



Универзитет у Новом Саду
Природно-математички факултет
Департман за физику



Карактеризација млаза плазме добијене у зидом стабилисаном електричном луку

-Мастер рад-

Ментор:

Др Лазар Гавански

Кандидат:

Небојша Курјега

Нови Сад, 2023.

Садржај

Увод	3
1 Плазма	4
1.1 Увод	4
1.2 Енергетски највише стање материје	5
1.3 Карактеризација плазме	8
1.4 Термодинамичка равнотежа у плазми	15
1.4.1 Локална термодинамичка равнотежа	16
1.4.2 Парцијална локална термодинамичка равнотежа	17
1.5 Ширење спектралних линија у плазми	17
2 Извор плазме	22
2.1 Електрични лук	22
2.1.1 Гасни систем	25
2.1.2 Електрични систем	25
2.2 Електрични импулсни лук	27
2.3 Млаз плазме (plasma jet)	29
3 Одређивање брзине простирања млаза плазме из лука у импулсном режиму рада ..	30
3.1 Мерни систем за одређивање брзине простирања млаза плазме	30
3.2 Резултати мерења брзине простирања млаза плазме	31
4 Процена температуре млаза плазме	33
4.1 Мерни систем за процену температуре млаза плазме	33
4.2 Калибрација оптичког система по таласним дужинама	35
4.3 Резултати процене температуре млаза плазме	37
Закључак	41
Литература	42
Биографија	43

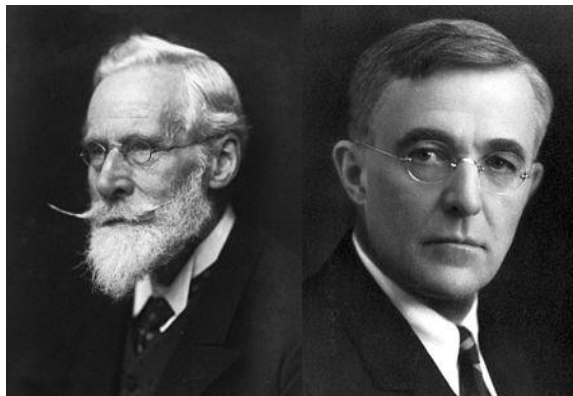
Увод

У лабораторијским условима се плазма може произвести у различитим изворима, али један од најчешће коришћених јесте електрични лук. У Лабораторији за физичку електронику, Департмана за Физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду, зидом стабилисани електрични лук један је од извора плазме који се користе у оптичкој спектроскопији. Овај извор плазме се углавном користи у континуалном режиму, али се коришћењем посебног електричног кола на континуално пражњење може суперпонирати импулсно пражњење. Захваљујући начину на који је конструисан, простор иза једне, или обе, електроде се може отворити, при чему из лука у околни простор излази млаз плазме (plasma jet). Млаз плазме, уопштено говорећи, може имате различите примене. Једна могућа примена је излагање различитих материјала дејству плазме. Млаз је у том случају посебно погодан, зато што омогућава да се третирају материјал налази изван извора плазме, као и да се геометрија излагања материјала плазми може на једноставан начин мењати. Из тог разлога је битно знати неке основне карактеристике плазме млаза. Циљ овог рада је одређивање брзине којом се млаз плазме протиче након напуштања простора за пражњење у електричном луку, као и процена температуре плазме у млазу. Тиме се утврђују неки од основних параметара који би били од значаја при третману материјала млазом плазме из лука, с обзиром да би били познати услови којима је изложен материјал и сходно томе испитиван утицај плазме. Поред тога, познавање ових параметара било би врло значајно и при планирању експерименталне поставке за такав третман материјала.

1 Плазма

1.1 Увод

На Земљиној површини су уобичајена три стања материје: чврсто, течно, и гасовито. Године 1879-е, британски научник Вилијам Крукс (William Crookes) у раду са вакуумским цевима идентификује четврто стање материје, које ће скоро пет деценија касније Ирвинг Лангмур (Irving Langmuir) при посматрању стања гаса у позитивном стубу гасног пражњења именовати плазма по узору на медицину, јер као што крвна плазма преноси бела и крвна зрнца, тако и „електрични флуид“ носи позитивна наелектрисања и електрона. Осим давања имена плазми, Лангмур се сматра зачетником физике плазме и због својих истраживања у датој области, за која је значајно истаћи да и данас представљају теоријску основу за израду интегрисаних кола.



Слика 1 Вилијам Крукс (лево) и Ирвинг Лангмур (десно)

Иако на Земљи релативно ретко присутна, сматра се да је више од 95% материје у свемиру плазма, док неки прорачуни наводе и 99%. Иако је удео плазме тешко проверити, важно је схватити о којој размери се ради. Плазма је стање материје од којих су звезде саздане, и којом је испуњен интерстеларни простор; она је галактички медијум. Може се наћи и у Земљиној ближој околини, као магнетосфера, или у форми соларних ветрова. У суштини, плазма је природно, „неукроћено“ стање материје, остала стања је могуће наћи само у, условно говорећи специјалним приликама, као што су оне на површинама хладних планета.

Бројне примене плазме обезбедиле су и много веће интересовање, а самим тим и напредак у плазма технологијама. Тињаво пражњење присутно је у изради електронских чипова. Потрага за стабилном фузијом изнедрила је бројне уређаје са могућношћу креирања, грејања, одржавања и конфајнмента плазме – самим тим унапређујући теоријско разумевање.

1.2 Енергетски највише стање материје

Енергетски садржај материје диктира агрегатно стање у коме ће се она налазити, везе које честице остварују, и међучестично уређење. Како природа тежи ка минималној остваривој потенцијалној енергији, честице ће се у складу са тим и распоређивати; чврсте везе и мале осцилације одликују стања са малим енергетским вредностима, док пораст енергије помаже кретање честица, и доводи до раскидања веза.

Најуређеније агрегатно стање материје је кристално чврсто стање. Честице (атоми или молекули) у кристалима поседују енергије реда величине 10^{-2} eV, кретање им је сведено на термалне осцилације око равнотежног положаја услед снажних хемијских веза. Кристалну структуру одликује и строго одређен, периодично понављајућ у бесконачност распоред у виду просторне решетке. Довођење енергије у овај систем проузрокује повећање амплитуде осциловања честица.

Фазни прелаз из кристалног у течно стање се одиграва кад амплитуде кретања пређу критичну вредност, чиме се врши разарање хемијских веза и периодичног распореда честица. За то је потребна средња енергија по честици је око 10^{-1} eV. Молекуларне силе ће и даље бити изражене, мада слабије, и тад се формирају лабаво везане скупине молекула.

Повећавањем енергије честица на ред величине 1 eV, разарају се међумолекуларне везе, и дешава се фазни прелаз из течног у гасовито стање. Молекули се у гасовима крећу независно једни од других, осим у току судара када делују кратकोдометне Ван дер Валсове силе (Van der Waals). Честице су неутралне, јер су при овим енергијама судари

еластични и не доводе до јонизације. Постојање позитивно наелектрисаних јона у гасовима узроковано је или космичким зрачењем, или сударима са честицама из репа Максвелове расподеле по брзинама.

Даљим довођењем енергије у систем, кретање честица се убрзава и стварају се услови за нееластичне сударе. Најслабија преостала веза је атомска, односно веза између електрона и позитивног јона, тако да се енергија изгубљена при нееластичном судару троши на њено уништавање. Процес одвајања електрона из омотача назива се јонизација, и могућ је тек кад уложена енергија пређе јонизациони праг. Уколико енергија није виша од јонизационог прага, могућ је и процес ексцитације, односно прелазак електрона у омотачу на енергетски виши ниво. Процеси јонизације и ексцитације се једним именом могу звати директним процесима. Процеси који теку у супротном смеру, рекомбинација и деексцитација називају се инверзнима.



Примери директних и инверзних процеса

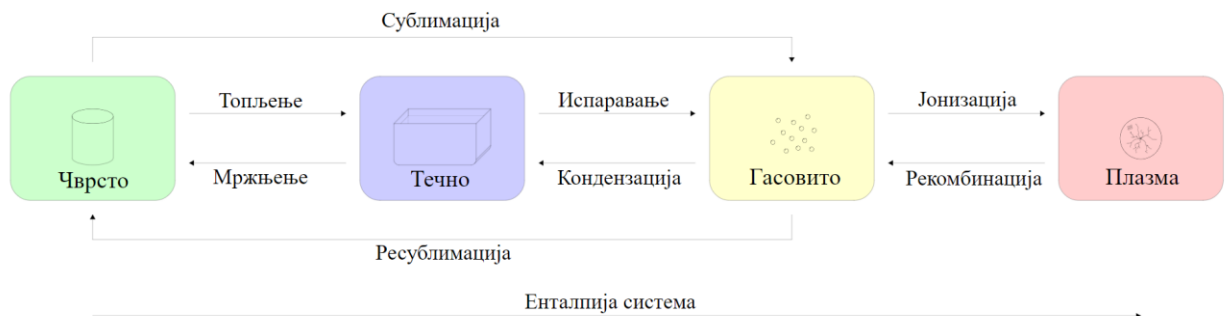
Дакле, повећањем енергије, постиже се и виша вредност степена јонизације гаса, односно расте проценат наелектрисаних честица. Јонизовани гас представља смешу атома, молекула, слободних електрона и јона. Уколико степен јонизације постане довољно висок, главни механизам интеракције између честица постаје електромагнетна сила. Тада, практично свака наелектрисана честица истовремено интерагује са свим осталим наелектрисаним честицама у гасу преко заједнички успостављеног електромагнетног поља. Ово поље зависи од тренутног положаја и брзине свих наелектрисаних честица, и мења се од тачке до тачке. Када је понашање скупа честица регулисано преко заједничког поља, ради се о колективној интеракцији.

Јонизовани гас код којег влада колективна интеракција преко електромагнетног поља, а чији су директни и инверзни процеси уравнотежени, назива се плазма.

Карактеристичне величине	Плазма	Гас
Енергија	>10 eV	~1 eV
Доминантна сила	Електромагнетна	Ван дер Валсова
Интеракција	Колективна	Индивидуална
Температура	10^2 - 10^9	
Концентрација	10^6 - 10^{31}	
Електропроводност	Проводник	Изолатор

Табела 1 Преглед разлика између гасног стања и плазме

При промени из гасног стања у плазму, не постоји фазни прелаз као што су топљење или испаравање. Са друге стране, плазма има значајно другачије особине од гаса – електропроводна је и осетљива је на спољашње електромагнетно поље. Ван дер Валсова сила је сила кратког домета, интензитет јој опада са шестим степеном растојања ($F \sim r^{-6}$) и практично делује само у току судара. Електромагнетна сила, међутим, опада много спорије, тек са квадратом растојања ($F \sim r^{-2}$) и ради се о дугодометној сили. Разлика између гаса и плазме пре свега настаје због прелаза са Ван дер Валсове на електромагнетну интеракцију.



Слика 2 Четири стања материје

Битно је напоменути да када говоримо о плазми као о енергетски највишем степену материје, говоримо у оквирима фундаменталних стања. Постоји још много стања, свака са изузетним одликама, користима и феноменима, нека од којих се могу разврстати као:

- Некласична стања – стакло, течни кристали
- Ниско-температурна стања – суперпроводник, суперфлуид, Бозе-Ајнштајнов кондензат
- Стања високих енергија – кварк материја, дегенерисана материја.

1.3 Карактеризација плазме

Од сва три „уобичајена“ агрегатна стања, гасове је најлакше проучавати, због могућности лаког подешавања параметара експеримента. Једначина стања идеалног гаса на задовољавајућ начин описује и реалне гасове у већини случајева. Најчешће се изражава као:

$$pV = nRT = nk_B N_A T = Nk_B T \quad (4)$$

Могуће је такође представити је и у следећем облику:

$$p = nk_B T \quad (5)$$

p – притисак, V – запремина, n – концентрација, R – универзална гасна константа, T – апсолутна температура, N – количина, N_A – Авогадров број, k_B – Болцманова константа

Величине и терминологија који се користе за описивање плазме су уведени по узору на једначине гасног стања, због тога што је плазмено стање најближе гасном. Пре свега, температура и концентрација представљају основне величине које треба одредити при дијагностиковању плазме.

Плазма која је настала од гаса једног хемијског елемента, у најједноставнијем случају има три врсте честица; неутрале, једноструко позитивно наелектрисане јоне, и електрона. У реалним случајевима, ситуација је компликованија због присуства и неутрала других елемената, вишеструко наелектрисаних јона и ексцитованих честица. Ради једноставнијег увођења осталих величина, као пример ће послужити плазма са три врсте честица. Број честица у јединичној запремини је густина честица n_i , где i представља врсту честице. Сада можемо дефинисати степен јонизације χ , као однос између густине јонизованих атома и густине првобитно присутних неутралних атома:

$$X = \frac{n_{A^+}}{n_A^0} \quad (6)$$

Како је густина преосталих неутрала $n_A = n_A^0 - n_{A^+} = n_A^0(1 - X)$, за однос јонизованих и нејонизованих атома налазимо:

$$\frac{n_{A^+}}{n_A} = \frac{X}{1-X} \quad (7)$$

Степен јонизације може имати вредности између 0 за неутрални гас и 1 за потпуно јонизовани. Иако границе нису у потпуности јасне, за вредности X мање од 10^{-4} кажемо да се ради о слабо јонизованој плазми, јако јонизована има вредности X веће од 10^{-1} , а све између се сматра плазмом интермедијарног степена.

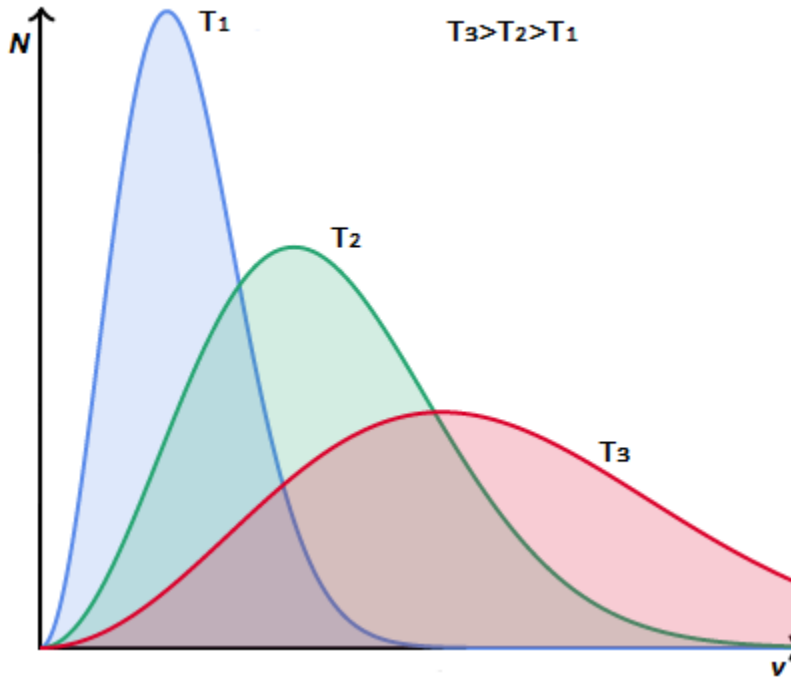
Температура је мера топлоте тела, односно количине енергије коју тело поседује. Иако је првобитно уведена на основу ефеката који јој нису давали физички смисао, као што су запреминско ширење тела при загревању, термоелектрични ефекат, и субјективни осећај, са развојем кинетичке теорије постаје могуће повезивање макроскопских са микроскопским величинама. Најпознатији пример емпиријски изведеног инструмента који користи макроскопска својства температуре је свакако живин термометар.

Данас постоје два скоро одвојена концепта температуре; термодинамички и концепт кинетичке теорије гасова. У првом случају, далеко мање коришћеном, уводи се пре свега термодинамичка равнотежа као транзитивно својство. Према нултом закону термодинамике тела А и Ц ће бити у термодинамичкој равнотежи, ако су и тело А и тело Ц у равнотежи са телом Б. Термодинамичка равнотежа система је такво стање система да не постоји макроскопски ток материје или енергије у, односно ван система. Величина којом се може окарактерисати постојање термодинамичког еквилибријума је температура.

Други концепт, који даје и квантификацију температури је онај преко кинетичке теорије. Она претпоставља да је, уколико посматрамо идеалан гас у посуди, притисак тог гаса последица сила атома који ударају у зидове посуде. Полазећи од овог аргумента, једначине стања идеалног гаса и уводећи елементе статистике, Лудвиг Болцман (Ludwig Boltzmann) добија такозвану Максвел-Болцманову расподелу брзина честица гаса $f(v)$:

$$f(v) = N \left(\frac{T}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2T} \right) \quad (8)$$

v - интензитет брзине, N - густина честица, m - маса честице, T - температура која се приписује гасу са датом расподелом



Слика 3 Расподела брзина честица за три различите температуре

Величина $f(v)dv$ представља густину честица у интервалу брзина од v до dv . Дакле, ова функција је нормализована тако да када се интеграл по свим могућим брзинама даје укупну густину честица.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v)dv = N \quad (9)$$

Максвел-Болцманова расподела није симетрична у односу на свој максимум; број честица са брзинама већим од најчесталије је већи од броја честица са мањим брзинама. Због асиметрије, средња и највероватнија брзина се разликују, при чему је средња брзина

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \text{ већа од највероватније брзине } v_0 = \sqrt{\frac{2RT}{M}}.$$

Кинетичка енергија честице такође се може израчунати из расподеле по брзинама, тако што се функција расподеле искористи за добијање средње вредности квадрата брзине:

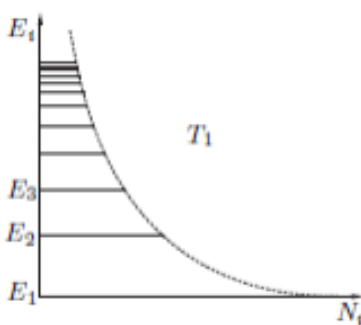
$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}k_B T \quad (10)$$

Сада температура коначно добија свој микроскопски физички смисао као мера транслаторне кинетичке енергије тела. Дакле, брзина кретања честице одређена је температуром гаса и масом честице. Из овога произлази да ће, уколико се налазе на истој температури, електрони бити далеко бржи од позитивно наелектрисаних честица (преко четрдесет пута бржи од протона). Разлика у брзинама између електрона и позитивних јона ће послужити у постављању критеријума плазме.

Максвел-Болцманова расподела по брзинама је специјалан случај далеко општије Болцманове дистрибуције која је један основних концепата у класичној статистичкој механици и важи у случају термодинамичке равнотеже. Она говори о међусобном (релативном) односу насељености два енергетска стања W_i и W_k . Квантитативно насељеност стања n_i и n_k дата је једначином:

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{W_i - W_k}{k_B T}\right) \quad (11)$$

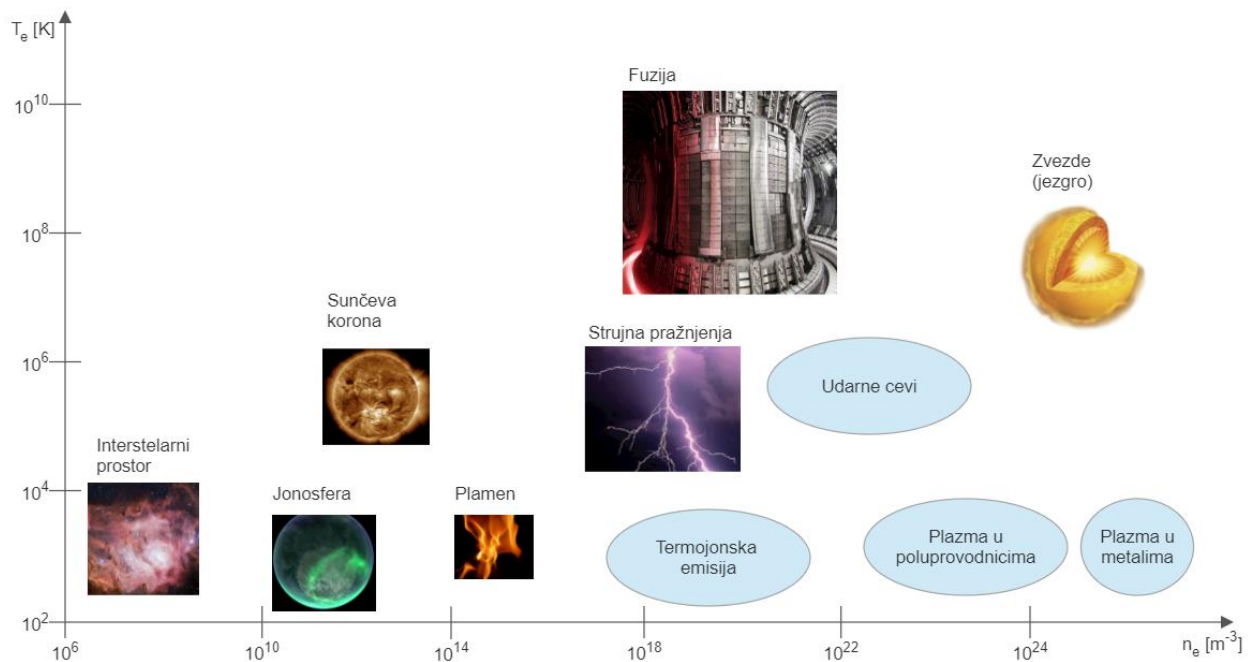
где g_i и g_k представљају дегенерисаност стања i и k , односно број подстања са истом енергетском вредношћу. Болцманова расподела применљива је у случају унутрашњих стања атома, као и за слободна стања Максвел-Болцмановог гаса.



Слика 4 Болцманова расподела

При одређивању температуре, потребно је приметити да она не мора бити једнака у свим тачкама, и иста за све конституенте, она је физичка величина која фигурише само ако је систем на који се односи у стању термодинамичке равнотеже. Плазма је

термодинамички равнотежна ако су вредности свих температурама у свим тачкама једнаке. Изотермна плазма је она у којој не постоје градијенти температуре. Уколико постоји и разлика између температура конституената, плазма је неизотермна. Могуће је такође направити поделу на нискотемпературне и високотемпературне плазме. На температурама од 10^5 Келвина, енергија честица је реда величине 10 eV, процеси се одигравају у атомским омотачима и ради се о нискотемпературним плазмама. На енергијама и температурама за ред величине већим, могући су и термонуклеарни процеси, и тада је реч о високотемпературним плазмама. Оваква подела у суштини је превише груба, пошто се параметри плазме крећу у огромном опсегу; температура 7, а концентрација 25 редова величина.



Слика 5 Електронска температура и концентрација различитих извора плазме

Строжа дефиниција плазме подразумева и постојање одређених особина, такозваних критеријума плазменог стања. Уколико су сви критеријуми испуњени, говоримо о идеалној плазми.

Како се плазма састоји од позитивних јона и електрона који су у сталном кретању, јасно је да ће постојати региони у којима преовладава наелектрисање једне врсте.

Међутим, одступање од електронеутралности је просторно ограничено, односно могуће је само на делу простора много мањих димензија од димензија плазме.

Може се сматрати да се у плазми електрони крећу око јона, услед много мање масе. Могуће је да због оваквог кретања дође до локалног настајања вишка наелектрисања. Посматрајући довољно мале области, електрони је могу напустити, чиме би се створио вишак позитивног наелектрисања. Тада се формира снажно електрично поље, које тежи да врати електроне назад у посматрану област. При повратку електрона, због инерције кретања, они се зауставити на неком равнотежном растојању, него ће овог пута доћи до формирања негативног просторног наелектрисања и електричног поља супротног усмерења.

Чак и овако једноставан модел пружа увид у плазмене критеријуме. Осциловање између привлачне и одбојне силе условљава плазмене фреквенције, док просторна ограниченост ових фреквенција изражава просторна ограничења плазме.

Макроскопска квазинеутралност говори о тенденцији плазме да, посматрано у довољно великим временским интервалима и простору довољне запремине, буде електрично неутрална, односно да елиминише просторно наелектрисање. Овај услов се може изразити као:

$$\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0 \quad (12)$$

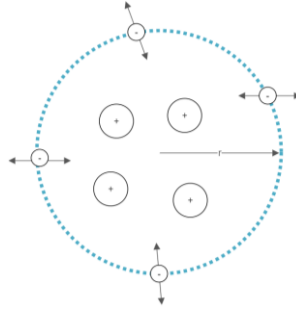
e_{α} – наелектрисање честице врсте α

Потребно је прецизније одредити колики простор се посматра и у коликом временском интервалу. Димензије плазме морају бити далеко веће од карактеристичне димензије за плазму која се назива Дебајев (Debye) радијус плазме. Ова величина је радијус сфере коју могу напустити сви електрони услед термалног кретања. Дебајев радијус се изражава као:

$$r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n}} \quad (13)$$

ϵ_0 – диелектрична константа вакуума

Претходни израз важи за плазму у термодинамичкој равнотежи



Слика 6 Кретање електрона у пољу позитивног наелектрисања

Фреквенција којом електрони улазе и излазе из запремине димензија Дебајеве сфере назива се електронска плазмена фреквенција. Такође постоје и јонске плазмене фреквенце.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}, \omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{e_\alpha^2 n_\alpha}{\epsilon_0 m_\alpha}} \quad (14)$$

ω_{pe} – електронске плазмене фреквенције, $\omega_{p\alpha}$ – јонске плазмене фреквенције

Приметно је да су јонске фреквенције мање од електронских сразмерно корену односа масе електрона и јона $\left(\sqrt{\frac{m_e}{m_\alpha}}\right)$. Овакав однос фреквенција потврђује претходну изнет модел кретања електрона око скоро непомичних јона.

Уколико би утицај судара био велик, плазмене осцилације би биле амортизоване. Стога је потребно да плазмена фреквенција $\omega_{p\alpha}$ буде далеко већа од тоталне колизионе фреквенце ν_α .

$$\omega_{p\alpha} \gg \nu_\alpha \quad (15)$$

Следећи критеријум који треба да буде испуњен је да се је средње растојање између електрона у плазми мало наспрам Дебајевог радијуса. Овим се обезбеђује да се систем увек налази близу стања термодинамичке равнотеже.

Потпуна дефиниција плазменог стања каже да је то стање јонизованог гаса који задовољава следеће:

- Колективна интеракција је успостављена, односно постигнут је довољно висок степен јонизације

- Директни и инверзни процеси су у равнотежени
- Постоји макроскопска квазинеутралност
- Број честица у Дебајевој сфери је довољно велик
- Димензије плазме су много веће у односу на величину Дебајеве сфере
- Тотална колизиона фреквенција је много мања од фреквенције плазмених осцилација

Идеална плазма представља плазму која испуњава све наведене услове. Како је таква плазма тешко остварива, у реалним случајевима се говори о мањим или већим одступањима. Модел „слабо неидалне“ плазме се најчешће користи јер на задовољавајућ начин описује већину појава. Таква плазма се дефинише као она која је у стању термодинамичке равнотеже и која у Дебајевој сфери садржи велики број наелектрисаних честица. Назив слабо неидеална потиче од тога што се садржај унутрашње енергије такве плазме врло мало разликује од унутрашње енергије идеалног гаса. Поменуто одступање настаје због електростатичког екранирања, односно због дејства Кулонових сила међу наелектрисаним честицама.

1.4 Термодинамичка равнотежа у плазми

До сада је за термодинамички равнотежну плазма узимано да су вредности температура свих компонентни у свим тачкама једнаке. Са макроскопске тачке гледишта, овакво дефинисање је сасвим оправдано. Међутим, оно не говори о микроскопском уређењу такве плазме.

Плазма је у потпуној термодинамичкој равнотежи ако:

- Сваки процес има свој инверзни процес са којим је у равнотежи,
- Важи Максвел-Болцманова расподела по брзинама за сваку компоненту плазме,
- Болцманова расподела важи за сваку компоненту,
- Важи принцип детаљне равнотеже, и
- Зрачење плазме одговара зрачењу црног тела према Планковом закону:

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{k_B T} - 1} \quad (16)$$

$u(\nu)$ – густина енергије зрачења на датој фреквенцији, c – брзина светлости

Принцип детаљне равнотеже тврди да сваки микроскопски процес који је могућ у неком систему има свој једнако вероватан инверзни процес, а стање термодинамичке равнотеже се постиже тек онда кад брзина сваког микропроцеса понаособ постане једнака брзини коресподентног инверзног процеса.

Преко принципа детаљне равнотеже могуће је добити концентрације компоненти плазме. Изједначавањем брзина директних и инверзних процеса добија се да однос позитивних јона и неутрала зависи од температуре и карактеристичних атомских константи.

$$\frac{n_e n_{A^+}}{n_A} = K'(T), \quad (17)$$

$$\text{или } \frac{X^2}{1-X} n_A^0 = K'(T) \quad (18)$$

Уводећи притисак, добија се коначна релација:

$$\frac{X^2}{1-X^2} \frac{p}{T} = K(T) \quad (19)$$

Дакле, у стању термодинамичке равнотеже, степен јонизације зависи од притиска и температуре плазме, док не зависи од механизма јонизације и рекомбинације. Док Болцманова расподела говори о релативној насељености енергетских нивоа, она ништа не говори о односу међусобно различито наелектрисаних честица. Једначина Саха даје однос насељености два сукцесивна јонизациона:

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_{i+1}}{g_i} \exp\left(\frac{W_{i+1} - W_i}{k_B T} \right) \quad (20)$$

1.4.1 Локална термодинамичка равнотежа

Услов о поклапању зрачења плазме са зрачењем црног тела је тешко остварив у лабораторијским условима, јер је апсорпција увек мања од емисије, односно зрачење напушта плазму, тако да је стање потпуне термодинамичке равнотеже тешко достижно. Уместо њега, уводи се појам локалне термодинамичке равнотеже који означава стање да се услови у плазми разликују од тачке до тачке тако да у свакој тачки важе једначина Саха, Максвелова расподела по брзинама и Болцманова расподела по енергетским стањима.

Ово је могуће постићи због што због високе концентрације електрона одређују да фреквенција сударних процеса буде већа од фреквенције сударних процеса, а самим тим сударни процеси одређују и насељеност енергетских нивоа, и важи принцип детаљне равнотеже. Дакле, стање локалне термодинамичке равнотеже плазме означава стање у ком се електронска температура и концентрација мењају од тачке до тачке, и у времену. Такође, у једној тачки се разликују температуре различитих врста честица.

1.4.2 Парцијална локална термодинамичка равнотежа

Услов за постојање локалне термодинамичке је суштински била довољно већа фреквенција сударних од радијативних процеса. Када концентрација електрона није довољно висока, овај услов престаје да важи што се огледа по распореду честица по енергијским нивоима, пре свега на основном и првом побуђеном енергетском нивоу и прелазима на тим нивоима, због тога што је вероватноћа сударних процеса мања на нижим енергетским стањима. Како се ови нивои не допуњавају довољно сударном јонизацијом, а празне се радијативном деекситацијом, нарушава се Болцманова расподела насељености на њима. На вишим енергетским нивоима и даље је могућа довољна фреквенција судара, и важеће једначине Саха, и Максвелове и Болцманове расподеле. Стање у ком важи локална термодинамичка равнотежа изнад одређеног критичног нивоа, а испод не важи назива се парцијална термодинамичка равнотежа.

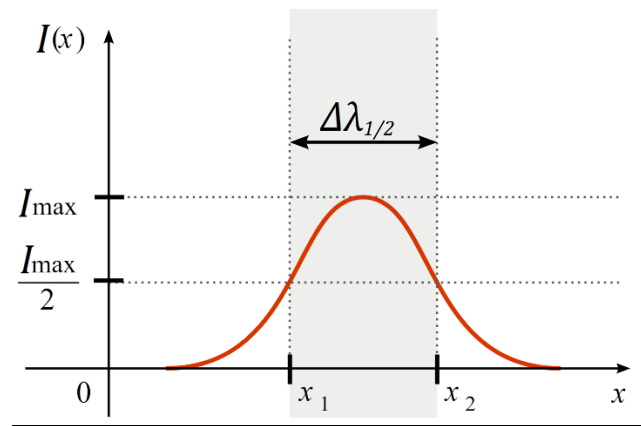
1.5 Ширење спектралних линија у плазми

Услед непрекидног кретања и интеракције наелектрисаних честица у плазми, плазма је јак извор електромагнетног зрачења, у областима од инфрацрвеног па све до далеког ултраљубичастог дела спектра. У зависности од процеса који узрокују емитовање зрачења, разликују се индивидуални и колективни механизми емитовања. Спектар колективних процеса је континуалан, док је код индивидуалних дискретан, односно линијски. Линијски спектар се суперпонира на континуални.

У физици плазме значајно је проучавање интензитета и профила спектралних линија, при чему су ова два параметра условљена међусобно независним факторима. Линијски

спектри настају при прелазу честица између различитих квантних стања, док ти прелази могу бити слободно – слободни, слободно – везани, и везано – везани. Интензитет спектралне линије зависи пре свега од вероватноће да се атом нађе у одређеном квантном стању, и вероватноће да изврши прелаз на друго стање.

Спектралне линије нису монохроматске, већ поседују одређени профил. Профил спектралне линије се налази на Слици 7 и означава спектралну расподелу зрачења те линије.



Слика 7 Пример спектралног расподела зрачења

На Слици 7 виде се уобичајене величине које се користе при дефинисању профила линије. Максимум интензитета линије се означава са I_{max} , а величина $\Delta\lambda_{1/2}$ представља полуширину линије, односно то је ширина линије на половини максимума интензитета линије. Централна област је област унутар полуширине линије, а крила су област ван полуширине. Услед одређених ефеката, линија осим симетрична, може бити и асиметрична, а може се десити померај максимума интензитета у односу на централну таласну дужину што се карактерише симболом d .

Ширење спектралних линија, а самим тим и њихов профил, зависи од више механизма, и сходно механизму се врши подела на:

- Природно ширење
- Доплерово ширење
- Ширење услед притиска

Природно ширење спектралних линија је са становишта квантне механике условљено Хајзенберговим принципом неодређености. Атом у побуђеном стању проводи неодређено време које се карактерише средњим временом живота. Према релацији за енергију и време $\Delta E \Delta t = \hbar$, што је време живота енергијског стања дуже, то ће бити мања његова неодређеност, и обрнуто. Неодређености су адитивни, односно при прелазима, сабирају се енергетске неодређености, тако да је распон енергија фотона одређен збиром енергетским неодређености међу нивоима између којих је прелаз извршен. Иако се природно ширење не може избећи, најчешће је занемарљиво у односу на друге врсте ширења.

Профил линије који се добија природним ширењем назива се Лоренцов профил.

Доплерово ширење спектралних линија узроковано је Доплеровим помаком описаним формулом:

$$\frac{v-v_0}{v_0} = \frac{v}{c} \quad (21)$$

Доплеров помак у ствари представља појаву померања спектралних линија, али како се ради о скупу честица које имају различите брзине и које се крећу у различитим правцима, ови помераји се збирно манифестују као ширење линије. Честице се поковавају Максвеловој расподели по брзинама, а пошто интензитет зрачења на одређеној фреквенцији зависи од броја честица, за интензитет зрачења се добија Гаусова крива према формули:

$$I_\nu = I_0 e^{-\frac{M}{2k_B T} \frac{c^2}{v_0^2} (v-v_0)^2} \quad (22)$$

Док се за полуширину оваквог профила добија вредност за два до три реда величине већа од природног ширења:

$$\Delta\lambda_D = 7.16 * 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (23)$$

Ширење услед притиска је ширење спектралних линија услед интеракције честице емитера са осталим честицама. У зависности од типа интеракције, односно честице са којом емитер улази у реакцију, разликују се:

- Резонантно ширење,
- Ван дер Валсово ширење, и
- Штарково ширење.

Ширење услед притиска зависи од концентрације честица, а како је утицај релативно мали, може се користити пертурбациони рачун. Честице са којима емитер ступа у интеракцију се називају пертурберима. Наелектрисане честице су пертурбери код Штарковог, атоми исте врсте код резонантног, а атоми друге врсте код Ван дер Валсовог ширења. За разлику од природног и Доплеровог ширења, притисак изазива осим ширења и померање максимума интензитета у односу на централну таласну дужину. У пертурбационом рачуну користи се потенцијал у облику:

$$V_k = -\frac{c_k}{r^k} \quad (24)$$

Константа k зависи од врсте ефекта о којем се говори, и узима вредности 2, 3, 4 и 6 за линеарни Штарков ефекат, резонантно ширење, квадратични Штарков ефекат и Ван дер Валсово ширење, респективно. Иако се сви ови процеси дешавају истовремено, доминантан процес зависиће од врсте честица чија је концентрација највећа.

Резонантно ширење настаје када се емитери нађу у околини истих честица, уколико је дозвољен макар један емисиони прелаз у основно стање, при чему емитери могу бити и у атомском и јонском облику.

Ван дер Валсово ширење одређено је Ван дер Валсовим силама кратког домета, и у складу са тим потенцијал опада обрнуто сразмерно шестом степену растојања, а пертурбери су неутралне честице.

Постојање електричног поља јона узрок је ширења спектралних линија Штарковим ефектом. Под дејством електричног поља долази до цепања и померања енергијских нивоа у појединачним атомима, тј. емитерима. Када се посматра велики број емитера резултујући ефекат делује као ширење енергијских нивоа у појединачном емитеру, што за последицу има емисију проширене и често померене спектралне линије (у односу на спектралну линију коју би емитовао изоловани атом). Полуширина спектралне линије

проширене искључиво Штарковим ефектом се назива Штаркова полуширина, w , а њен померај је Штарков померај, d . У зависности од врсте емитера, постоје линеарни и квадратични Штарков ефекат. За атоме водониковог типа карактеристичан је линеарни Штарков ефекат, при чему је померање сразмерно јачини електричног поља, али и занемарљиво у односу на доминантније ширење. Долази и до цепања линија, односно појављују се удубљења у линијама, као последица fine структуре.

Неводонични емитери узрок су појави квадратичног Штарковог ефекта. У овом случају померање је веће у односу на линеарни Штарков ефекат, а ширење мање, тако да је померај линије упоредив са полуширином.

Конволуција представља слагање профила Гаусовог и Лоренцовог профила линија, и новодобијена расподела назива се Војтовим профилем. У рачунском облику, Војтов профил је окарактерисан као:

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_G(\nu') I_L(\nu - \nu') d\nu' \quad (25)$$

Војтов профил се у случају спектралних мерења добија уколико истовремено делују Доплеров и Штарков ефекат. Значајан је јер се може мерити експериментално, Доплеров се може наћи теоријским путем, тако да се деконволуцијом може доћи и до Штарковог профила. Војтов профил у централном делу наликује Гаусовом, док крила имају облик као код Лоренцове криве.

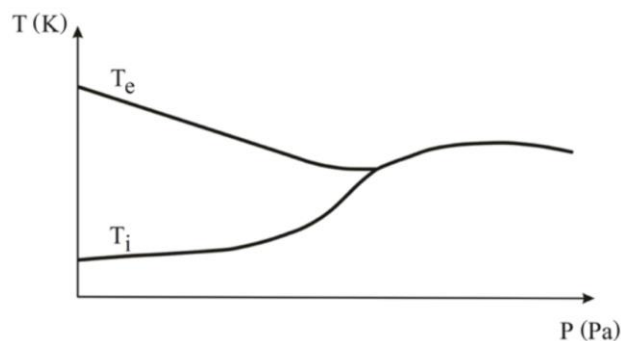
2 Извор плазме

За потребе овог рада, као извор плазме коришћен је зидом стабилисани електрични лук, који је радио у импулсном режиму.

2.1 Електрични лук

Електрични лук је врста самосталног електричног пражњења коју одликује мали пад потенцијала и велика густина струје, код које се издвајају само три области; катодна, анодна и област позитивног стуба. За одржавање лучног пражњења веома су битни процеси који се дешавају на електродама, односно гама процеси, док лавински (алфа) процеси немају значајну улогу. Да би дошло до термоелектронске емисије, није потребно пролазити све фазе несамосталног и тињавог пражњења, већ је довољно да се електроде прикључене на напон кратко споје. Тада се оне, услед велике јачине струје, скоро тренутно загреју до усијања. Раздвајањем електрода се између њих успоставља лучно пражњење.

Лучно пражњење је могуће одржавати у веома широком опсегу притисака. Физички процеси у позитивном стубу лучног пражњења су превасходно одређени притиском, што се најбоље може објаснити зависношћу температура електрона и јона од притиска.



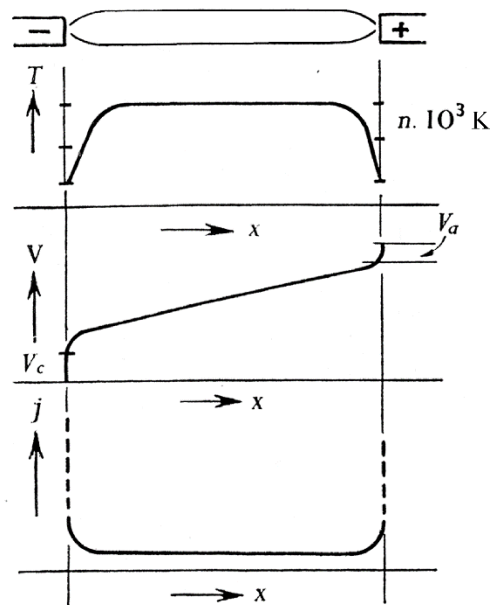
Слика 8 Зависност температура од притиска

При ниским притисцима, температура електрона је знатно виша од температуре гаса, при чему се узима да све компоненте имају одговарајуће Максвелове расподеле по

брзинама. Позитивни стуб испуњава цео пресек цеви за пражњење у случају малих јачина струје, а повећавањем се сужава ка оси цеви.

Лучно пражњење на вишим притисцима, пре свега реда величине атмосферског притиска, од много је већег значаја за лабораторијска испитивања. Стање плазме на концентрацијама реда величине 10^{24} m^{-3} прилази стању термодинамичке равнотеже. У том случају, могуће је проучавати особине гаса преко вредности електронске температуре и концентрације.

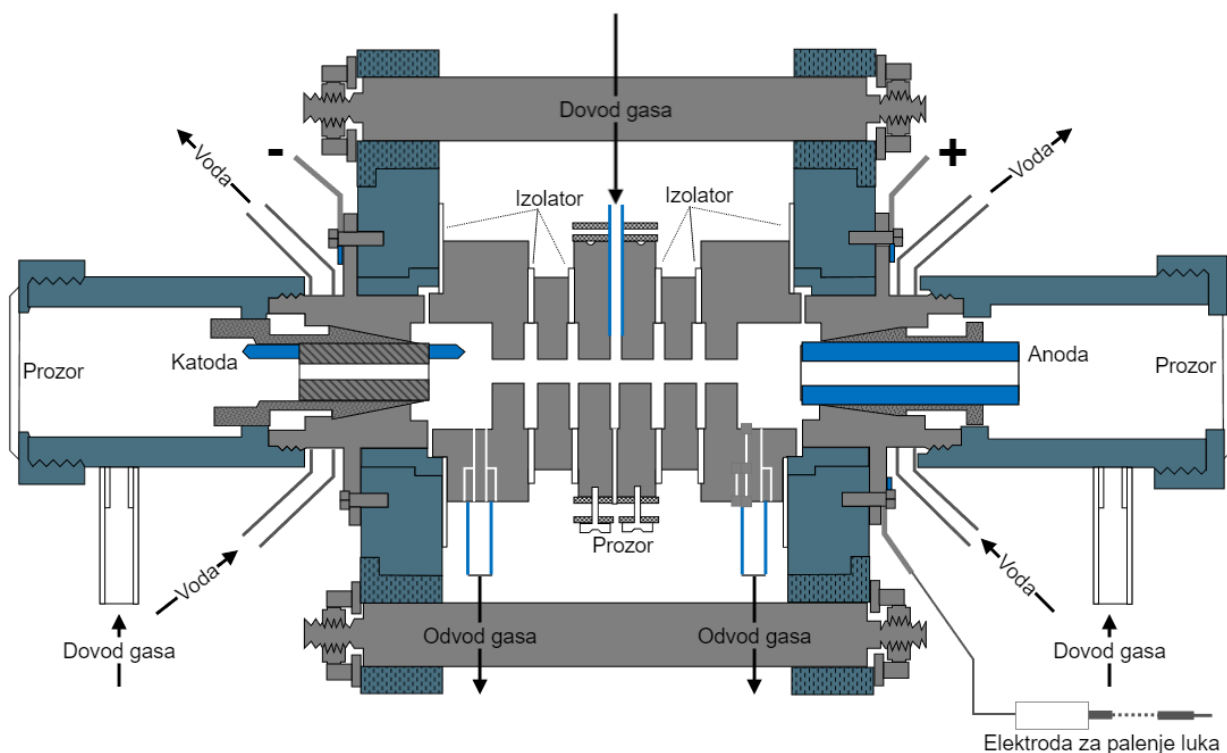
За пражњења на атмосферском притиску није потребан суд за пражњење. Међутим, уколико се не користи, долази до нестабилности и кривљења позитивног стуба. Зидом стабилисани лук је онај лук који се одржава у суду састављеном од низа међусобно изолованих металних сегмената са отвором у средини. Оваквом конфигурацијом постиже се стабилизација позитивног стуба, а плазма има цилиндричну симетрију, односно температура гаса има радијалну расподелу, константна је дуж позитивног стуба и зависи од јачине струје лука. Гас је у стању плазме у позитивном стубу, и заузима највећи део суда, док су анодна и катодна област мале.



Слика 9 Приказ расподеле температуре, напона и густине струје код лучног пражњења

Зидом стабилисани лук коришћен у овом раду чини шест међусобно изолованих бакарних дискова дебљине 7.1 mm, са отвором пречника од 5 mm у средини. Као изолатор постављен је тefлон дебљине 0.5 mm. Ово заједно чини канал дужине 50 mm и пречника 5 mm. Као носачи електрода, на крајевима су постављени широки бакарни дискови.

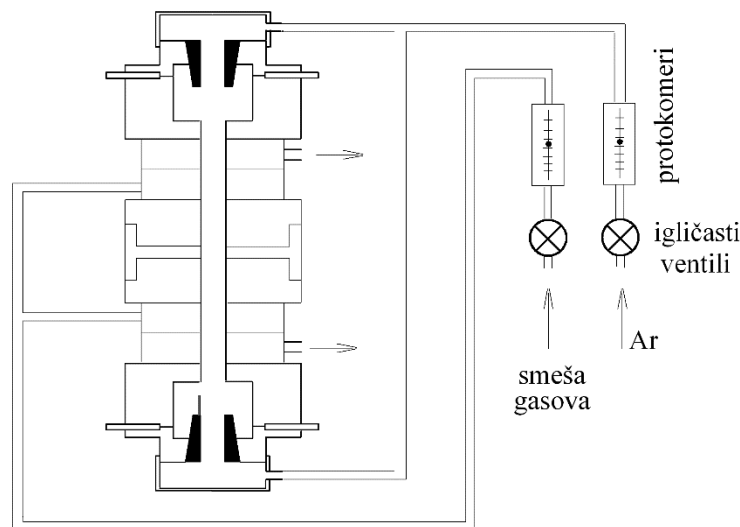
Анода је цилиндрична волфрамска цев пречника 13 mm, и отвора 5 mm дуж осе. Катода се налази у бакарном држачу, и израђена је од волфрама у облику зашиљене жице пречника 3 mm. Оваквом поставком се се спречава кретање електричног пражњења по катоди које доводи до нестабилности лука у том региону. Снимање плазме се углавном врши кроз прозор начињен у држачу са стране аноде.



Слика 10 Зидом стабилисани лук

2.1.1 Гасни систем

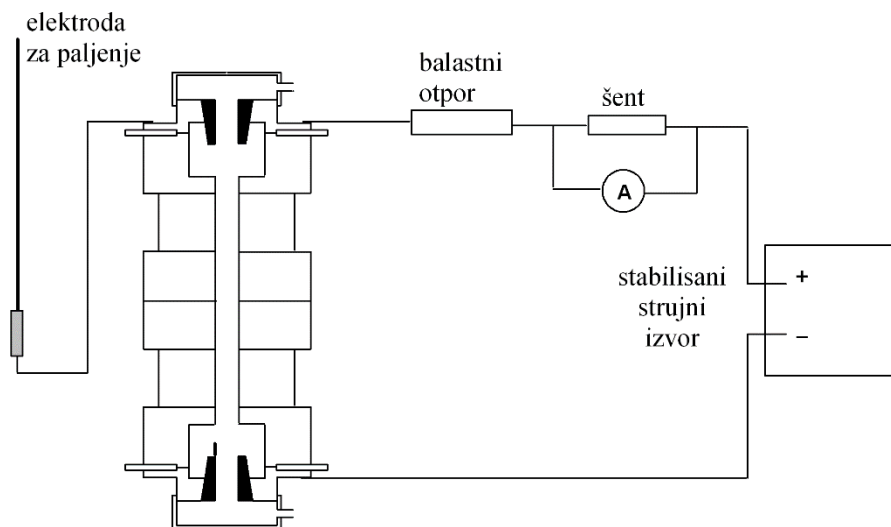
Улаз гаса налази се у простору иза електрода затвореног кварцним прозорима, док излаз представљају отвори који се налазе испред електрода. Стабилан рад лука остварује се коришћењем аргона и константним протоком гаса од $5.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$, односно 3.3 l/min. Проток се регулише игличастим вентилом, а контролише протокомером. Оваква поставка погодна је због тога што се простор за пражњење непрекидно чисти од примеса насталих ерозијом електрода и зидова. Поред тога је могуће убацивати у плазму и неки други елемент, јер се тиме избегава присуство атома примесе у областима у близини електрода. Могуће је и уздужно посматрање плазме, а зрачење се не пертурбује хладнијим слојевима. У експериментима који су вршени у овом раду, електрично пражњење у луку је вршено у чистом аргону.



Слика 11 Гасни систем

2.1.2 Електрични систем

Стабилисани једносмерни извор напона користи се за напајање лука преко баластног отпорника отпора 1.8Ω , везаним серијски на лук. Напон на крајевима лука је испод 100 V, док је јачина струје у континуалном режиму рада 30 A и мери се помоћу шант отпорника и апмерметра.



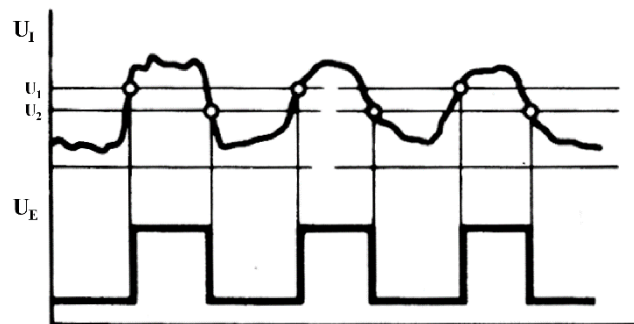
Слика 12 Електрични систем

Како се лук пали користећи помоћну електроду, није потребно постојање никаквог пренапона. Због тога што је јачина струје кроз лук велика, бакарне дискове потребно је хладити, што се постиже протоком воде кроз посебне канале унутар дискова.

2.2 Електрични импулсни лук

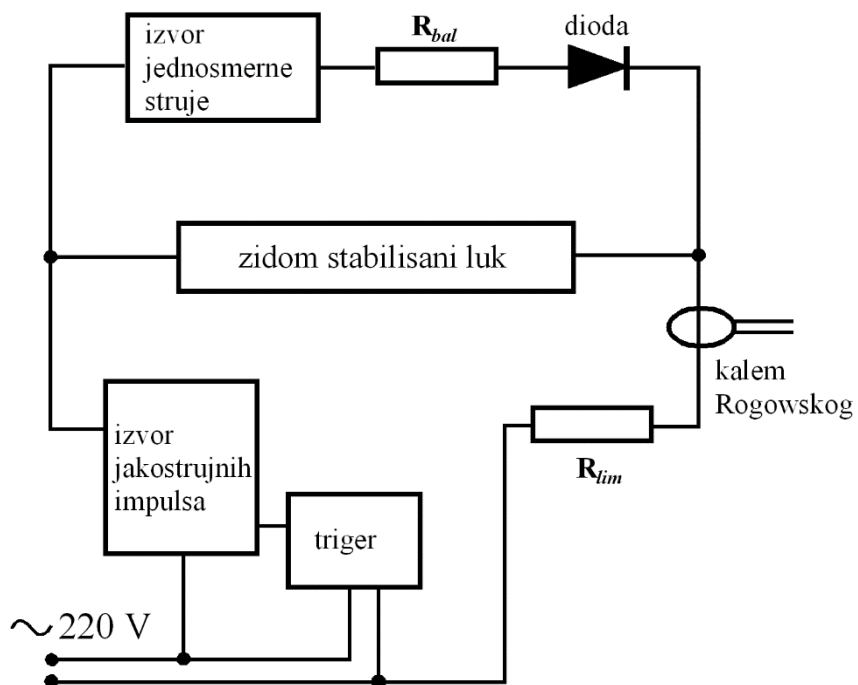
Електрични импулсни лук се добија када се на једносмерну струју која тече кроз лук суперпонирају јакострујни импулси из градске мреже наизменичне струје ($U \approx 220V$, $\nu = 50Hz$), прецизније свака шеснаеста позитивна полупериода, што даје фреквенцију од $3.125 Hz$ за овако добијене импулсе. Извор једносмерне струје од $30 A$, лук, баластни отпорник и диода за заштиту извора од јакострујних импулса везани су редно у коло. На лук је преко отпорника $R_{lim} = 0.9\Omega$ повезан извор импулса. Отпорник служи да ограничи јачину импулсне струје.

Напон градске мреже од $220V$ се помоћу трансформатора смањује на $5V$ и води на улаз Шмит тригера. Schmitt тригера, такође се назива и ниво-окидач јер има два стабилна стања која се мењају када напон достигне одређену вредност, и користи се да сигнале разних облика, у овом случају синусног, претвори у четвртасти ради читавања на бројачу (74193). Овакво електронско коло служи како би пропустило јакострујни импулс, односно сваку шеснаесту позитивну полупериоду из напона градске мреже.



Слика 13 Обликовање импулса Шмитовим тригером

Струјни импулс је могуће снимити помоћу дигиталног осцилоскопа и калема Роговског, који је претходно калибрисан помоћу познате вредности отпора у колу и јачине струје повезаних као на Слици 14. Јачина струје импулса је $170 A$, и сабира се са једносмерном од $30 A$. Максималну вредност струје, која је у датом примеру $200 A$, могуће је вишеструко увећати променом одговарајућих параметара, попут отпора R_{lim} .



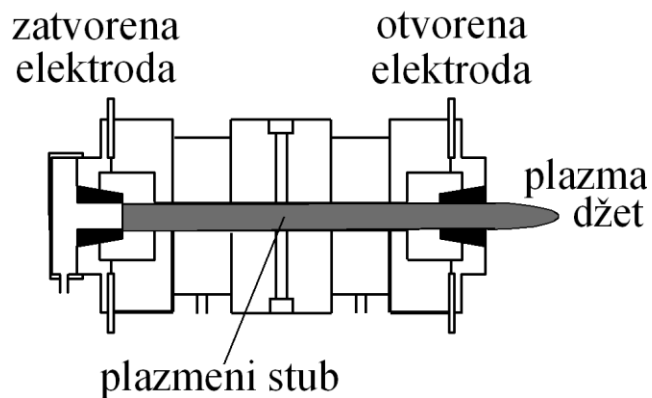
Слика 14 Електрично коло

Електронска концентрација и температура као параметри плазме имају максималне вредности на оси лука, те се спектроскопска посматрања углавном врше кроз отвор на катоди, а снимање дигиталним осцилоскопом у импулсном режиму рада.

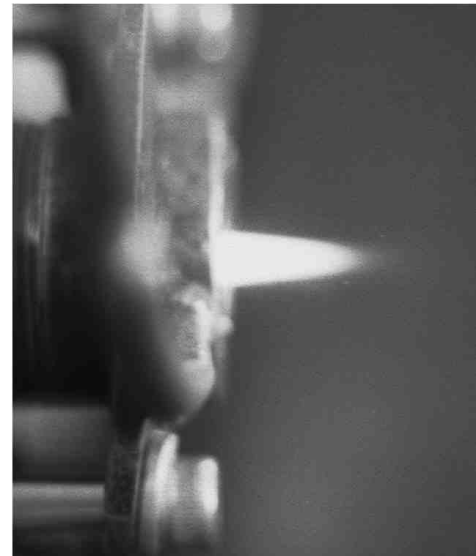
2.3 Млаз плазме (plasma jet)

Довођење јакострујних импулса на зидом стабилисани лук затворен на оба краја резултира ефектима који су ограничени на плазмени стуб између електрода. Међутим, уколико се отвори простор код једне или обе електроде, долази до појаве плазмоиде, односно млаза плазме.

Млазом плазме се сматра свако простирање плазме изван региона у коме настаје, као што је приказано на Сликама 15 и 16. Као и код остатка плазменог стуба, и код плазма џета, најсјајнији део се налази на оси лука. Плазма која напусти регион настајања ступа у снажну интеракцију са својом околином, при чему ова интеракција доводи до промена својстава како плазме, тако и околине. Употребна вредност овакве интеракције пре свега се огледа у могућности третирања материјала. Најчешће коришћене плазме су густе, са истакнутим електромагнетним силама што фаворизује плазме на вишим притисцима и високе нивое јонизације плазме.



Слика 15 Шема млаза плазме код зидом стабилисаног лука

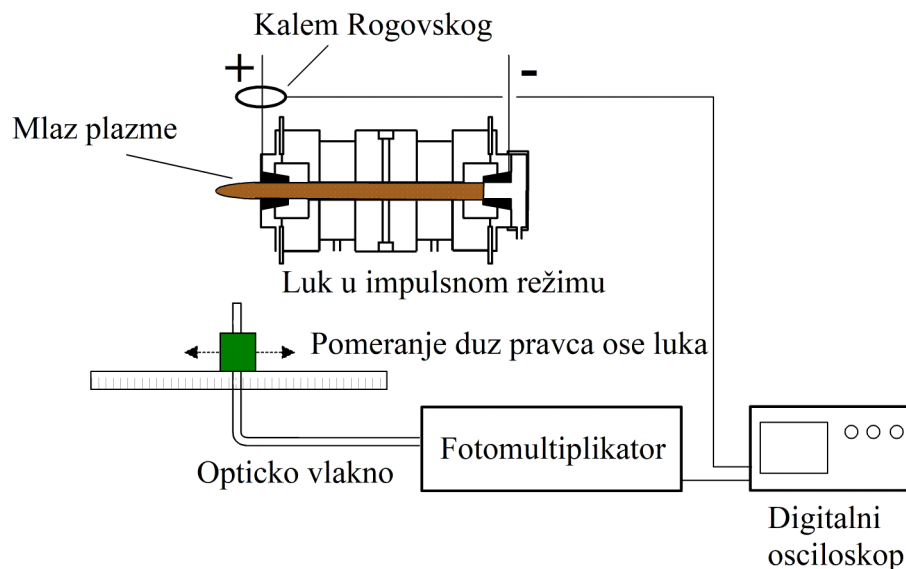


Слика 16 Млаз плазме

3 Одређивање брзине простирања млаза плазме из лука у импулсном режиму рада

3.1 Мерни систем за одређивање брзине простирања млаза плазме

Мерење брзине простирања млаза плазме је вршено апаратуром чији је шематски приказ дат на Слици 17.

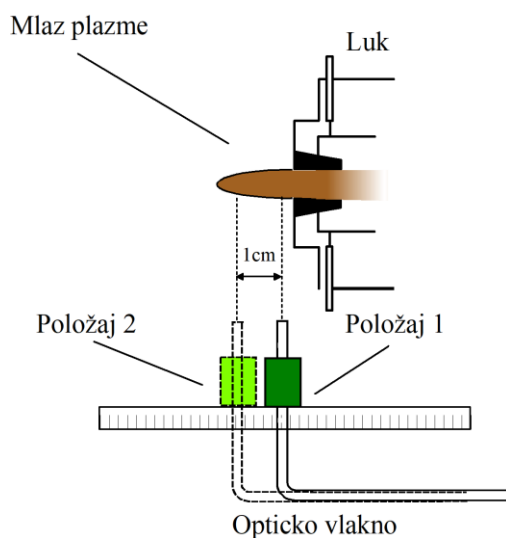


Слика 17 Апаратура за мерење брзине простирања млаза плазме

Као извор плазме је коришћен зидом стабилисани електрични лук. Лук је радио у импулсном режиму, а млаз плазме напушта простор за пражњење у луку и наставља да се удаљава од лука, крећући се дуж правца осе лука. Млаз плазме је јак извор светлости. Оптичко влакно за прикупљање светлосног сигнала из млаза је постављено под правим углом у односу на правац простирања млаза и налази се на носачу који омогућава померање оптичког влакна дуж правца који је паралелан осе лука (x-оса). Носач оптичког влакна има скалу градуисану у милиметрима, тако да је могуће прецизно одредити померање оптичког влакна при снимању. Оптичко влакно прикупља зрачење из врсно малог просторног угла, тако да се може сматрати да ће светлост из млаза плазме доспети у оптичко влакно једино у тренутку када се млаз плазме налази директно испред влакна. На тај начин, при проласку млаза плазме испред оптичког влакна, светлост емитована из

млаза се прикупља и путем оптичког влакна стиже до фотомултипликатора. У фотомултипликатору се светлосни сигнал претвара у електрични, који се приказује на дигиталном осцилоскопу. Истовремено се на дигитални осцилоскоп доводи струјни сигнал са калема Роговског (одељак 2.2.), који представља почетак импулсног пражњења у луку и у овом експерименту се користи као референтни тренутак.

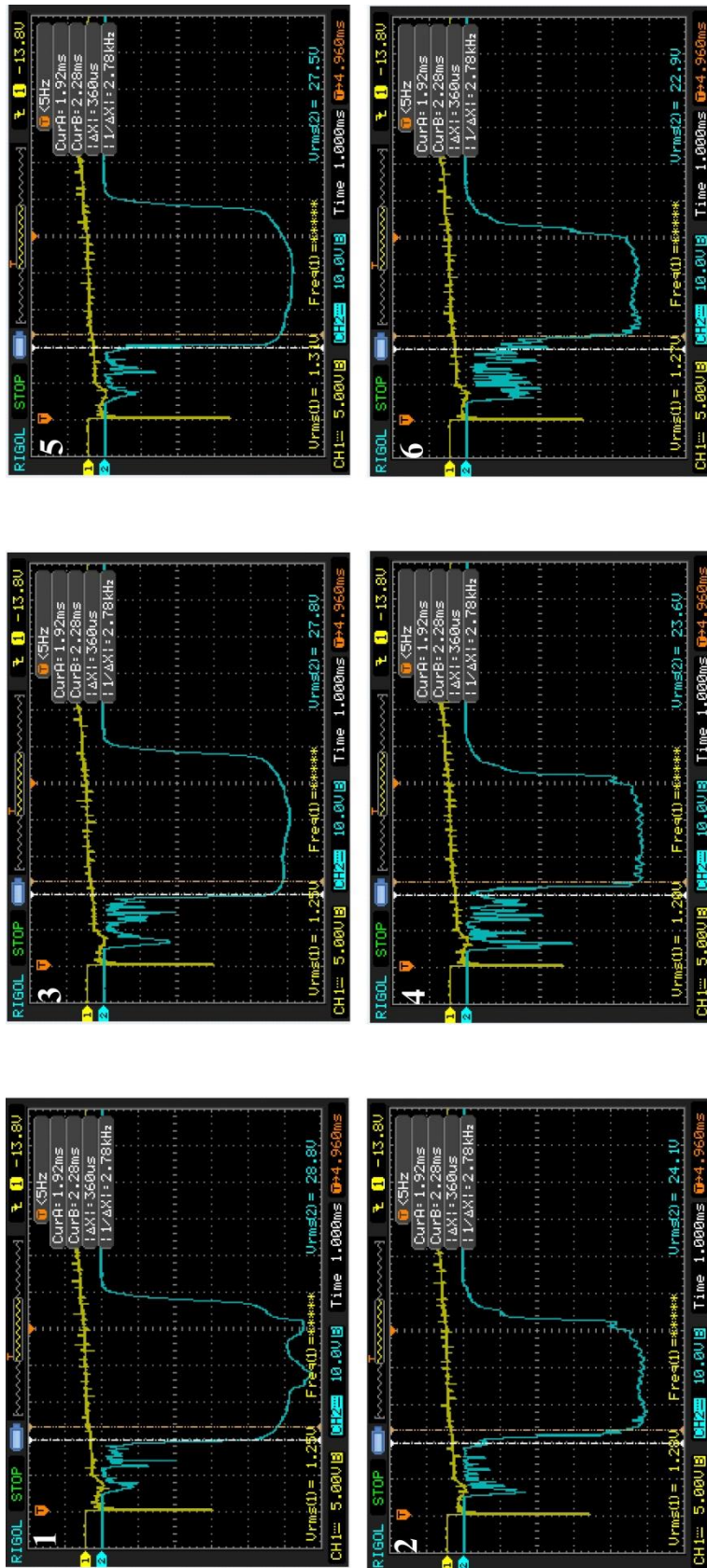
Прво је оптички сигнал из млаза плазме сниман на положају на оси лука удаљеном од 2mm од отвора електроде. Затим је оптичко влакно померено за 1 cm дуж осе лука, у смеру удаљавања од електроде. На тај начин је снимљен оптички сигнал из млаза плазме на растојању 2 mm (положај 1) и 12 mm (положај 2) од отвора електроде.



Слика 18 Положаји оптичких влакана код мерења брзине млаза плазме

3.2 Резултати мерења брзине простирања млаза плазме

Осцилограми добијени мерењем описаним у одељку 3.1. су приказани на Слици 19. Апциса одговара протеклом времену, а ордината интензитету сигнала.



Слика 19 Осцилограми добијени приликом мерења брзине простирања млаза плазме. Жутом линијом је представљен референтни струјни сигнал, а плавом оптички сигнал из млаза плазме.

Жутом линијом је приказан референтни струјни сигнал прикупљен калемом Роговског, а плавом линијом осцилограм оптичког сигнала из млаза плазме. Осцилограми означени бројевима 1, 3 и 5 су добијени на положају 1 оптичког влакна, а осцилограми означени бројевима 2, 4 и 6 на положају 2 оптичког влакна. На дигиталном осцилоскопу су постављена два курсора (вертикалне испрекидане линије), један на почетак оптичког сигнала када је влакно било у положају 1, а други на почетак оптичког сигнала када је влакно било у положају 2. На основу тога је са осцилограма могуће директно прочитати „растојање“ курсора од референтног струјног сигнала, тј. временског интервала између референтног и оптичког сигнала. Са осцилограма се види да првом курсору одговара временски тренутак од 1.92 ns, а другом курсору тренутак од 2.28 ns. Разлика ова две временске координате износи 360 ns и представља временски интервал између проласка млаза плазме испред положаја 1 и положаја 2 оптичког влакна. С обзиром да је растојање између та два положаја 1 cm, може се проценити брзина простирања млаза плазме као:

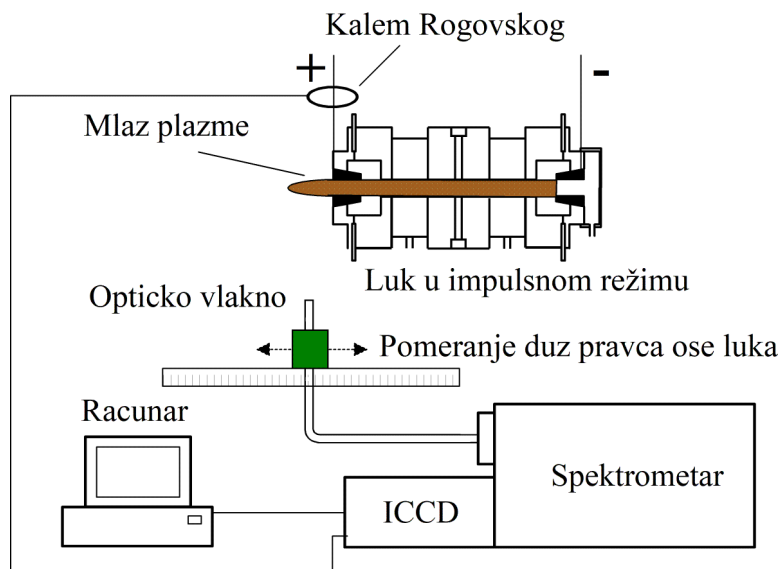
$$v = \frac{s}{t} = \frac{1 \text{ cm}}{360 \text{ ns}} = 100 \frac{\text{km}}{\text{h}} \approx 28 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (26)$$

С обзиром на велику количину енергије која се ослобађа у електричном луку, добијена брзина простирања млаза плазме је очекивана.

4 Процена температуре млаза плазме

4.1 Мерни систем за процену температуре млаза плазме

У овом раду је процена температуре млаза плазме процењена на основу Штарковог помераја спектралне линије Ar I 415.859 nm. Коришћена је апаратура је шематски приказана на Слици 20.

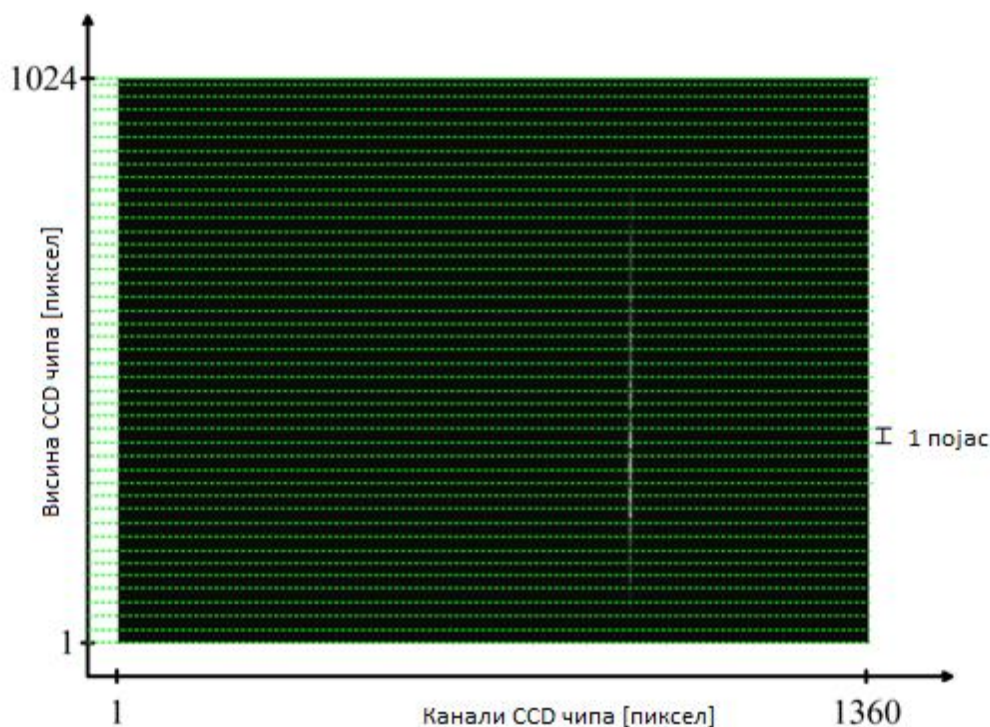


Слика 20 Апаратура за процену температуре млаза плазме

Лук је радио у импулсном режиму, а као радни гас је коришћен чист аргон. Оптички сигнал емитован из млаза плазме је прикупљан оптичким влакном које се, као и у одељку 3.1., налази на носачу који омогућава померање дуж правца осе лука. Прикупљени оптички сигнал се затим доводи на улазну пукотину спектрометра Черни-Тарнеровог типа, у којем се разлаже по таласним дужинама. Спектрално разложено зрачење затим пада на детектор, у овом случају ICCD камеру. Добијени спектар аргона се читава помоћу рачунара.

За потребе мерења температуре млаза плазме, оптички сигнал је прикупљан у четири тачке дуж његове осе, одговарајућим позиционирањем оптичког влакна. Почетни положај је био 2mm од отвора електроде лука, а при сваком следећем снимању је оптичко влакно померано за 2mm у смеру простирања млаза. Коришћени спектрометар има жижну даљину од 1m, дифракциону решетку од 1200 зареза по mm и инверзну линеарну дисперзију од 0.83 nm/mm, а ширина отвора улазне пукотине је износила 30 μm . Положај дифракционе решетке спектрометра је износио 415.9 nm. ICCD камера која је коришћена у овом експерименту је модел QuickEDig4, прозивођача Stanford Computer Optics. CCD чип ове камере има 1360 канала по хоризонтали, који одговарају оси таласних дужина и 1024 канала по вертикали, дуж којих се читава интензитет детектованог

зрачења (Слика 21). Више детаља у вези са техничким карактеристикама елемената овог мерног система се може пронаћи у раду [8].



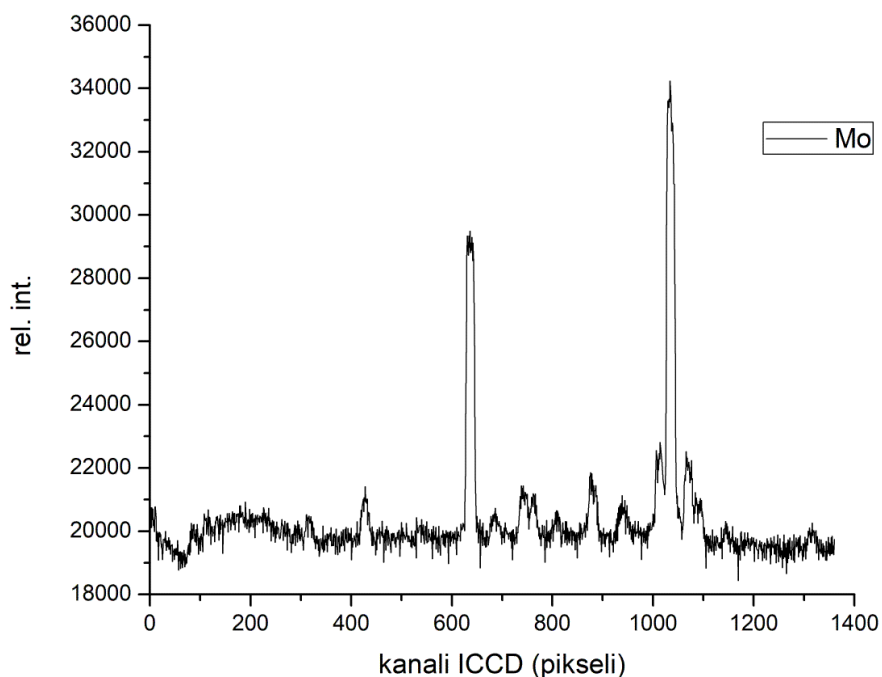
Слика 21: референца Курјега Н., (2021), Испитивање осетљивости чипа ICCD камере

Као окидач за почетак рада камере је коришћен електрични сигнал са калема Роговског (одељак 2.2.). Мерења су вршена при напону на микроканалској плочи од 760 V, појачају чипа од 10 dB, камера се укључивала 1 ms након почетка пражњења, а време експозије је такође износило 1 ms. Сваки очитани снимак је средња вредност 100 снимака.

4.2 Калибрација оптичког система по таласним дужинама

Да би се могао анализирати добијени снимљени спектар аргона и на основу њега одредити температура млаза плазме, било је потребно прво извршити калибрацију оптичког система по таласним дужинама. У ту сврху је мерним системом снимљен део спектра емитован из лампе са шупљом катодом од молибдена, при истом положају дифракционе решетке при којем је сниман спектар аргона (415.9 nm). На тај начин,

посматрани део спектра молибдена обухвата спектрални интервал којем припада линија Ar I 415.859 nm. Снимљени део спектра Мо је приказан на Слици 22:



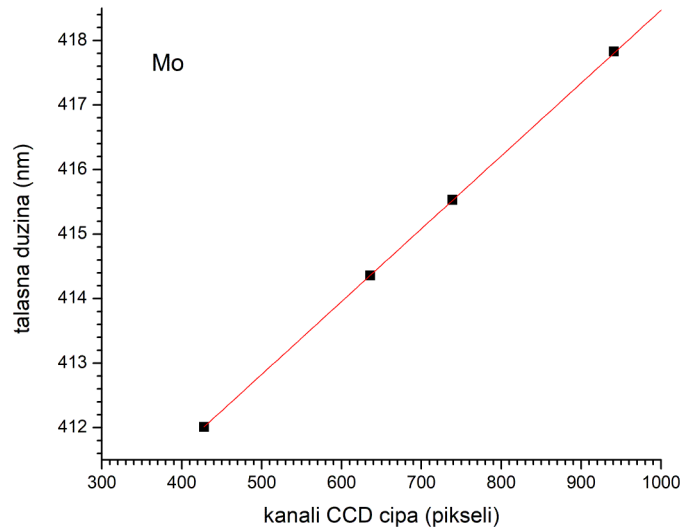
Слика 22 Снимљени део спектра молибдена

Помоћу постојеће, иако за потребе овог рада непрецизне, калибрације оптичког система извршене у раду [9], било је могуће прерачунати осу пиксела у осу таласних дужина, иако само приближно, а затим идентификовати спектралне линије молибдена након поређења са познатим таласним дужинама ових линија датим у NIST (National Institute of Standards and Technology) бази података [10]. На основу тог поређења, неке од спектралних линија на Слици 22 су идентификоване и наведене у Табели 2.

Положај снимљене спектралне линије Мо на CCD чипу (пиксели)	Таласна дужина спектралне линије Мо према NIST баз података (nm)
428	412.0093
636	414.355
739	415.5284
941	417.8276
1034	418.8323

Табела 2

На основу тих вредности је било могуће извршити линеарни фит ових података, односно нову калибрацију оптичког система, за посматрану спектралну област, приказан на Слици 23.



Слика 23 Извршени линеарни фит добијених података

Добијена калибрациона једначина је:

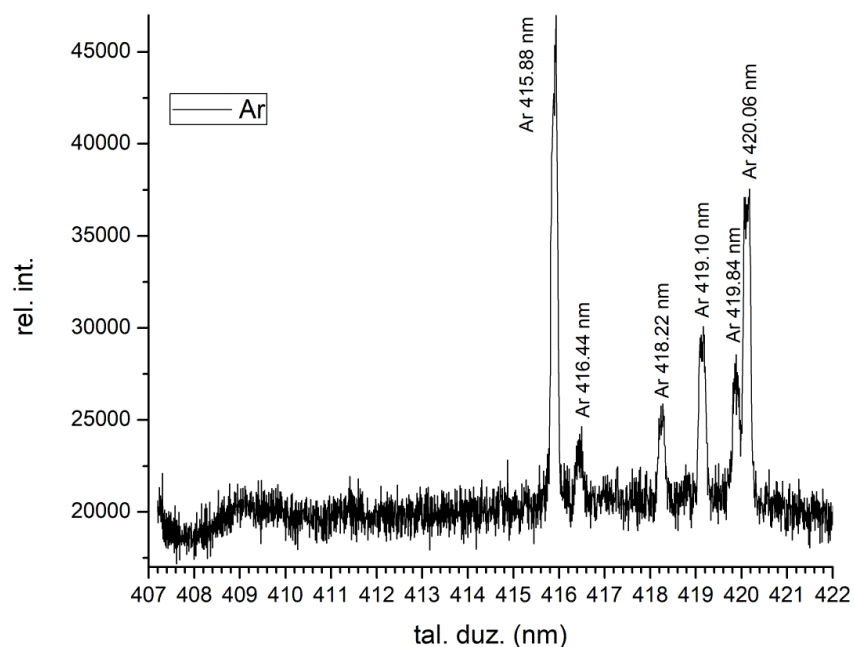
$$\lambda = x * 0.01129 \frac{\text{piksel}}{\text{nm}} + 407.18017\text{nm} \quad (27)$$

где је x положај на CCD чипу изражен у пикселима, а λ одговарајућа таласна дужина изражена у нанометрима. Треба напоменути да ова калибрација важи само при положају спектралне решетке од 415.9 nm, при којем су и вршена сва мерења у овом раду.

4.3 Резултати процене температуре млаза плазме

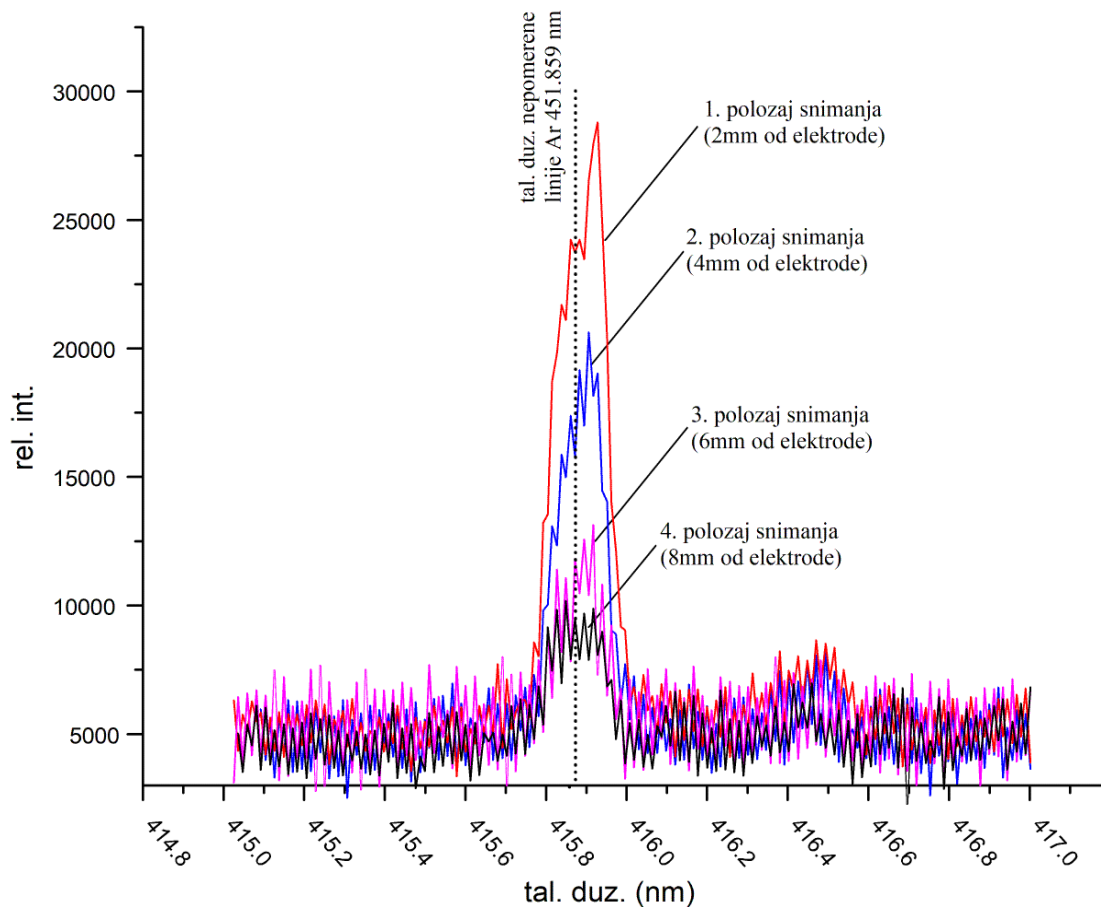
Користећу мерну поставку описану у одељку 3.3., спектар аргона емитован из млаза плазме лука у импулсном режиму. Спектар аргона је при томе сниман у четири позиције дуж осе млаза плазме, почевши од тачке на 2 mm од отвора електроде и удаљавајући се

од ње. Растојање између сваке две суседне тачке је износило 2 nm. Пример спектра аргона који је снимљен на првој позицији (2 mm од електроде) је дат на Слици 24. Оса таласних дужина на овом спектру је добијена на основу калибрације описане у одељку 4.2. Поређењем снимљених спектралних линија са NIST базом података, идентификоване су спектралне линије аргона, а њихове теоријске таласне дужине наведене на Слици 24.



Слика 24 Снимљени спектар аргона

У овом раду је температура млаза плазме одређена на основу Штарковог помераја d спектралне линије Ar I 415.859 nm. Како би се одредио померај ове спектралне линије прво је било потребно упоредити таласну дужину центра снимљене линије са таласном таласном дужином центра непомерене линије која је наведена у NIST бази података. Овај поступак је извршен за сваки од четири положаја дуж осе млаза на којима је вршено снимање (Слика 25).



Слика 25 Спектрална расподела снимљена на 4 различита дуж осе млаза

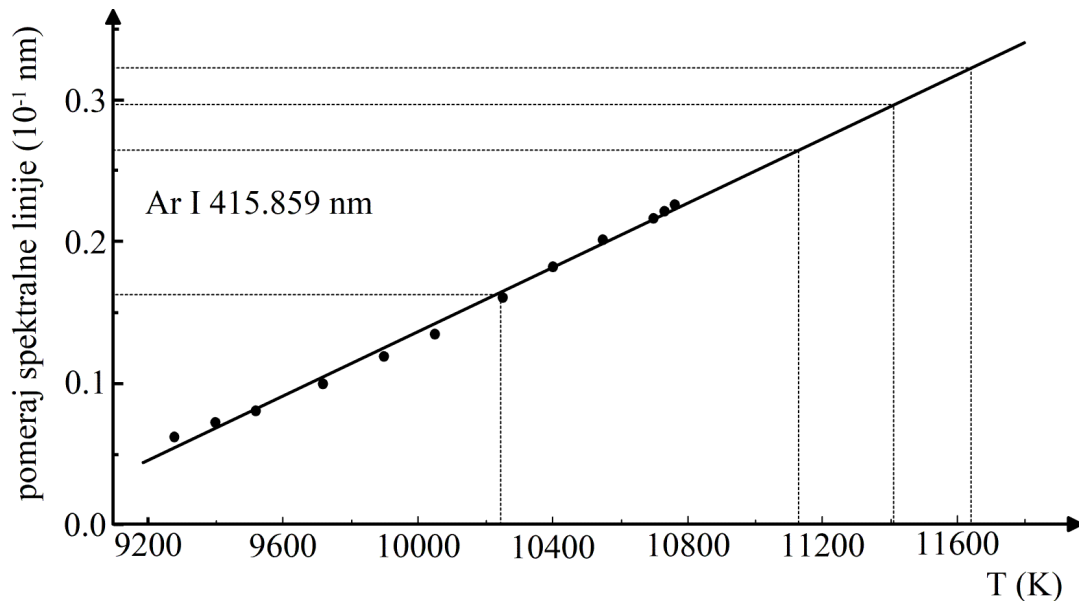
На основу Сlike 25 се може закључити да се интензитет и померај снимљене спектралне линије Ar I 415.859 nm смањују са удаљавањем од електроде лука, што указује на то да је млаз плазме хладнији ка врху.

Добијене вредности помераја линије Ar I 415.859 nm у зависности од положаја снимања су представљене у трећој колони следеће Табеле:

Положај снимања	Удаљеност од електроде (mm)	Померај спектралне линије у односу на теоријску вредност, d (nm)	Температура млаза плазме, T (K)
1	2	0.0316	11650
2	4	0.0297	11400
3	6	0.026	11150
4	8	0.016	10250

Табела 3

На основу зависности помераја спектралне линије Ar I 415.859 nm од температуре плазме, која је представљена у раду [11], интерполацијом и екстраполацијом зависности је било могуће одредити температуре млаза плазме у различитим тачкама дуж његове осе (Слика 26).



Слика 26 : Подаци представљени тачкама су објављени у раду (РЕФ). Интерполацијом и екстраполацијом те линеарне зависности је било могуће одредити температуру млаза плазме на основу помераја спектралне линије Ar I 415.859 nm, који су добијени у овом раду (испрекидана линија).

Добијене вредности температуре су представљене у четвртој колони Табеле 3 и у складу су са температурама које се очекују у плазми импулсног лука.

На основу добијених вредности се може закључити да се млаз плазме хлади, почевши од електроде, па ка свом врху.

Закључак

У овом раду су одређене две величине које описују млаз плазме произведене у зидом стабилисаном електричном луку који је радио у импулсном режиму - брзина простирања млаза плазме и температура млаза плазме.

Млаз плазме, након напуштања простора за пражњење унутар лука, се удаљава од лука, крећући се по правцу осе лука. При утврђивању брзине млаза плазме, оптички сигнал који се детектује у тренутку проласка млаза плазме је прикуљан на две позиције дуж његове осе. На основу познатог растојања између ових позиција и времена протеклог између детектованих сигнала је било могуће израчунати брзину простирања млаза плазме. Добијене вредности су у складу са очекиваним вредностима за коришћени извор плазме.

Температура плазме у млазу је процењена спектроскопским путем, на основу Штарковог померај спектралне линије Ar I 415.859 nm, која је снимљена на четири положаја дуж осе млаза. На тај начин је добијена расподела температуре дуж млаза, при чему је највиша температура на почетку млаза, уз отвора на луку кроз који излази, а опада ка врху млаза. Добијене вредности температуре износе око 11000 K, што је у складу са температурама које се постижу у коришћеном електричном луку.

Величине које су одређене у овом раду могу бити од значаја при планирању, извођењу и анализи резултата експеримената у којима би различити материјали били изложени дејству млаза плазме. Електрични импулсни лук би могао бити посебно погодан за такве експерименте као извор плазме, с обзиром да је би испитиване материјале било веома једноставно изложити дејству плазме млаза, јер такав приступ не захтева постављање материјала унутар извора плазме. Осим тога, било би веома једноставно постављати материјал у различите положаје или на различита растојања од млаза плазме.

Литература

1. Belmont G., Rezeau L., Riconda C., Zaslavsky A., (2019). *Introduction to Plasma Physics*, ISTE Press Ltd
2. Pert G., (2021). *Foundations of Plasma Physics for Physicists and Mathematicians*, John Wiley & Sons Ltd
3. Smirnov B., (2015). *Theory of Gas Discharge Plasma*, Springer
4. Hazeltine R., Waelbroeck F., (2004). *The Framework of Plasma Physics*, CRC Press
5. Piel A., (2017). *Plasma Physics: An introduction to Laboratory, Space and Fusion Plasmas*, Springer
6. Fitzpatrick R., (2023). *Plasma Physics: An Introduction*, CRC Press
7. Rosmej F., Astapenko V., Lisitsa V., (2021). *Plasma Atomic Physics*, Springer
8. Курјера Н., (2021), *Испитивање осетљивости чипа ICCD камере*, дипломски рад, Природно - математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Србија
9. Блес, Б., (2019). *Калибрација оптичког система за спектроскопију плазме*, дипломски рад, Природно - математички факултет, Универзитет у Новом Саду, Србија
10. NIST baza podataka, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
11. Đurović, Z. Mijatović. M. Ćirišan, B. Vujičić, R. Kobilarov and T. Gajo, *The temperature determination of the atmospheric argon plasma je*, t24th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Publ. Obs. Astron. Belgrade, **84**, 305-308 (2008)

Биографија

Курјега Небојша рођен је 19.03.1998. године у Новом Саду. Похађао је основну школу "Вељко Дугошевић" у Руми. Године 2017. завршио је гимназију "Стеван Пузић" и уписао Природно - математички факултет у Новом Саду, смер физика, модул истраживачки. Дипломирао је 2021. године и исте године уписао мастер студије из физике плазме на Департману за физику Природно математичког факултета у Новом Саду.



UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Master rad

VR

Autor: Nebojša Kurjega

AU

Mentor: Dr Lazar Gavanski

MN

Naslov rada: Karakterizacija mlaza plazme dobijene u zidom stabilisanom električnom luku

NR

Jezik publikacije: srpski (ćirilica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2023

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: 4 poglavlja, 42 stranice, 26 slika, 11 referenci

FO

Naučna oblast:

NO Fizika

Naučna disciplina: Fizika atoma, molekula i jonizovanih gasova

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: Spektroskopija plazme, dijagnostika plazme, mlaz plazme, električni luk

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena: Nema

VN

Izvod:

IZ

Izmerena je brzina porstiranja mlaza plazme dobijene u zidom stabilisanom električnom luku, izvršena kalibracija optičkog sistema po talasnoj dužini i određena je temperature mlaza plazme spektroskopskom metodom.

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Datum odbrane:

4.9.2023.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Dr Teodora Gajo, vanredni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član:

Dr Kristina Demirhan, docent, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član:

Dr Jovana Knežević Radić, naučni saradnik, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član:

Dr Lazar Gavanski, vanredni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Master thesis

CC

Author: Nebojša Kurjega

AU

Mentor/comentor: Dr Lazar Gavanski

MN

Title: Characterization of a plasma jet obtained in a wall stabilized electric arc

TI

Language of text: Serbian (Cyrillic)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2023

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description: 4 chapters, 42 pages, 26 pictures, 11 references

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Physics of atoms, molecules and ionized gasses

SD

Subject/ Key words: Plasma spectroscopy, plasma diagnostic, plasma jet, electrical arc

SKW**UC**

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: None

N

Abstract:

AB

The propagation speed of a plasma jet obtained in a wall stabilized electric arc was measured, wavelength calibration of the optical system was carried out and plasma jet temperature was determined by using a spectroscopic method.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

4.9.2023.

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Dr Teodora Gajo, associate professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad

Member:

Dr Kristina Demirhan, assistant professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad

Member:

Dr Jovana Knežević Radić, research associate, Faculty of Sciences, University of Novi Sad

Member:

Dr Lazar Gavanski, associate professor, Faculty of Sciences, University of Novi Sad