6.1.4* – všechna data zde vynesena samozřejmě nejsou, pro představu jsem alespoň uvedl ta, která odpovídají tlaku 550Pa, resp. proudu 30mA, tedy středy měřených intervalů) snižování procentuálního zastoupení molekuly „CO“ se zvyšujícím se výbojovým proudem (*graf 6.1.1 a 6.1.2*), ačkoli dochází k nárůstu absolutního množství molekuly „CO“ ve směsi (*graf 6.1.5 a 6.1.6*).

Závislost na tlaku je složitější – zde je problém stojících ionizačních vln asi nejpálčivější. I přes tyto těžkosti se ale zdá, že i tato závislost je klesající – s rostoucím tlakem klesá podíl molekuly oxidu uhelnatého. Za vysvětlením nemusíme chodit daleko: S rostoucím tlakem roste frekvence srážek a zvyšuje se tak pravděpodobnost trojatomární srážky regenerující množství oxidu uhličitého ve směsi.

Vliv materiálu výbojové trubice



Graf 6.1.7: Ukázka vlivu materiálu na poměr intenzit CO a N₂ v závislosti na proudu (550Pa; He:55%, N₂:25%, CO₂:20%)



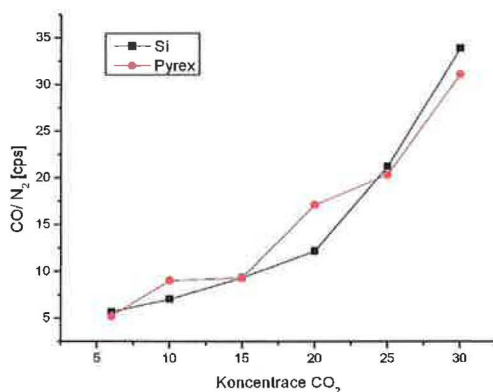
Graf 6.1.8: Ukázka vlivu materiálu na poměr intenzit CO a N₂ v závislosti na tlaku (50mA; He:55%, N₂:25%, CO₂:20%)

Materiál ovlivňuje množství oxidu uhelnatého ve výboji (*graf 6.1.7 a 6.1.8*). Je tedy evidentní, že regenerace oxidu uhličitého na stěnách výbojové trubice ani zdaleka není zanedbatelná a navíc katalytické vlastnosti obou materiálů se znatelně liší (a to v případě pyrexu v neprospěch regenerace molekuly „CO₂“). Zejména pro dlouhožijící částice (jako jsou atomární kyslík a dusík a vibračně vybuzené metastability) má materiál stěn důležitý vliv - kapitola 2.6.

Závislost vlivu materiálu na počáteční koncentraci „CO₂“ lze vidět v *grafu 6.1.9*. Jak je

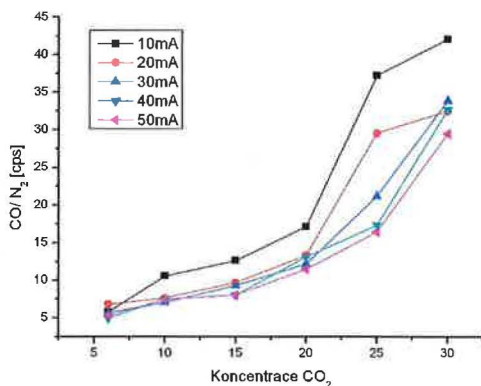
Výsledky měření a diskuse

vidět, změna koncentračního profilu má na oba materiály stejný efekt (respektive odlišné chování pro materiály je pro naše podmínky efektem zanedbatelným).

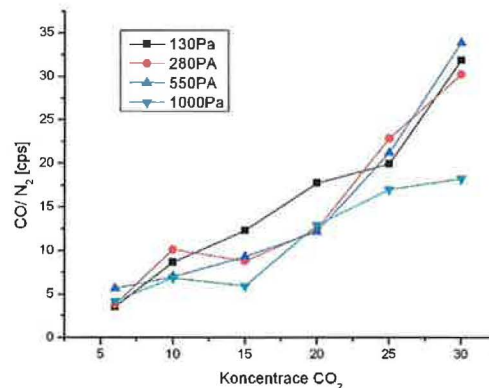


Graf 6.1.9: Vliv koncentrace CO₂ na množství CO v závislosti na materiálu výbojové trubice (30mA; 550Pa).

Závislost na počáteční koncentraci CO₂



Graf 6.1.10: Vlivu počáteční koncentrace CO₂ na poměr intenzit CO a N₂ (550Pa)



Graf 6.1.11: Vlivu počáteční koncentrace CO₂ na poměr intenzit CO a N₂ (30mA)

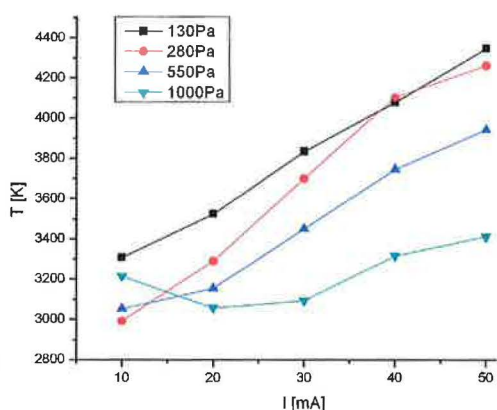
Zcela pochopitelným důsledkem zvyšující se koncentrace molekuly „CO₂“ je vzrůstající koncentrace molekuly „CO“ (graf 6.1.10 a 6.1.11). Z hlediska negativního zastoupení molekuly oxidu uhelnatého se tedy jeví jako nejlepší míchání této aktivní částice laserovacího plynu pokud možno tak, abychom koncentraci „parazitního“ oxidu uhelnatého nezvyšovali. Druhou hranicí snižování počáteční koncentrace „CO₂“ je ovšem skutečnost, že bez ní by CO₂-laser vůbec nefungoval.

6.2. Určování vibrační teploty

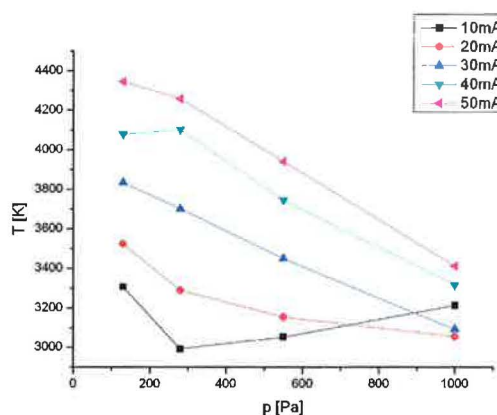
Vibrační teplota byla získávána postupem popsaným v kapitole 4.3. z druhého pozitivního systému dusíku. Při jejím vyhodnocování jsme vycházeli ze stejných měření jako v případě určování koncentrací. Shoduje se tedy i rozsah měření (10 až 50 mA; 130 až 1000 Pa – s výjimkou směsi „LASAL 63“, která byla naměřena s větším počtem bodů až do tlaku 1300 Pa).

Stojící ionizační vlny i jsou i zde zdrojem lokálních změn parametrů (v tomto případě teploty) plazmatu a i zde je jejich efekt spojen s gradientem elektrického pole (a tedy i změnou elektronové teploty, koncentrace...) a činí interpretaci naměřených hodnot v oblasti nižších tlaků (kde se vrstvy vyskytovaly) obtížnou.

Závislost na tlaku a výbojovém produktu



Graf 6.2.1: Ukázka závislosti vibrační teploty na proudu (550 Pa; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)



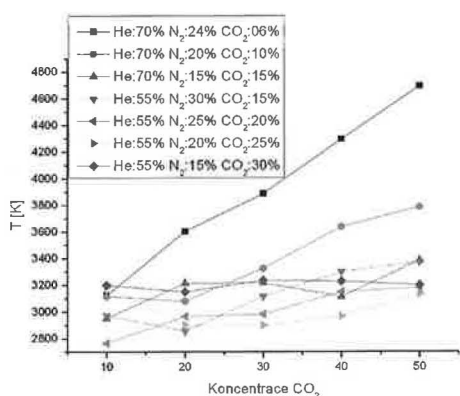
Graf 6.2.2: Ukázka závislosti vibrační teploty na tlaku (30 mA; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)

Naměřená data (graf 6.2.1) ukazují jasné zvyšování vibrační teploty se vzrůstajícím proudem. Platnost tohoto tvrzení není omezena jen na koncentrační profil uvedený v grafu, taktéž se projevuje pro všechny měřené tlaky a proudy (graf 6.2.3 a 6.2.4). Nabízí se jednoduché vysvětlení: se vzrůstajícím proudem roste hodnota elektrického redukovaného pole a tedy i zvýšením energie elektronů (v důsledku většího urychlení) a následnými srážkami s atomárními a molekulárními částicemi (a jejich ohřevem).

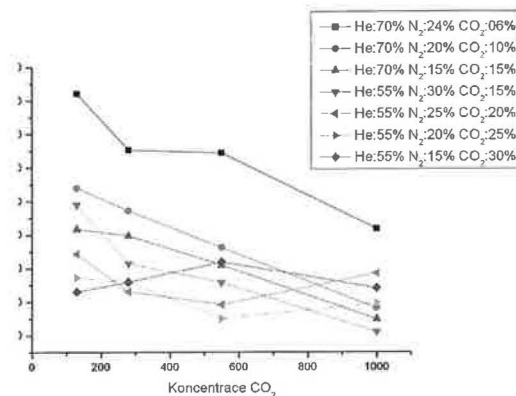
Druhou skutečností je pokles vibrační teploty se vzrůstajícím tlakem (graf 6.2.2). I tato

Výsledek měření a diskuse

úměra má svůj původ dominantně v redukovaném elektrickém poli, a to naopak jeho snižováním.

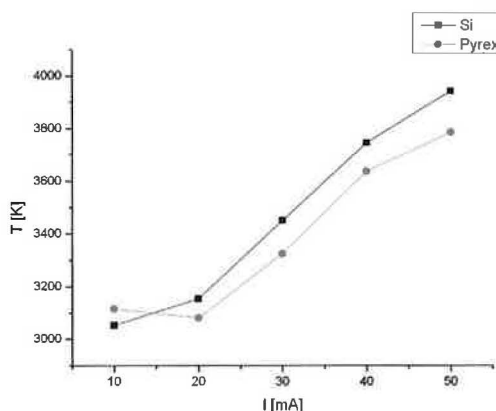


Graf 6.2.3: Vibrační teplota v závislosti na proudu pro různé koncentrační profily (550Pa)

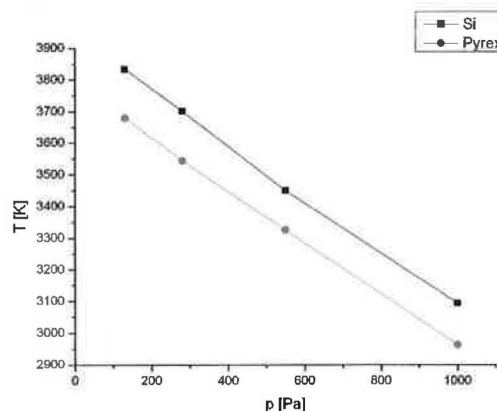


Graf 6.2.4: Vibrační teplota v závislosti na tlaku pro různé koncentrační profily (30mA)

Vliv materiálu výbojové trubice



Graf 6.2.3: Ukázka závislosti vibrační teploty na materiálu výbojové trubice (550Pa; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)

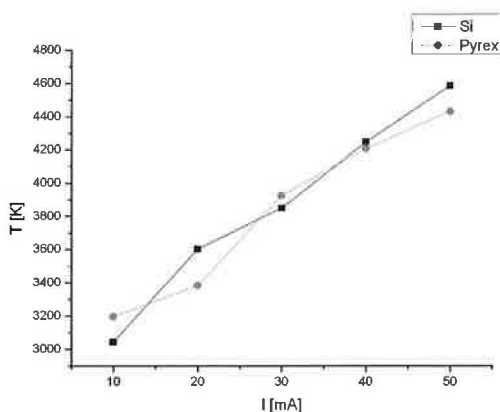


Graf 6.2.4: Ukázka závislosti vibrační teploty na materiálu výbojové trubice (30mA; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)

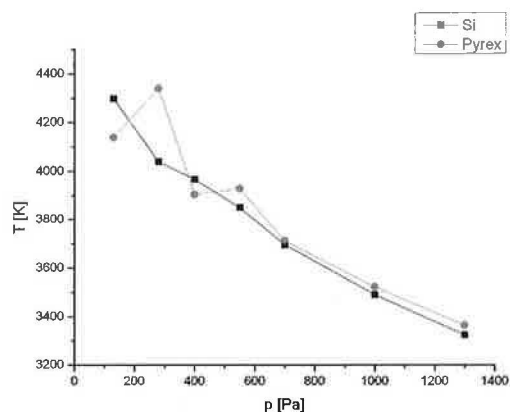
Porovnáním hodnot vibrační teploty pro dva různé materiály výbojové trubice (graf 6.2.3 a 6.2.4) registrujeme jeho nezanedbatelný vliv. Toto materiálové ovlivnění je ovšem pro velmi malé koncentrace molekul „CO₂“ (např. He: 70%, N₂: 24% CO₂: 6%) velmi špatně nebo vůbec zaregistrovatelné (graf 6.2.5 a 6.2.6).

Výsledky měření a diskuse

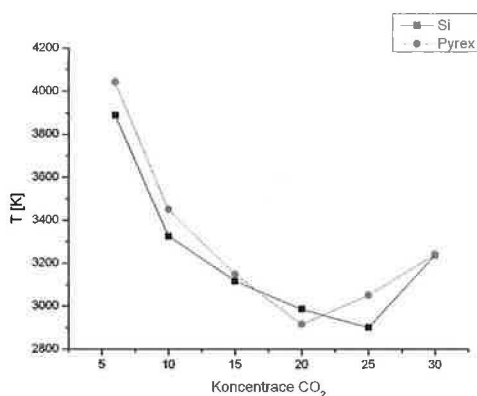
Ovlivnění materiálem už jsme diskutovali v kapitole 6.1 (též kapitola 2.6.). Jeho vliv je dán katalytickými vlastnostmi povrchu při plazmochemických reakcích (zejména jedná-li se o zánikový proces).



Graf 6.2.5: Závislosti vibrační teploty na materiálu výbojové trubice (550Pa; He:70%, N₂:24%, CO₂:6%)



Graf 6.2.6: Závislosti vibrační teploty na materiálu výbojové trubice (30mA; He:70%, N₂:24%, CO₂:6%)

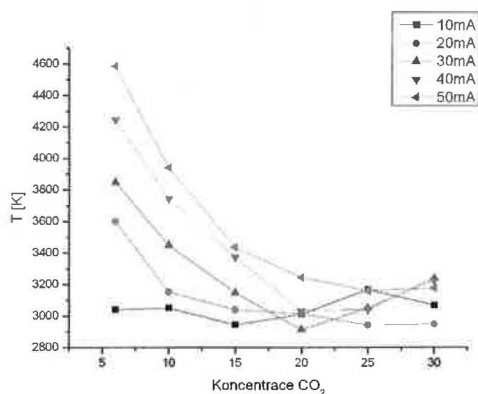


Graf 6.2.7: Vliv koncentrace CO₂ na vibrační teplotu v závislosti na materiálu výbojové trubice (30mA; 550Pa).

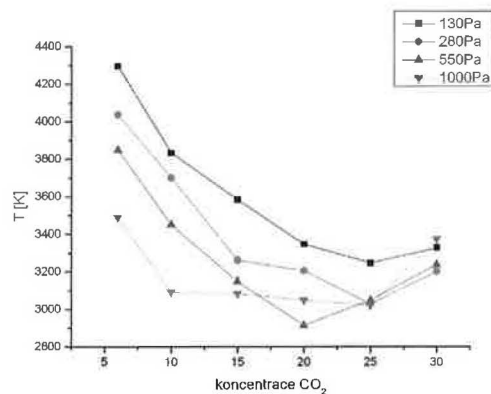
Nižší „pyrexovou“ teplotu si vysvětlují jako vyšší srážkový průřez reakcí částic s vibračně vybuzeným oxidem uhličitým jehož výsledkem je ztráta tohoto vybuzení.

Malé ovlivnění směsi o malé koncentraci „CO₂“ lze chápat jako základ tvrzení, že zejména plazmochemické reakce molekuly oxidu uhličitého jsou materiálem ovlivněny (a zároveň nám ospravedlňují předpoklad velmi malé disociace molekuly „N₂“). Vibrační teplota je v tomto případě určována (na úkor molekuly „CO₂“) dominantní molekulou dusíkovou.

Závislost na počáteční koncentraci CO₂



Graf 6.2.7: Závislosti vibrační teploty na koncentraci CO₂ (550Pa; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)



Graf 6.2.8: Závislosti vibrační teploty na koncentraci CO₂ (30mA; He:70%, N₂:20%, CO₂:10%)

Grafy 6.2.7 a 6.2.8 ukazují závislosti vibrační teploty na koncentraci CO₂. Jak je z nich patrné, vibrační teplota nám s rostoucí počáteční koncentrací „CO₂“ klesá, a tak zároveň vysvětlují používání směsí (jakožto laseracího média) s malými koncentracemi „CO₂“.

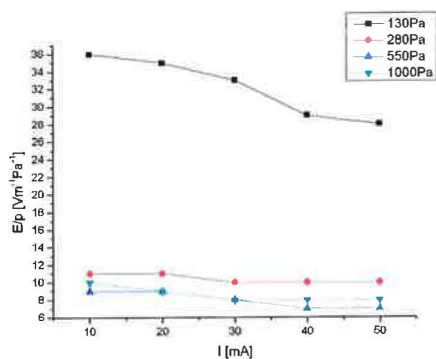
6.3. Dvojsondová měření

Důležitým parametrem výbojů v plynech je koncentrace a teplota elektronů – a právě ty jsem principem dvojsondových měření sledoval. Následující řídky se dále věnují i výsledkům z měření redukovaného pole.

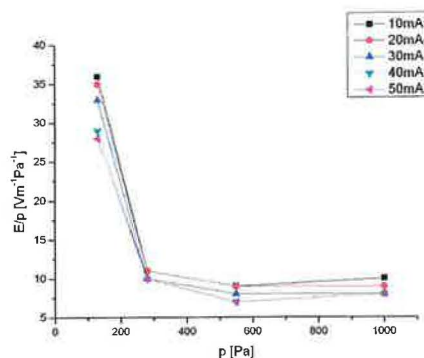
Cílem sondových měření bylo dotvořit komplexnější obraz o chování laserovací směsi za různých výbojových podmínek a tomu odpovídá i menší rozsah měření oproti spektroskopickým metodám.

I těchto měření se velmi dotýká přítomnost stojícího ionizačního vlnění, které má přímý vliv na velikost měřeného redukovaného pole i množství a teplotu elektronů.

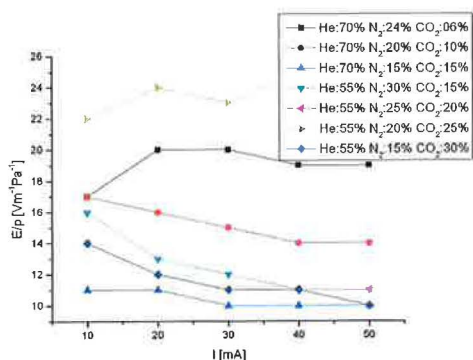
Redukované pole



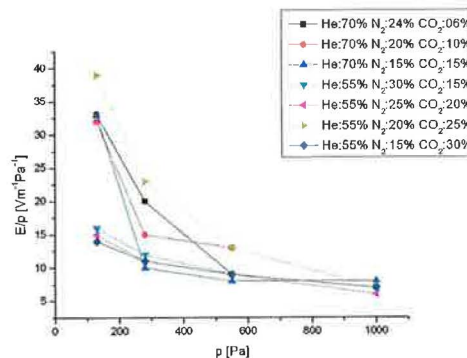
Graf 6.3.1: Závislost elektrického redukovaného pole na proudu (He:70%, N₂:15%, CO₂:15%)



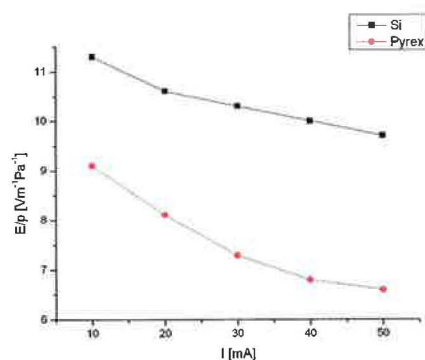
Graf 6.3.2: Závislost elektrického redukovaného pole na tlaku (He:70%, N₂:15%, CO₂:15%)



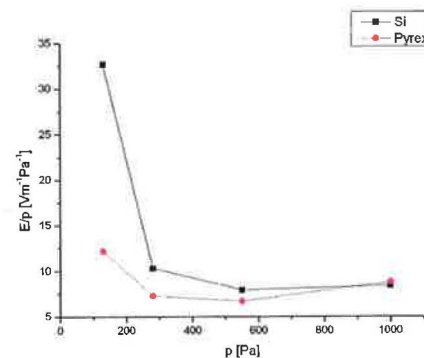
Graf 6.3.3: Závislost elektrického redukovaného pole na proudu (280Pa)



Graf 6.3.4: Závislost elektrického redukovaného pole na tlaku (30mA)



Graf 6.3.5: Vliv materiálu na velikost elektrického redukovaného pole v závislosti na proudu (280Pa)



Graf 6.3.6: Vliv materiálu na velikost elektrického redukovaného pole v závislosti tlaku (30mA)

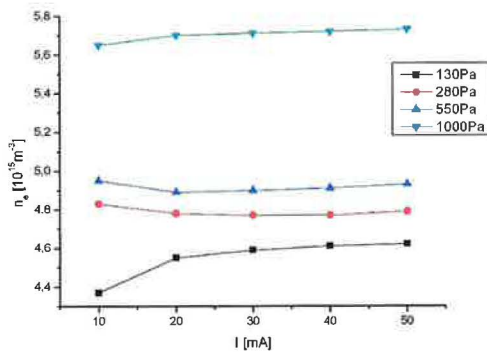
Redukované pole „ E/p [Vm⁻¹Pa⁻¹]“ je často používaným i uváděným parametrem výbojů. Jak je vidět z grafu 6.3.1, závislost redukovaného pole na výbojovém proudu je lehce klesající, a to, jak se zdá z grafu 6.3.3, pro všechny koncentrační profily. V rozdílných

Výsledky měření a diskuse

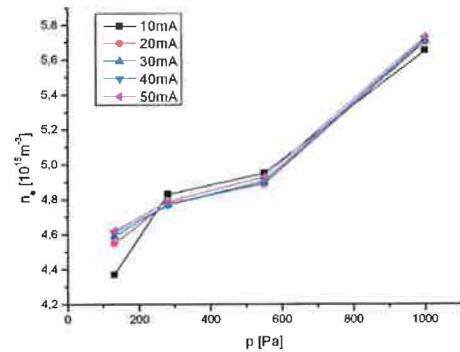
výbojových trubicích (různé materiály) nabývá „ E/p “ různých hodnot a toto ovlivnění lehce roste s rostoucím proudem – *graf 6.3.5*. Vysvětlení hledíme v ustavení rovnováhy mezi plazmochemickými procesy probíhajícími v plazmatu: s rostoucím proudem roste koncentrace molekuly „ CO “, a díky zvyšující se koncentraci reaktantů se zvyšuje pravděpodobnost regenerace na stěně.

Závislost „ E/p “ na tlaku je naprosto zřetelná a pochopitelná – *graf 6.3.2 a 6.3.4*. Klesající závislost ovlivnění materiálem (*graf 6.3.6*) lze vysvětlit vzrůstající úlohou trojatomární srážky v objemu (regenerující molekulu „ CO_2 “) a tím potlačením vlivu stěn.

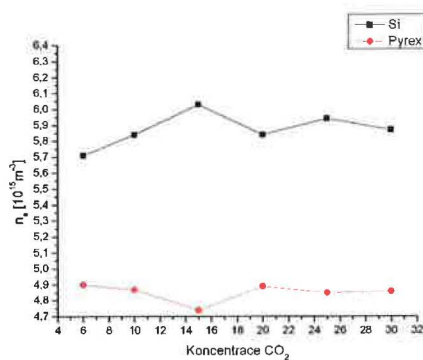
Elektronová koncentrace



Graf 6.3.7: Závislosti koncentrace elektronů na výbojovém proudu (He:70%, N₂:24%, CO₂:6%)



Graf 6.3.8: Závislosti koncentrace elektronů na tlaku (He:70%, N₂:24%, CO₂:6%)



Graf 6.3.9: Závislost koncentrace elektronů na počátečním složení směsi pro dva materiály výbojové trubice (550 Pa; 30 mA)

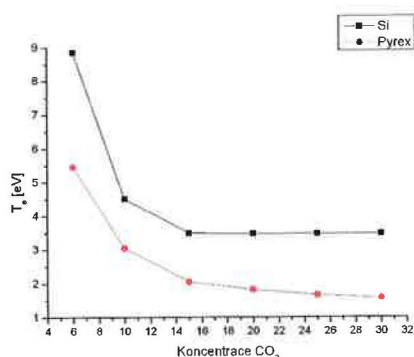
Na *grafech 6.3.1 a 6.3.2* je vidět mírně rostoucí závislost koncentrace elektronů na výbojovém proudu a rostoucí závislost na tlaku a její průběh není překvapující. Závislost

Výsledky měření a diskuse

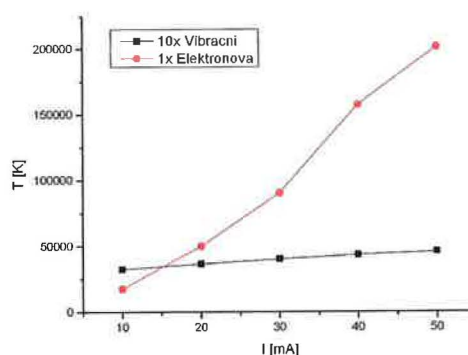
koncentrace elektronů na počáteční složení směsi a na materiálu výbojové trubice demonstruje *graf 6.3.9*. Jak je vidět, i pro značně se lišící koncentrační profili je ovlivnění materiálem velmi výrazné.

Elektronová teplota

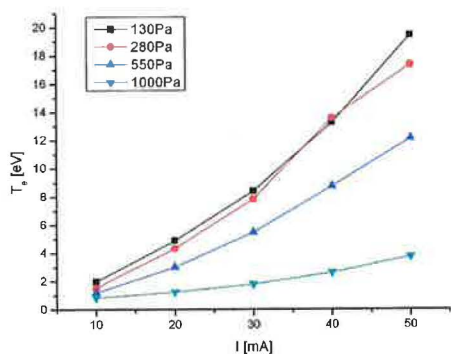
Je třeba si uvědomit, že velmi často pracujeme v neizotermickém plazmatu a tak se teplota elektronů může od teploty molekul či atomů může značně lišit (i řádově převyšovat) – *graf 6.3.11*.



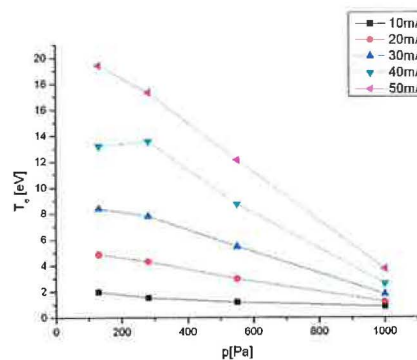
Graf 6.3.10: Závislost elektronové teploty na počáteční koncentraci CO_2 pro dva materiály výbojové trubice (550Pa; 30mA)



Graf 6.3.11: Srovnání vibrační teploty molekuly N_2 (pro lepší rozlišení je znázorněná velikost 10x větší) a elektronové teploty v závislosti na proudu (280Pa; He:70, N_2 :24, CO_2 :6)



Graf 6.3.12: Závislost elektronové teploty na výbojovém proudu (He:70, N_2 :24, CO_2 :6)



Graf 6.3.13: Závislost elektronové teploty na tlaku (He:70, N_2 :24, CO_2 :6)

Graf 6.3.12 demonstruje zvyšující se závislost elektronové teploty na výbojovém proudu (a to pro všechny tlaky) a *graf 6.3.13* její pokles s rostoucím tlakem (pro všechny proudy).

Výsledky měření a diskuse

Ovlivnění elektronové teploty materiálem výbojové trubice (*graf 6.3.10*) potvrzuje představu komplexního ovlivnění výboje stěnou a demonstruje důležitost tohoto směru výzkumu. *Graf 6.3.10* ukazuje závislost elektronové teploty na počátečním složení směsi.

7. Závěr

Proměřil jsem definovanou laserovací směs *LASAL 63* pro tlaky 130Pa až 1300Pa v rozsahu proudů od 10mA do 50mA metodou optické emisní aktinometrie a určil vibrační teplotu pro jednotlivé tlaky i proudy.

Namíchal a změřil jsem směsi o různých koncentračních profilech vycházejících z průmyslově používaných laserů. Toto měření jsem provedl v rozsahu tlaků 130Pa až 1000Pa a proudů 10mA až 50mA. Pro jednotlivé směsi jsem též vyhodnocoval vibrační teplotu a elektronovou koncentraci a teplotu.

Bylo nalezeno, že poměr intenzit „CO“ ku „N₂“ klesá s rostoucím proudem i tlakem. Ovlivnění materiálem bylo nezanedbatelné, avšak s rostoucím proudem jeho vliv klesal.

Pro vibrační teplotu platí, že její velikost roste s rostoucím proudem a klesá s rostoucím tlakem. V závislosti na rostoucí koncentraci „CO₂“ vibrační teplota klesá.

Jak se ukazuje, vliv materiálu je pro celou řadu měření nezanedbatelný, a to díky katalytickým schopnostem povrchu – ten je patrný jak z koncentrací oxidu uhelnatého a vibrační teploty, tak z koncentrace i teploty elektronové.

8. Reference

- [1] Chen F. F. (1984): *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha.
- [2] Gilmore F. R., Laher L. L., Espy P. J.: J. Phys. Chem. Ref. Data **21** (1992) 1005.
- [3] Herzberg G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure I*, D. van Nostrand. London 1950.
- [4] Pressley R. J.: *Handbook of lasers with selected data on optical technology*, (ruský překlad) Sovětské rádio (1978).
- [5] Hokazo H. a kol.: J. Appl. Phys. **69** (1991) 6850.
- [6] Kaňka A. (1996): *Doktorská disertační práce*, Matematicko-fyzikální fakulta University Karlovy, Praha.
- [7] Kaňka A., Kylián O., Hrachová V. (2002): *The discharge tube material influence on N₂-O₂ DC glow discharge*, Vacuum **67** (2002) 415-420.
- [8] Kylián O., Leys C., Hrachová V. (2001): *Spectroscopic Study of CO₂ Decomposition in Sealed-off CO₂ Lasers*, Contrib. Plasma Phys. **41** (2001).
- [9] Kylián O., Kaňka A., Hrachová V. (2003): *Study of the influence of the discharge tube material on the DC glow discharge in CO₂ laser mixture*, Czech. J. of Phys., Vol. **50** (2000), Suppl. S3, 335-338
- [10] Kylián O., Kaňka A., Hrachová V. (2003): *Investigation of radial profiles of vibrational and rotational temperatures in nitrogen DC glow discharge*, Czech. J. of Phys., Vol. **54** (2004), No. 3, 357-363
- [11] Loureiro J., Ferreira C. M. (1986): J. of Phys. D: Appl. Phys. **19** (1986) 17.
- [12] Schmiedt L., Kylián O., Hrachová V., Kaňka A. (2004): *Study of properties of CO₂ laser mixture*, Czech. J. of Phys., Vol. **54** (2004), Suppl. C, C816-C821.
- [13] Touzeau M., Vialle M., Zellagui A., Gousset G., Lefebvre M., Pealat M. (1991): *Spectroscopic temperature measurements in oxygen discharges*, J. Phys. D: Appl. Phys. **24** (1991) 41-47.