

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Горан Б. Сретеновић

**СПЕКТРОСКОПСКА ИСТРАЖИВАЊА  
ДИНАМИКЕ РАЗВОЈА СТРИМЕРА У  
ХЕЛИЈУМУ**

докторска дисертација

Београд, 2015.

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Goran B. Sretenović

**SPECTROSCOPIC STUDY OF THE  
DYNAMICS OF HELIUM STREAMER  
DEVELOPMENT**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2015

**Ментор:**

др Милорад Кураица, редовни професор, Универзитет у Београду – Физички факултет

**Чланови комисије:**

др Братислав Обрадовић, ванредни професор, Универзитет у Београду – Физички факултет

др Невена Пуач, виши научни сарадник, Институт за физику, Београд

*Ова докторска дисертација је урађена у Лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету под руководством проф. др Милорада Кураице. Професору Кураици дугујем велику захвалност што ме је након дипломирања позвао да радим у његовој групи и тако одредио мој професионални пут откривши ми област нискотемпературних пражњења на атмосферском притиску. Његово поверење и експериментално искуство је учинило да рад на овој тези представља велико задовољство.*

*Највећу помоћ у истраживањима која су окосница ове докторске дисертације имао сам од колега Ивана Крстића и Весне Ковачевић који су ми несебично помагали, неретко запостављајући рад на својим докторатима. На томе сам им неизмерно захвалан и надам се да ћу некада успети да им се бар мало одужим. Извор за напајање пражњења који је био неопходан за почетак истраживања, уз помоћ Ивана Крстића, конструисао је Бора Трбовић који нас је прерано напустио, од кога смо много научили и који је заслужио да га се увек по добру сетимо. Проф. др Братиславу Обрадовићу се захваљујем на свакодневним саветима и помоћи у свим фазама истраживања и писања радова. Осталим колегама из групе се захваљујем за сву помоћ и подршку на коју сам увек могао да рачунам.*

*Мојој Весни се захваљујем за сву љубав и подршку коју ми пружа од раних студентских дана.*



## СПЕКТРОСКОПСКА ИСТРАЖИВАЊА ДИНАМИКЕ РАЗВОЈА СТРИМЕРА У ХЕЛИЈУМУ

**Резиме:** Ова докторска дисертација посвећена је истраживању емисије и развоја стримера, односно плазменог метка, у хелијумовим плазменим млазевима.

Плазмени млазеви на атмосферском притиску су испитивани уз помоћ спектроскопских и електричних мерења. Стримерске карактеристике плазменог млаза су посматране током позитивног полупериода примењеног напона, док се у негативном полупериоду пражњење понаша слично тињавом пражњењу на атмосферском притиску. До ових закључака се дошло на основу просторно разложених мерења расподеле интензитета зрачења типичних ексцитованих врста и мерења јачине електричног поља коришћењем Штаркове поларизационе спектроскопије. Мерењем радијалне расподеле јачине електричног поља у плазменом метку показано је да је прстенаста структура емисије зрачења последица исте такве расподеле јачине електричног поља. Гасне температуре одређиване су на основу ротационих температура  $N_2^+$  и ОН трака методом Болцманове праве. Утврђено је да гасна температура има вредност од око 310 К, што испитиване плазмене млазеве квалификује за примене у биомедицинске сврхе.

Основни научни допринос ове тезе огледа се у просторно и временски разложеним мерењима електричног поља у стримерима у хелијуму. Користећи претходно поменуто Штаркову поларизациону спектроскопију посматран је временски развој електричног поља у стримеру са мерним корацима у опсегу од 20 до 500 ns. Оваква временска резолуција у мерењу развоја електричног поља комплементирана је просторном резолуцијом од 0,025 mm. У зависности од конструкције плазменог млаза, максимално електрично поље у глави стримера, односно плазменом метку, износи између 10 и 20 kV cm<sup>-1</sup>. Резултати мерења јачине електричног поља су употпуњени електричном и спектроскопском дијагностиком развоја пражњења. Утврђено је да се плазмени млаз који увире у ваздух, и нема уземљену электроду постављену неколико центиметара низ струју гаса, понаша као катодно усмерени стример. Са друге стране, плазмени млаз који је у контакту са уземљеном електродом има развој аналоган развоју микропражњења у ваздуху. И коначно, демонстрирана је директна веза између јачине електричног поља и брзине стримера.

Модел изоловане главе стримера базиран на Миковом критеријуму за прелаз лавине у стример је коришћен за опис пропагације стримера у мешавини хелијума и ваздуха. Према овом моделу, који је Куликовски увео за стримере у ваздуху, познавањем само једног од три параметра: електричног поља, јонизационог интеграла или дебљине слоја просторног наелектрисања, могу се добити остала два параметра. Даље, познавањем пречника стримера или јачине струје коју он преноси, могуће је одредити зависност брзине од електричног поља. Добијени резултати су показали задовољавајуће слагање, како са резултаима флуидних модела, тако и са експерименталним резултатима испитивања плазмених млазева.

**Кључне речи:** Стример у хелијуму, плазмени метак, плазмени млаз, јачина електричног поља, Штаркова поларизациона спектроскопија

**Научна област:** Физика

**Ужа научна област:** Физика јонизованих гасова и плазме

**УДК:** 533.9 (043)

## SPECTROSCOPIC STUDY OF THE DYNAMICS OF HELIUM STREAMER DEVELOPMENT

**Abstract:** The subject of presented thesis is the study of emission and propagation of streamers in atmospheric pressure plasma jets in helium.

Atmospheric-pressure helium plasma jets have been studied by optical emission spectroscopy and electrical measurements. Streamer/bullet properties of the plasma jet are observed in the positive voltage half cycle, whereas in the negative jet, they operate more as a glow-like atmospheric-pressure discharge. This is revealed by spatially resolved measurements of intensity distribution of typical excited species and by electric field measurements based on Stark polarization spectroscopy. Obtained radial distribution of the axial electric field of the bullet shows that the ring-shaped structure of the light emission is a consequence of such electric field distribution. Gas temperature distribution over the jet is obtained by Boltzmann plot of rotational lines of  $N_2^+$  and OH bands. Gas temperature is found to be about 310 K, favorable for the biomedical applications.

The focus of this thesis is on the spatially and temporally resolved measurements of the electric field in streamers in helium. Using previously mentioned method of Stark polarization spectroscopy, temporal development of the electric field was observed in steps which were in range of 20–500 ns. Such temporal resolution was complemented by the spatial resolution of 0.025 mm. Depending on the plasma jet configuration, the maximal electric field strength in the bullet/streamer head was between 10 and 20 kV cm<sup>-1</sup>. Electric field measurements are accompanied by the electrical and spectroscopic diagnostics of the discharge evolution. It was found that without the grounded electrode downstream from the nozzle, the jet develops as the cathode directed streamer. Contrarily, when a grounded electrode is present, development of the plasma jet is very similar to the evolution of the single microdischarge in air. Finally, the direct relation between electric field strength and the velocity of the plasma bullet is demonstrated.

A model of the isolated streamer head based on Meek's criterion of the avalanche to streamer transition is applied for description of the plasma bullet propagation in a helium/air admixture. According to the model previously proposed by Kulikovskiy for streamers in air, along with the knowledge of one of three parameters: electric field, ionization integral or the width of the space charge layer, the other two parameters could be determined. Furthermore, using the streamer current or radius, it is possible to determine the electric field-streamer velocity functional dependence. Obtained results showed satisfactory agreement with both the results of the fluid model from the literature and the experimental results of plasma jet studies.

**Keywords:** Streamer in helium, plasma bullet, plasma jet, electric field strength, Stark polarization spectroscopy

**Scientific field:** Physics

**Research area:** Physics of ionized gases and plasma

**UDC:** 533.9 (043)

*Посвећено мојим родитељима,  
Милијани и Божидару*

## Садржај

Увод.....	1
1 Основни појмови .....	4
1.1 Плазма и електрична гасна пражњења.....	4
1.2 Неравнотежна, нискотемпературна електрична гасна пражњења на атмосферском притиску.....	6
1.3 Механизми електричног пробоја у гасу.....	7
1.3.1 Таунзендов механизам.....	8
1.3.2 Стример.....	15
1.4 Диелектрично баријерно пражњење .....	24
1.5 Импулсна корона .....	29
1.6 Плазмени млазеви (plasma jets).....	35
1.6.1 Конструкције извора плазмених млазева.....	36
1.6.2 Основне карактеристике плазмених млазева .....	38
1.6.3 Примене плазмених млазева .....	49
2 Експеримент, методе мерења и обрада експерименталних података .....	52
2.1 Конструкције плазмених млазева.....	52
2.2 Електрична мерења.....	54
2.3 Спектроскопска мерења .....	55
2.4 Механизми ширења спектралних линија у нискотемпературним пражњењима на атмосферском притиску .....	58
2.4.1 Ван дер Валсово ширење.....	59
2.4.2 Резонантно ширење .....	63
2.5 Ротациона температура .....	67
2.5.1 Ротациони спектар $N_2^+$ ( $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ ) .....	68
2.5.2 Ротациони спектар ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) .....	69
2.6 Мерење електричног поља.....	70
2.7 Абелова инверзна трансформација .....	75
2.8 Плазмени млаз као компактан и преносив уређај.....	79
3 Резултати експеримента и дискусија.....	81
3.1 Електрична мерења.....	81
3.2 Емисиони спектар пражњења .....	90
3.3 Просторна расподела емисије доминантних ексцитованих хемијских врста .....	92
3.4 Гасна температура пражњења .....	95

3.5	Просторно-временски развој плазменог млаза .....	99
3.6	Брзина плазменог метка .....	103
3.7	Развој електричног поља у плазменим млазевима .....	104
3.8	Веза између брзине стримера и јачине електричног поља .....	115
3.9	Електронска концентрација у каналу стримера у хелијуму .....	116
4	Модел изоловане главе стримера.....	118
4.1	Уводне напомене.....	118
4.2	Основе модела.....	119
4.3	Резултати и дискусија.....	123
	Закључак .....	131
	Литература.....	134
	Прилози.....	156
	Прилог I Електрична шема високонапонског извора.....	156
	Прилог II-A Изглед корисничког интерфејса LabVIEW програма за Абелову инверзију.....	157
	Прилог II-B Део LabVIEW програма коришћеног за Абелову инверзију .....	158
	Биографија и библиографија.....	159

## Увод

Ова докторска дисертација има за тему истраживање стримерске природе плазмених млазева у хелијуму. Она представља почетак истраживања плазмених млазева у Лабораторији за физику и технологију плазме на Физичком факултету. За потребе испитивања пропагације стримера у хелијумовом плазменом млазу конструисана су два плазмена млаза. Оба уређаја могу се сврстати у плазмене млазеве типа диелектричног баријерног пражњења. Као радни гас коришћен је хелијум и оба уређаја су напајана синусним високим напоном фреквенције 10-100 kHz. Као основни метод за истраживање пропагације стримера у хелијуму коришћена је оптичка емисиона спектроскопија са високом спектралном, временском и просторном резолуцијом.

Плазмени млазеви су релативно скоро дошли у жижу истраживачке заједнице, како због њихових потенцијалних примена, тако и због њихове веома интересантне природе. Ради се о изворима нискотемпературне, неравнотежне плазме на атмосферском притиску, која се углавном добија продувавањем племенитог гаса кроз зону главног пражњења, односно кроз међуелектродни простор при чему се електроде напајају високим наизменичним или импулсним напоном. Највећи потенцијал за примену ових пражњења лежи на пољима биологије и медицине. Ови уређаји се могу користити за стерилизацију живог ткива и медицинских инструмената, за поспешивање зарастања рана, у стоматологији, па и за третман канцера. Плазмене млазеве не карактерише континуална емисија зрачења, већ у сваком полупериоду напона долази до емисије такозваног плазменог метка, односно стримера.

Постоји статистика која илуструје атрактивност ове врсте неравнотежних електричних гасних пражњења. Наиме, према бази података Web of Science, до деведесетих година објављивано је тридесетак радова годишње на ову тему, док је само 2011. године објављено преко 1600 радова о плазменим млазевима.

Од момента када су сагледане могућности примене плазмених млазева, првенствено на пољима медицине и биологије, научна заједница која се бави физиком нискотемпературних, неравнотежних пражњења на атмосферском притиску улаже напоре да утврди, опише и комплетно објасни све физичке процесе у плазменим млазевима. Прави се велики број теоријских прорачуна који моделирају овај тип пражњења, од пробоја па све до његове интеракције са живим ткивом. Моделе покушавају да испрате физичка мерења параметара пражњења и концентрација

хемијских врста, дугоживећих и краткоживећих, које у таквим пражњењима настају. Како се ради о нискотемпературном, неравнотежном пражњењу, веома је тешко прилагодити технике дизајниране за мерење параметара високотемпературне плазме, да би се добили поуздани резултати. Електронске концентрације у плазменим млазевима су веома ниске, интензитет зрачења је слаб, па је захтевно примењивати спектроскопске методе. Примену спектроскопије додатно отежава временски променљиво пражњење, па се велика енергија и пажња морају уложити у синхронизацију мерења и развоја пражњења. Са друге стране, мале димензије пражњења искључују примену пертурбујућих метода, односно коришћење разних врста сонди, јер било какав контакт плазменог млаза са страним телом може комплетно да измени само пражњење. У оквиру истраживања представљеног у овој тези основне методе за испитивање плазмених млазева су напредне методе оптичке емисионе спектроскопије. Коришћењем осетљиве iCCD камере спрегнуте са монохроматором високе спектралне резолуције, затим конструкцијом квалитетног извора напајања који омогућава репродуцибилно и стабилно пражњење и посебан начин синхронизације појаве плазменог метка и почетка снимања, превазиђене су све наведене препреке и добијени репрезентативни резултати за развој плазменог млаза.

Сама докторска дисертација је подељена на четири главе и закључак.

У првој глави, која представља прави увод ове дисертације, обрађени су основни појмови физике електричних гасних пражњења који су неопходни за интерпретацију резултата мерења у плазменим млазевима. Неравнотежна, нискотемпературна пражњења представљају посебну групу пражњења која се налазе у сенци фузионе плазме и њима је посвећено посебно поглавље. Ради разумевања механизма пропагације плазмених метака, обрађени су механизми пробоја у гасовима, уџбенички Таунсендов пробој, и мање познати и ређе помињани стримерски пробој. Посебна пажња је посвећена диелектричном баријерном пражњењу и импулсној корони, чије се особине и елементи јасно могу препознати у плазменим млазевима. И на крају, у првој глави највећа пажња је посвећена плазменим млазевима, њиховој конструкцији, основним карактеристикама и примени.

Друга глава се односи на експериментални део и опис метода мерења. Поред конструкције уређаја и поставке електричних и спектроскопских мерења, описани су и начини одређивања ротационе температуре, механизми ширења спектралних линија, метод Абелове инверзије и што је најважније, метод Штаркове поларизационе спектроскопије за мерење јачине електричног поља.

Трећа глава доноси резултате експеримента и њихову дискусију. Дати су резултати електричних мерења, приказ спектра и утицај параметара пражњења на емисију. Затим је на основу просторне расподеле зрачења неких ексцитованих врста дискутована природа пражњења и производња активних једињења. Приказан је просторно-временски развој плазменог млаза, што је на најбољи начин демонстрирало стримерску природу овог пражњења. Из поменутог развоја емисије добијена је брзина стримера у хелијуму. Основни резултат ове дисертације, просторно-временска расподела јачине електричног поља у плазменим млазевима, такође је дата у овој глави. Извршена је процена електронске концентрације у каналу стримера и показана је узрочно последична веза између јачине електричног поља и брзине плазменог метка.

Четврта глава је посвећена моделу изоловане главе стримера који потврђује експериментално добијене резултате.

На крају вреди напоменути да су готово сви резултати који су објављени у овој тези верификовани кроз међународну рецензију тако што су објављени у међународним часописима и презентовани на више међународних конференција.



# 1 Основни појмови

## 1.1 Плазма и електрична гасна пражњења

Плазма представља посебно стање материје и састоји се од електрона, јона и неутралних честица. У ретким случајевима плазма може бити комплетно јонизована, као у случају плазме у фузионим реакторима. То четврто стање материје није стабилно, већ захтева стално улагање енергије ради његовог одржања. У противном, када се извор енергије уклони, јони и електрони ће се рекомбиновати и доћи ће до тзв. распада плазме у веома кратком времену. У лабораторијским условима плазма се најчешће добија применом електричног поља, односно довођењем високог на електроде између којих се налази гас који се јонизује, тј. у гасним пражњењима. Под електричним гасним пражњењима се подразумева појава проласка електричне струје кроз гасове. За протикање електричне струје потребни су носиоци наелектрисања и електрично поље које би усмерило њихово кретање. У нормалним условима, носилаца наелектрисања, јона и електрона, нема довољно, па их је потребно произвести, што се најчешће ради применом јаког спољашњег електричног поља. У зависности од услова у којима пражњење настаје, као што су електродна конфигурација, притисак радног гаса и јачина и облик електричног поља, долази до различитих типова пробоја у гасу, а самим тим и до различитих типова електричних гасних пражњења о чему ће касније бити речи.

Основна карактеристика плазме је њена електронеутралност, односно нулто макроскопско електрично поље. Такав услов код гасних пражњења је ретко задовољен, прецизније, најчешће је само један део пражњења у стању плазме, као што је нпр. позитиван стуб код тињавог пражњења. Стога је, када се говори о електричним гасним пражњењима, адекватније говорити о јонизованим гасовима него о плазми, јер су тиме обухваћена сва стања материје унутар пражњења.

Основна подела типова плазме, односно електричних гасних пражњења дата је у Табела 1.1 [1]. Поред поделе на основу температуре, веома је важна подела на равнотежну и неравнотежну плазму. Каже се да је плазма у термодинамичкој равнотежи уколико се може описати комплетно уз помоћ макроскопских параметара, као што су температура, притисак и концентрације различитих честица [2].

**Табела 1.1** Основни типови плазме према температурама и подела у зависности од тога да ли је плазма у термодиначкој равнотежи.

Нискотемпературна плазма (НТП)		Вискотемпературна плазма (ВТП)
Равнотежна НТП	Неравнотежна НТП	$T_e \approx T_{\text{jon}} \approx T \geq 10^7 \text{ K}$
$T_e \approx T_{\text{jon}} \approx T \leq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$	$T_{\text{jon}} \approx T \leq 300 \text{ K}$ $T_{\text{jon}} \ll T_e \leq 10^5 \text{ K}$	
Пример: лучно пражњење на атмосферском притиску	Пример: тињаво пражњење на ниском притиску	Пример: фузиона плазма

Када је плазма у термодинамичкој равнотежи, важе четири закона која описују стање материје унутар плазме и зрачење плазме. Максвелов (Maxwell) закон говори о функцији расподеле честица по брзинама. Насељеност побуђених нивоа одређена је Болцмановим (Boltzmann) законом. Степен јонизације честица у плазми одређена је Сахиним (Saha) законом. Коначно, спектрална расподела зрачења описана је Планковим (Planck) законом зрачења. Јасно је да су услови за термодинамичку равнотежу задовољени једино у случају звезда где се могу наћи велике области са једнаком температуром. Код лабораторијских плазми, које су малих геометријских димензија, велики део емитованог зрачења напушта запремину плазме и не бива реапсорбован (тзв. оптички танке плазме), па је нарушена равнотежа између зрачења и материје и не важи Планков закон зрачења. Последишно, као резултат недостатка реабсорпције, виши енергетски нивои су слабо попуњени док су нижи попуњени, па не важи ни Болцманов закон. Међутим, уколико је концентрација електрона довољно висока, па су електронски судари одговорни за процесе ексцитације и деексцитације, јонизације и рекомбинације, задовољени су услови локалне термодинамичке равнотеже. У том случају важе Болцманов и Сахин закон, док Планков закон бива замењен Киркоховим (Kirchoff) законом [2]. Равнотежним плазмама називају се оне плазме које су близу стања локалне термодинамичке равнотеже. Таква плазма је нпр. плазма позитивног стуба лучног пражњења на атмосферском притиску [3,4]. Основна особина неравнотежних гасних пражњења је велика разлика у температури/енергији електрона и осталих честица. Док електрони стичу типичне енергије у опсегу 1-10 eV, јони и молекули гаса остају на температурама блиским температури околине. Ова „аномалија“ оваквих пражњења даје им предност у широким применама када су за различите процесе одговорни судари електрона са молекулима гаса, течности или

чврстог материјала, када долази до покретања лавине различитих хемијских реакција, тзв. плазма хемије. Код ових пражњења енергија извора нападања се троши углавном на убрзавање електрона, а не на загревање гаса, што их чини вишеструко енергетски ефикаснијим и јефтинијим за примену.

## 1.2 Неравнотежна, нискотемпературна електрична гасна пражњења на атмосферском притиску

Посебан вид електричних гасних пражњења која све више постају значајна за широке примене су нискотемпературна, неравнотежна пражњења на атмосферском притиску. Бројне примене захтевају да гасна температура буде ниска, близу собне, али и да уједно пражњење производи широк спектар активних хемијских врста, што захтева високу ефективну енергију електрона. Ова два услова су задовољена код неравнотежних, нискотемпературних пражњења. Пражњења на атмосферском притиску имају додатну предност јер не захтевају коришћење скувих и често гломазних вакуумских система.

Ефективна електронска температура одређена је саставом радног гаса и редукованим електричним пољем  $E/N$ , где је  $E$  јачина електричног поља, а  $N$  концентрација гаса [5]. Облик функције расподеле електрона по енергијама углавном се разликује од Максвелове функције расподеле. У случају племенитих гасова висока електронска температура достиже се при нижим вредностима  $E/N$  у односу на молекулске гасове код којих се одвија брзи трансфер енергије електрона на ротациона и вибрациона стања [5–7]. Када се ради о електронегативним гасовима као што су кисеоник и сумпор хексафлуорид ( $SF_6$ ), електрони бивају захваћени (electron attachment) у времену краћем од неколико десетина наносекунди, што додатно отежава успостављање неравнотежног пражњења на атмосферском притиску. Код самосталних пражњења, редуковано електрично поље се успоставља тако да обезбеђује равнотежу између јонизације и нестајања наелектрисаних честица (рекомбинације, дифузије и нестајања наелектрисаних честица на електродама). Електронска температура при тако успостављеном редукованом електричном пољу је довољно висока да задовољава услове за ефективну производњу реактивних хемијских врста [5,8].

Типове неравнотежних електричних гасних пражњења класификује Табела 1.2 [5,8]. Поред пражњења која наводи Табела 1.2, велику групу пражњења чине плазмени

млазеви (plasma jets), који могу бити конструисани на бази било којег неравнотежног гасног пражњења.

**Табела 1.2** Типови неравнотежних електричних гасних пражњења на атмосферском притиску и њихове најважније карактеристике. Ознаке:  $P$  – снага,  $Q$  – проток гаса,  $V$  – запремина пражњења,  $T_{\max}$  – максимална гасна температура,  $h$  – димензија пражњења тј. међуелектродно растојање, DC – напајање једносмерним напонским сигналом и  $f$  – фреквенција напонског сигнала којим се пражњење напаја.

Тип пражњења	$P/Q$ [J/L]	$P/V$ [W/cm <sup>3</sup> ]	$T_{\max}$ [K]	$h$ [mm]	$f$ [kHz]
Импулсна корона	0.1	1–50	собна	$\leq 350$	1-1000
Импулсно тињаво пражњење	100–500	10–500	$\leq 600$	10-50	0.05-5
Тињаво пражњење	1–100	50–500	собна	5-20	DC
Микропражњење са шупљом катодом		$\leq 10^4$	$\approx 2000$	1-2	DC, 13650
Диелектрично баријерно пражњење		1-50	собна	1-5	0.05-5
Радиофреквентно пражњење		3-30	$\leq 600$	1-2	13 650
Микроталасно пражњење			$\leq 1000$		$2.45 \cdot 10^6$

Овај рад је посвећен истраживању плазмених млазева на бази диелектричног баријерног пражњења (ДБП) у хелијуму који емитују плазмене метке (plasma bullets). У наредним поглављима детаљно ће бити описани механизми пробоја у различитим типовима гаса на атмосферском притиску. То ће омогућити да се детаљно опишу појмови плазменог цета и метка које смо навели. Како су диелектрично баријерно пражњење и импулсна корона од изузетног значаја за разумевање плазмених млазева, пре тога ће посебна поглавља њима бити посвећена.

### 1.3 Механизми електричног пробоја у гасу

При нормалним условима, температури и притиску, гасови представљају изврсне изолаторе. Тада имају сатурациону вредност густине струје реда  $10^{-18}$  А/cm<sup>2</sup>, која је резултат јонизације гаса космичким зрачењем и зрачењем радиоактивних материја присутних у атмосфери и на земљи [6]. Електрични пробој је сложен процес

формирања проводног гасног канала који се дешава када јачина електричног поља достигне неку критичну вредност. У зависности од типа пробоја, развијају се различити типови пражњења [8]. Иако се механизми пробоја разликују у зависности од услова под којима долази до пробоја, углавном сви пробоји започињу електронском лавином. Електронска лавина представља процес умножавања примарних електрона током каскадне јонизације [4]. Од укупних услова у којима се лавински процес одвија зависи који ће се тип пражњења развити. Под укупним условима се подразумевају састав радног гаса, притисак, температура, електродна конфигурација и просторно-временски облик и вредност примењеног електричног поља. У наредним подпоглављима биће објашњени Таунзендов (Townsend) и стримерски механизам пробоја (streamer) који су од значаја за разумевање резултата који ће бити објављени у овој дисертацији.

### 1.3.1 Таунзендов механизам

Замислимо електродну конфигурацију идентичну плочастом кондензатору на коју је примењен једносмерни напон  $U$ , чија је последица константно електрично поље у међуелектродном простору  $E = U/d$ . Као што смо поменули, увек постоји мали број примарних електрона насталих зрачењем спољашњих извора. Замислимо такве електроне који се налазе уз катоду и који условљавају проток слабе почетне струје  $I_0$ . Ти електрони се од катоде ка аноди крећу брзином дрефта (drift) или дрефтном брзином, при чему се под дрефтом подразумева усмерено кретање наелектрисаних честица под дејством електричног поља.

У слабо јонизованом гасу електрони се током свог хаотичног кретања углавном сударају са неутралним честицама гаса када оштро и насумично мењају правац и брзину кретања. Међутим, између два судара, електрони бивају убрзани у правцу спољашњег електричног поља, тако да се електронски гас као целина креће у правцу електричног поља. Кретање у коме се појединачне честице крећу хаотично, а као група се крећу систематски у правцу електричног поља се назива дрефт [3,4,9]. Под претпоставком да су брзине електрона једнаке средњој термалној брзини и да су слободни путеви између два судара електрона једнаки средњем слободном путу, дрефтна брзина електрона  $u_e$  се може изразити као:

$$u_e = \frac{eE}{mv_m} = \mu_e E \quad (1.1)$$

где су:  $e$  – наелектрисање електрона,  $E$  – јачина електричног поља,  $m$  – маса електрона,  $v_m$  – ефективна учестаност судара и  $\mu_e$  – покретљивост електрона.

Таунсенд је испитивао зависност јачине струје од вредности напона примењеног на електроде [10]. За мале вредности напона, струја расте линеарно са порастом вредности напона, тј. важи Омов закон. У овом случају не стижу сви електрони из међуелектродног простора до аноде, и отуда могућност за раст струје са порастом напона, иако електрони не добијају довољно енергије у електричном пољу да би јонизовали гас. Како напон даље расте долази до засићења, сатурације струје и она постаје константна у неком опсегу напона. То је опсег у коме сви електрони бивају привучени на аноду и у коме још увек не добијају довољно енергије за јонизацију гаса. У зависности од састава радног гаса и притиска, електрично поље може постати довољно јако да електрони почињу да достижу енергије довољне за јонизацију гаса. Тада почињу лавински процеси и јачина струје почиње да расте експоненцијално са повећањем електричног поља, односно примењеног напона. Да би описао експоненцијални раст струје Таунсенд је увео коефицијент  $\alpha$ , који данас називамо Таунсендовим првим јонизационим коефицијентом. Коефицијент  $\alpha$  се дефинише као број јонизационих судара које изврши један електрон на јединици дужине пута у правцу електричног поља. У суштини, коефицијент  $\alpha$  представља количник јонизационе фреквенције  $\nu_i$  и дрифтне брзине  $u_e$  [4]:

$$\alpha = \frac{\nu_i}{u_e}. \quad (1.2)$$

Претпоставимо да је катода обасјана ултраљубичастим зрацима и да услед фотоэффекта емитује електроне. Нека је  $n_0$  број електрона који од катоде креће према аноди, а  $n$  број електрона после пређеног растојања  $x$ . Прираштај броја електрона се може дефинисати као  $dn = \alpha n dx$ . Интеграцијом и заменом почетних услова добија се да је број електрона испред аноде ( $x = d$ ) једнак  $n = n_0 e^{\alpha d}$ , а аналогно томе јачина струје је:

$$I = I_0 e^{\alpha d}, \quad (1.3)$$

при чему се члан  $e^{\alpha d}$  назива коефицијентом мултипликације. Ако се за струју  $I_0$  узме струја сатурације електрона емитиваних фотоэффектом, из нагиба криве зависности  $\ln(I/I_0)$  од међуелектродног растојања  $d$  може се експериментално одредити коефицијент  $\alpha$ .

Под претпоставкама да је вероватноћа јонизације једнака јединици, ако је енергија електрона већа или једнака од енергије јонизације радног гаса, а једнака нули за мање енергије; да је брзина хаотичног кретања много мања од усмерене (брзине дрифта); да у сваком судару електрон изгуби енергију коју је добио између два судара, Таунсенд је извео формулу за коефицијент  $\alpha$ :

$$\alpha = ANe^{\frac{BN}{E}}. \quad (1.4)$$

У формули (1.4)  $N$  је концентрација радног гаса у  $\text{cm}^{-3}$ ,  $E$  јачина спољашњег електричног поља у  $\text{kV/cm}$ , док су  $A$  и  $B$  константе у  $\text{cm}^2$  и  $\text{Td}$  ( $1\text{Td} \equiv 10^{-17}\text{Vcm}^2$ ), респективно. Јасно је да уместо концентрације радног гаса може да фигурира притисак, чиме се једино јединице у којима се рачуна мењају. Параметри  $A$  и  $B$  имају физички смисао.  $A$  представља број судара електрона по јединици дужине пута, док је  $B$  производ пресека и потенцијала јонизације, при чему су оба параметра нормирана на број честица гаса по јединици запремине. До формуле (1.4) долази се следећим разматрањем [3,4]. Ако електрон доживљава само сударе у којима врши јонизацију, током слободног пута  $x$  он добије енергију нешто већу од јонизационог потенцијала  $U_j$ , односно  $eEx \geq eU_j$ . Вероватноћа да електрон пређе слободни пут  $x$  који је већи од средњег слободног пута електрона  $\bar{\lambda}_e$  износи  $e^{-\frac{x}{\bar{\lambda}_e}}$ . Како је број судара електрона по јединици дужине пута дат ефективним пресеком судара  $Q = AN = 1/\bar{\lambda}_e$ , коефицијент  $\alpha$  се може изразити као  $\alpha = Qe^{\frac{x}{\bar{\lambda}_e}} = ANe^{\frac{U_j}{E\bar{\lambda}_e}} = ANe^{\frac{ANU_j}{E}} = ANe^{\frac{BN}{E}}$ . Из претходног се види да су  $A$  и  $B$  и вези преко јонизационог потенцијала  $B = AU_j$ . Ови параметри зависе од састава гаса и опсега електричног поља за који се први Таунсендов коефицијент рачуна. У овом раду  $A$  и  $B$  ће се добијати фитовањем података које даје софтверски пакет Volsig+ [11], користећи пресеке из Бијађијевог (Biagi) сета података [12]. Volsig+ је софтверски који решава Болцманову једначину за ансамбл електрона користећи пресеке за сударе из различитих база података. Програм је једноставан за употребу, бесплатан је и може се користити и on-line. Као стабилна решења Болцманове једначине добијају се коефицијенти транспорта електрона и константе брзина хемијских реакција у задатом радном гасу.

Сваки примарни електрон који креће непосредно испред катоде произведе  $e^{\alpha d} - 1$  позитивних јона при преласку целог међуелектродног растојања [3,4,8]. У овом

разматрању су занемарени губици електрона у процесима рекомбинације и захвата. Електрон-јон рекомбинација се може занемарити зато што је степен јонизације веома мали током процеса пробоја. Процеси захвата електрона су значајни код електронегативних гасова и о њима ће бити речи нешто касније. Свих  $e^{\alpha d} - 1$  позитивних јона се крећу према катоди под дејством електричног поља и са ње избијају  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  електрона. Овај процес се назива механизмом секундарне електронске емисије, где се коефицијент секундарне емисије електрона  $\gamma$  (трећи Таунзендов коефицијент) дефинише као вероватноћа избијања секундарног електрона са катоде под дејством јона. Коефицијент секундарне емисије зависи од материјала катоде, стања површине катоде, радног гаса и редукованог електричног поља. Типична вредност за  $\gamma$  је у опсегу 0,01-0,1.

Пражњење је несамостално уколико је производ  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  мањи од јединице, јер позитивни јони настали у електронским лавинама морају избити бар један електрон са катоде да би се покренула нова лавина. Дакле, услов за Таунзендов пробој у гасу дат је следећом једначином и њеном трансформацијом:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \Rightarrow \ln\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right) = \alpha d. \quad (1.5)$$

Таунзендов механизам пробоја је механизам паљења самосталног пражњења у међуелектродном простору које је контролисано процесом секундарне емисије електрона са катоде [8].

Комбинацијом једначина (1.4) и (1.5), и коришћењем притиска  $p$  уместо концентрације гаса  $N$  у једначини (1.4), може се доћи до израза за вредност електричног поља за пробој  $E_p$ , односно до напона пробоја (паљења) самосталног пражњења  $U_p = E_p d$ :

$$U_p = \frac{Bpd}{\ln\left[\frac{Apd}{\ln(1+1/\gamma)}\right]}. \quad (1.6)$$

Крива зависности пробојног напона од производа притиска и међуелектродног растојања дата једначином (1.6) обично се назива Пашеновом (Paschen) кривом. Пашенова крива има изразит минимум. Изједначавањем извода једначине (1.6) са нулом могу се добити релације за минималне вредности:



$$\ln \left[ \frac{A}{\ln(1+1/\gamma)} (pd) \right] = 1,$$

$$(U_p)_{\min} = B(pd)_{\min}, \quad (1.7)$$

$$(U_p)_{\min} = \frac{B}{A} e \ln(1+1/\gamma),$$

при чему је  $e$  основа природног логаритма.

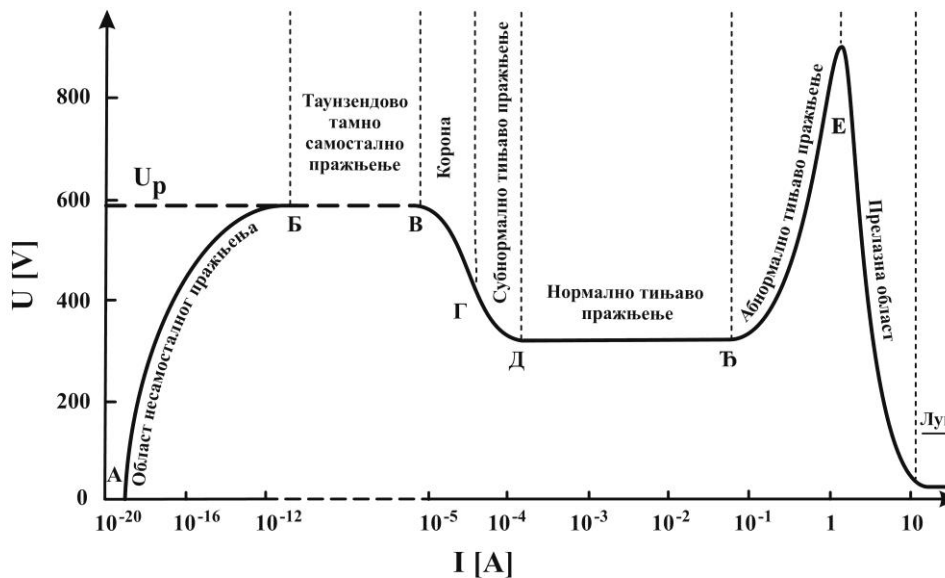
Код електронегативних гасова у обзир треба узети процес нестанка електрона у процесу захвата електрона и формирања негативних јона. Утицај овог процеса може се урачунати на сличан начин на који се уводи први Таунзендов коефицијент. Према томе, дефинише се други Таунзендов коефицијент  $\beta$  који је једнак количнику учестаности захвата електрона и дрифтне брзине електрона,  $\beta = \frac{V_a}{u_e}$  [7]. Други

Таунзендов коефицијент  $\beta$  представља број изгубљених електрона у процесима захвата по јединици дужине. У случају електронегативних гасова, прираштај електрона у лавини се рачуна као  $dn = (\alpha - \beta)ndx$ , што након интеграљења даје број електрона испред аноде  $n = n_0 e^{(\alpha - \beta)d}$ . Коефицијент  $\beta$  као, и коефицијент  $\alpha$ , експоненцијално зависи од редукованог електричног поља, мада та зависност није тако оштра. Због тога, на релативно високим вредностима редукованог електричног поља јонизација вишеструко надмашује процес захвата електрона, па се овај процес може занемарити [7,8].

У случају великих међуелектродних растојања (центиметри на атмосферском притиску) критична вредност електричног поља за Таунзендов пробој постаје константна и одређена процесима захвата електрона. Тако за ваздух на атмосферском притиску, критично електрично поље за Таунзендов пробој износи око 32 kV/cm, за SF<sub>6</sub> је то 89 kV/cm, док је за хелијум само 10 kV/cm [4]. Очигледно је да је за пробој у електронегативном гасу потребно много веће електрично поље, што је нашло употребу у изради различитих врста високонапонских прекидача.

Тип самосталног пражњења које ће се формирати након пробоја зависи од низа услова као што су: притисак радног гаса, геометрија и растојање између електрода и оптипор спољашњег кола. Свако самостално пражњење карактерише одређени однос напона и јачине струје у пражњењу. Слика 1.1 приказује волт-амперске карактеристике различитих типова пражњења [4].

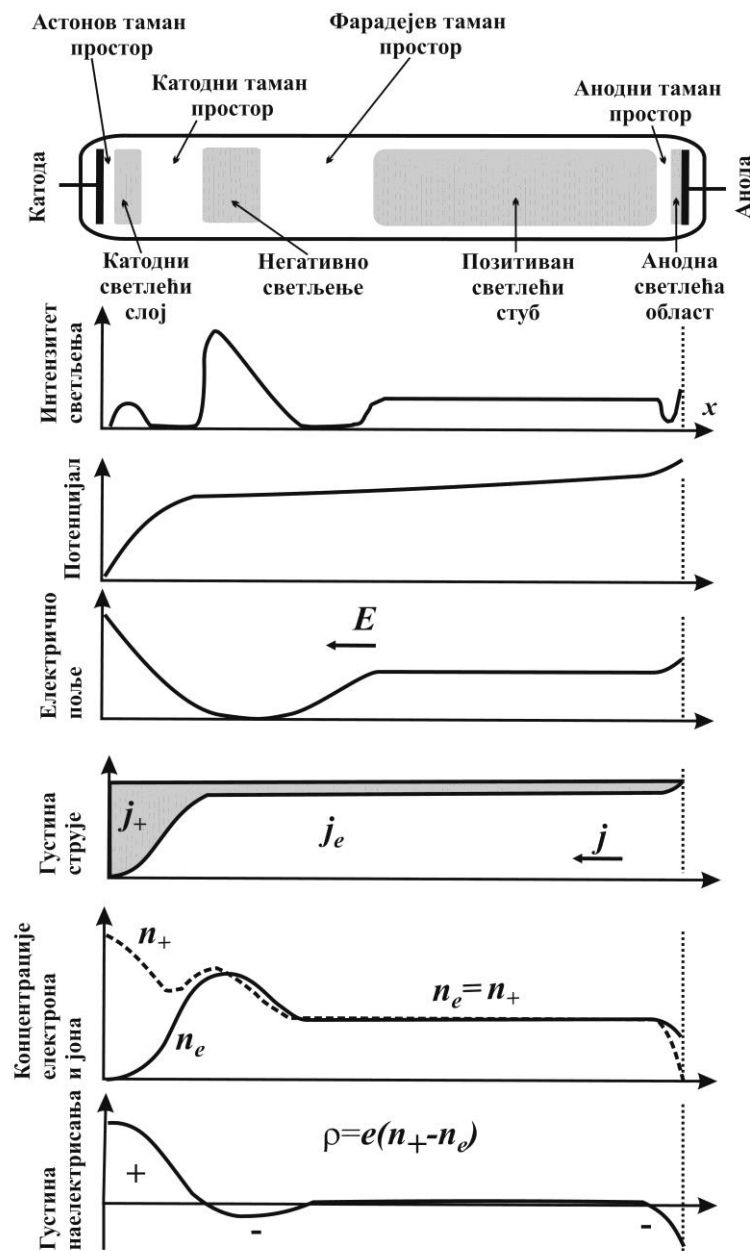
Најиспитиванији облик самосталног пражњења је нормално тињаво пражњење. Карактеристике га равна волт-амперска карактеристика, т.ј. константна вредност напона на пражњењу за широк опсег јачина струје, као што приказује Слика 1.2. Сви важни појмови који ће бити коришћени за опис пражњења које је испитивано у овом раду могу се дефинисати на примеру нормалног тињавог пражњења.



Слика 1.1: Волт-амперска карактеристика различитих врста електричних пражњења.

Овакав облик пражњења се успоставља на нижим притисцима и одликује га низ светлећих и тамних области. Квалитативна интерпретација појаве ових области могла би бити изведена на следећи начин [4]. У процесима секундарне емисије са катоде, избачени електрони немају енергију довољну за екситацију атома, па нема ни емисије. Ова област, непосредно уз катоду се назива Астоновим тамним простором (Aston dark space). Како се налазе у електричном пољу, електрони се убрзавају, и када достигну енергије довољне за екситацију почиње област катодног светлећег слоја (cathode glow). Након тога енергија електрона нарасте толико да превазиђе енергију која одговара максимуму пресека за екситацију атома. Тада наступа област катодног тамног простора (cathode dark space). У овој области преовладавају процеси јонизације, у њој се одиграва главна продукција наелектрисаних честица и формира се позитивно просторно наелектривање. Електрони губе енергију у процесима мултипликације. При крају катодног тамног простора, услед лавинских процеса, постоји велики флуks електрона са енергијама довољним за екситацију. Стога настаје зона најинтензивнијег светла – област негативног светљења (negative glow). Након области негативног

светљења следи Фарадејев таман простор (Faraday dark space), који долази као последица губљења енергије електрона у процесима ексцитације у области негативног светљења. У њему се одиграва трансформација усмереног кретања електрона у хаотично. Када енергија хаотичног кретања постане довољно велика, и поново почну да се врше ексцитација и јонизација, настаје позитиван светлећи стуб (positive column). Позитиван стуб се налази у стању плазме због своје електронеутралности. Његово постојање није неопходно за одржање пражњења, већ служи само као проводник између катодних и анодних области.



**Слика 1.2:** Приказ тамних и светлих зона, као и просторне расподеле неких параметара који карактеришу тињаво пражњење [4].

У близини аноде на електроне делује привлачна сила и њихово кретање поново почиње да бива усмерено. На путу ка аноди они стичу енергију, која тек после одређеног времена постаје довољна за ексцитацију атома. Део пута на коме је та енергија недовљна за ексцитацију се назива анодним тамним простором (anode dark space). Уз саму аноду формира се слој анодне светлеће области (anode glow) у којој електрони имају довољну енергију за ексцитацију атома.

Слика 1.2 приказује и расподеле електричног поља и запреминског наелектрисања у нормалном тињавом пражњењу. Као што се може видети високо електрично поље и велика густина позитивног наелектрисања су концентрисани уз катоду. Једна од најбитнијих особина ове врсте пражњења је линеаран пад електричног поља од катоде до почетка области негативног светљења. Овај регион је познат као катодни слој или катодни пад. Формирање и развој запреминског наелектрисања и расподела електричног поља су од пресудног значаја и за следећи тип пражњења – стримерско пражњење.

### 1.3.2 Стример

Таунзендов механизам пробоја добро описује већину главних особина пражњења на ниском притиску. Претходно је показано да према Таунзендовој теорији пробојни напон зависи од производа притиска и међуелектродног растојања  $pd$ , а не неког од ова два параметра појединачно. Експериментално је показано да ова законитост важи за  $pd < 200 \text{ Torr cm}$ , док за веће вредности показује значајна одступања. На атмосферском притиску и за међуелектродна растојања већа од 1 cm ова теорија не може да опише пробој у временским оквирима који се мере. Лавина се у међуелектродном простору креће брзином дрифта, и према Таунзендовој теорији, пробој не може да се догоди док лавина не премости међуелектродни простор. У реалности, за велике вредности производа  $pd$  пробој се одвија брзинама и до неколико редова величине већим од предвиђених Таунзендовом теоријом. Једном речју, појава варнице се није могла описати [13].

У циљу превазилажења несагласности теорије и експерименталних резултата, четрдесетих година двадесетог века, Лоуб (Loeb), Мик (Meek) и Петер (Raether) су поставили нову теорију варничног пробоја, односно теорију стримера [14–18]. Стример (енглески streamer; немачки Kannal) је танак јонизациони фронт који путује кроз међуелектродни простор пратећи примарне електронске лавине. На путу стримера

развија се, неутралише и нестаје и велики број секундарних лавина које настају услед фотојонизације гаса и убрзавања фотоелектрона у локалном електричном пољу. Стример започиње пропагацију непосредно испред високонапонске електроде која је малих димензија у поређењу са међуелектродним растојањем. Активни регион стримера, у коме се дешавају процеси јонизације, електронске лавине и емисија зрачења, се назива главом стримера (streamer head). Главу стримера и високонапонску электроду повезује танак, проводан стримерски канал (streamer channel).

У својој књизи из 1939. Лоуб наглашава важност формирања стримера у оквиру варничног пробоја [14]. Ово дело се, поред чланака истог аутора са сарадницима који су му претходили, може сматрати почетком формулисања стримерске теорије. Иако је приступ Лоубовог рада углавном био квалитативни, показано је да приликом појаве варнице позитивно просторно наелектрисање у електронској лавини индукује електрично поље које је истог реда величине као спољашње примењено електрично поље. Такође је показано да дисторзија аксијалног електричног поља изазвана просторним наелектрисањем инхибира пропагацију електронске лавине према аноди, док спешује развој позитивног стримера према катоди. Користећи Лоубове закључке Мик је формирао квантитативни критеријум за прелаз електронске лавине у проводни стример који гласи [15]: *„Стример ће се развити када радијално електрично поље позитивног просторног наелектрисања у електронској лавини достигне вредност јачине спољашњег електричног поља. (A streamer will develop when the radial field about the positive space charge in an electron avalanche attains a value of the order of the external applied field.)“*

Користећи резултате мерења које је добио Ретер и претпостављајући да просторно наелектрисање сконцентрисано у правилну сферу, Мик је на следећи начин извео квантитативни критеријум за прелаз из лавине у стример. Електрично поље унутар лавине  $E_a$  мора бити приближно једнако спољашњем електричном пољу  $E_0$  :

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_a^2} e^{\alpha(E_0)x} \approx E_0, \quad (1.8)$$

где су  $r_a$  и  $x$ , полупречник сфере у којој је сконцентрисано просторно наелектрисање и пут који лавина пређе, респективно [8]. Даље, претпостављајући да је полупречник  $r_a$  једнак реципрочной вредности јонизационог коефицијента  $\alpha$ , а да се стример развија у гапу дужине  $d$ , следи да је:

$$\alpha(E_0)d = \ln \frac{4\pi\epsilon_0 E_0}{e\alpha^2} \approx 20, \quad (1.9)$$

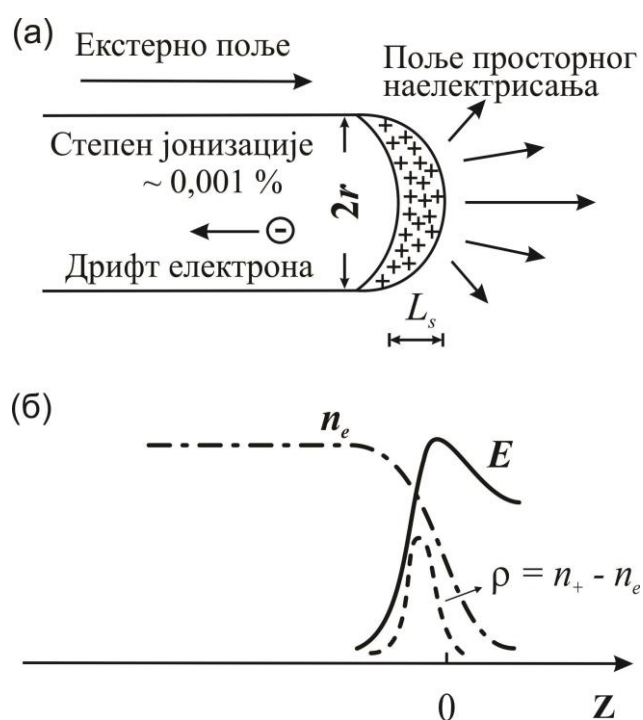
$$N_+ = e^{\alpha d} \approx 3 \cdot 10^8.$$

Дакле, број позитивних наелектрисања насталих у лавини  $N_+$  у тренутку преласка у стример износи око  $3 \cdot 10^8$ , а производ  $M = \alpha d$  се назива Миковим бројем. Пропагација стримера се може схватити као прелаз из лавине у стример који се догађа у домену сталног просторно-временског напредовања јонизационих процеса, па се често стример назива и јонизационим таласом.

На основу поларитета електроде са које крећу и правца простирања, стримери се деле на позитивне и негативне. Позитивни стримери су усмерени ка катоди, док су негативни стримери усмерени ка аноди. Начини пропагације ове две врсте стримера су различити. Код позитивних стримера позитивно просторно наелектрисање напредује пратећи правац и смер спољашњег електричног поља. У случају негативних стримера, негативно наелектрисано просторно наелектрисање прати дрефт електрона, односно пропагира супротно смеру спољашњег електричног поља [19–22].

Основне разлике између позитивних и негативних стримера су: 1) електронска концентрација код позитивних стримера достиже максималну вредност која је за ред величине изнад платоа електронске концентрације негативних стримера; 2) брзина позитивних стримера је дупло већа од брзине негативних стримера у истим условима; 3) електрично поље у глави позитивног стримера је знатно веће од поља у глави негативног стримера [23]. Ове разлике су последице смера тока наелектрисаних честица. Код позитивног, катодно усмереног стримера, електрони из јонизационог домена дрефтују у проводни канал, што доводи до незнатног повећања концентрације електрона и смањења електричног поља у каналу. За разлику од њих, електрони анодно усмереног стримера се транспортују напред, у регион мање електронске концентрације што доприноси смањењу електричног поља, а самим тим опструише напредовање стримера. Такође, код позитивног стримера, радијална дифузија је компензована њиховим радијалним дрефтом у супротном смеру тј. ка проводној зони, тако да додатни извор електрона није неопходан. Насупрот томе, код негативног стримера, радијална дифузија и дрефт одводе електроне из канала стримера. То захтева да јачина аксијалног електричног поља у овом делу стримера буде довољна за јонизацију која ће компензовати губитак електрона [23–25]. Веће електрично поље у каналу негативног стримера узрокује мање поље у глави стримера, због коначне вредности пада

потенцијала који је ограничен напоном на високонапонској електроди [26]. За ред величине већа електрична поља у главама позитивних стримера условљавају смањене димензије у односу на негативни стример, јер мање електрично поље захтева дужи пут слободног електрона да би достигао енергију довољну да створи нови електронско-јонски пар, што резултира већим димензијама негативног стримера [19,23,25]. Из свега наведеног, јасно је да је формирање и одржавање негативних стримера знатно теже. Такође, примене стримерских пражњења се углавном заснивају на позитивним стримерима, што је добрим делом последица претходне чињенице. Због тога и због саме теме овог рада, у даљем тексту ћемо се фокусирати само на позитивне стримере.

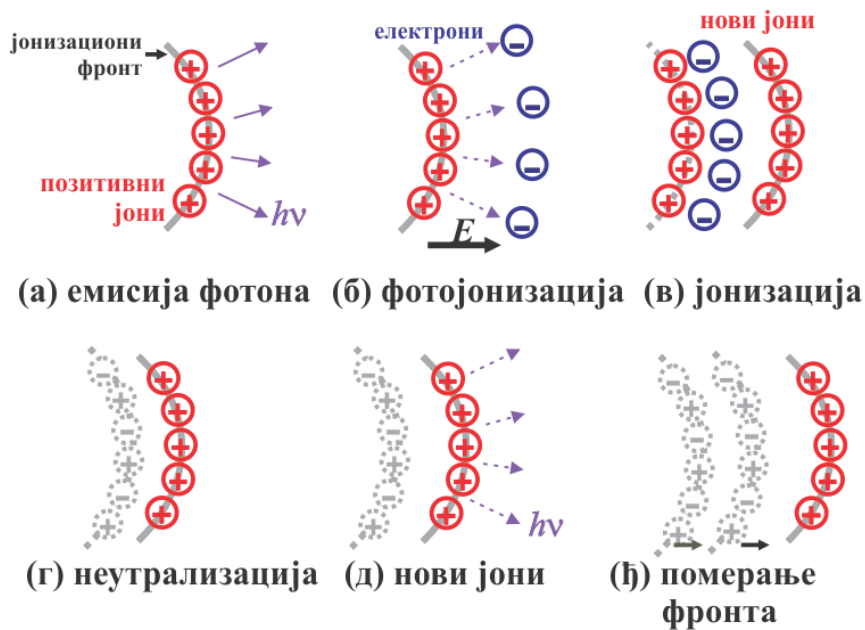


**Слика 1.3:** Упростићен модел позитивног стримера [13,25]. (а) Приказ попречног пресека стримера који пропaгира у екстерном електричном пољу.  $L_s$  је дебелина главе стримера, док је  $r$  полупречник стримера. (б) Приказ просторне расподеле електричног поља стримера  $E$ , електронске концентрације  $n_e$  и просторног наелектрисања  $\rho = n_+ - n_e$ .

Слика 1.3 је скица тренутног и општеприхваћеног схватања механизма настанка и пропaгације позитивног стримера. Динамика стримера је доминантно контролисана од стране региона са јаким електричним пољем на врху стримера, односно главом стримера. Глава стримера, Слика 1.3 (а), се састоји од позитивног просторног наелектрисања високе концентрације, чији профил и релативну позицију приказује Слика 1.3 (б). Просторно наелектрисање је извор јаког електричног поља испред стримера због чега долази до интензивне јонизације електронима и повећања

електронске концентрације од амбијенталне вредности до сатурационог нивоа иза главе стримера, односно у каналу стримера.

Детаљан опис пропагације позитивног стримера по фазама дали су Досон и Вин (Dawson and Winn), успостављањем своје фотојонизационе теорије [27,28]. Они су постулирали да врх стримера пропагира кроз област са малим спољашњим електричним пољем захваљујући фотојонизацији. Врх тј. глава стримера се састоји од позитивних јона који емитују фотоне са енергијама довољним да јонизују гас непосредно испред главе стримера. Јако електрично поље између новонасталих фотоелектрона и позитивног просторног наелектрисања главе стримера покреће електронску лавину. Уколико се у лавини произведе довољно електрона врх стримера ће бити комплетно неутралисан, што резултира формирањем новог региона састављеног од позитивних јона тј. позитивног просторног наелектрисања мало испред претходног, сада квазинеутралног репа, односно канала. Слика 1.4 приказује фазе у пропагацији стримера.



Слика 1.4: Илустрација Досонове фотојонизационе теорије. (а) Позитивно наелектрисана глава стримера емитује фотоне. (б) Нови електрони настали фотојонизацијом и позитивно просторно наелектрисање успостављају јако електрично поље. (в) Фотоелектрони дрифтују према глави стримера и за собом остављају позитивне јоне који ће формирати нову главу стримера. (г) Комплетна неутрализација позитивно наелектрисаног региона. (д) Емисија фотона из нове главе стримера. (е) Приказ напредовања јонизационог фронта.

Важно је рећи да Досонова теорија претпоставља комплетну неутрализацију позитивних јона електронима који су настали фотојонизацијом. Понављањем процеса



фотојонизације и неутрализације, глава стримера нестаје и настаје мало испред претходног положаја.

Што се теоријског описа и моделовања стримера тиче најчешће се користе флуидни модели базирани на реакционо-дрифт-дифузионим једначинама за различите честице у плазми [19,27,29–33]. Ови модели укључују и једначину за електрично поље чије решење је усаглашено са једначинама за концентрацију честица. Детаљан опис стримера могућ је једино нумеричким решавањем поменутог система једначина за сваки положај у неком тренутку.

Једначине континуитета за електроне и јоне дате су следећим изразима:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e &= v_i n_e - \beta n_e n_+ & \Gamma_e &= -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \Gamma_+ &= v_i n_e - \beta n_e n_+ & \Gamma_+ &= -n_+ \mu_+ \mathbf{E} - D_+ \nabla n_+. \end{aligned} \quad (1.10)$$

$\Gamma_e$  и  $\Gamma_+$  представљају флуксеве електрона и јона, док су  $D_e$  и  $D_+$  њихови дифузиони коефицијенти [13]. Флуксеви су дрифтне и дифузионе природе. Јонизациона фреквенција, мобилности и дифузиони коефицијенти зависе од редукованог електричног поља и могу се добити из Bolsig+ кода [11].

Једначине (1.10) се морају допунити следећим изразима за електрично поље:

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e) \quad (1.11)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad \Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.12)$$

при чему је  $\rho$  густина просторног наелектрисања,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F/m диелектрична пропустљивост вакуума, док је  $\varphi$  електрични потенцијал [13]. Једначина (1.12) је позната као Поасонова једначина.

Уколико главу стримера посматрамо као јонизациони талас, можемо да упростимо математички опис на следећи начин. Јонизација, дрифт електрона, формирање просторног наелектрисања и успостављање јаког електричног поља представљају доминантне процесе у јонизационом таласу који је описан једначинама (1.10) и (1.11). Дифузију и дрифт јона можемо занемарити јер су јако спори у односу на дрифт електрона. Имајући у виду аксијалну симетрију, Слика 1.3, овај проблем пропагације стримера је дводимензионалан и још увек математички захтеван. Даље упрошћавање подразумева прелазак на једнодимензионални модел који не нарушава

квалитативну слику, већ само уноси квантитативну грешку. У том случају, при рачунању расподеле електричног поља се узима да глава стримера има сферан облик. Радијално поље у цилиндричном каналу стримера, који прати главу стримера, је много мање од оног у самој глави. У супротном, јонизациони фронт не би напредовао само напред, већ би долазило до експанзије стримера у радијалном правцу, што није експериментално утврђено.

За сферну главу стримера и сферни простор испред јонизационог фронта, једначина (1.11) добија следећу форму:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e) \quad \frac{dE}{dr} = \frac{e(n_+ - n_e)}{\epsilon_0} - \frac{2E}{r}. \quad (1.13)$$

Електрично поље има максималну вредност,  $E = E_m$ , на растојању  $r_m$  од центра сфере, и ту је  $\frac{dE}{dr} = 0$ . Имајући ово у виду и то да на растојању  $r_m$  густина просторног наелектрисања износи  $\rho = e(n_+ - n_e)_m$ , следи да се максимално електрично поље на овом месту може проценити као:

$$E_m \approx \frac{e(n_+ - n_e)_m r_m}{2\epsilon_0}. \quad (1.14)$$

Полупречник  $r_m$ , на којем је јачина електричног поља максимална, се узима као ефективни полупречник главе стримера [13]. За растојања  $r > r_m$ , степен јонизације и запреминско наелектрисање постају мали. Јачина електричног поља опада са квадратом растојања [13]:

$$E \approx E_m \left( \frac{r_m}{r} \right)^2. \quad (1.15)$$

У прорачуну аксијалних расподела  $E$ ,  $n_e$  и  $(n_+ - n_e)$ , занемарићемо кретање електрона у попречном правцу и користићемо једначине (1.10). Дистрибуционе криве, Слика 1.3 (б), напредују дуж правца простирања стримера брзином  $v_s$ . Код овако дефинисаног јонизационог таласа, расподеле електричног поља и електронске концентрације остају стабилне у координатном систему који се креће заједно са главом стримера:  $E = E(x - v_s t)$  и  $n_e = n_e(x - v_s t)$ . Ако се занемаре дифузија наелектрисаних честица и дрефт јона, једначине (1.10) постају:

$$-\frac{d}{dx} n_e (v_s + u_e) = v_i n_e \quad -v_s \frac{dn_+}{dx} = v_i n_e, \quad (1.16)$$

при чему је  $u_e = \mu_e E$  дрифтна брзина електрона. Уколико изразе из једначине (1.16) помножимо са  $e$  и међусобно одузmemo добићемо:

$$\frac{d}{dx} [en_e u_e - e(n_+ - n_-)v_s] = 0. \quad (1.17)$$

Израз (1.17) представља једначину континуитета [13]. Уколико ову једначину интегралимо и претпоставимо да испред главе стримера не постоје слободни електрони или позитивно просторно наелектрисање, па интеграциона константа која је једнака укупној густини струје постане нула, добићемо:

$$j_t = en_e u_e - e(n_+ - n_-)v_s = 0 \quad (n_+ - n_-)v_s = n_e u_e. \quad (1.18)$$

У даљој анализи ослонићемо се на чињеницу да је густина наелектрисања унутар сфере полупречника  $r_m$  много већа него изван ње. Поред тога, једноставности ради, јонизациона фреквенција, која директно зависи од електричног поља, може бити представљена степеном функцијом:

$$v_i = v_m \left( \frac{E}{E_m} \right)^k. \quad (1.19)$$

За такозване јаке јонизационе таласе, где је брзина стримера много већа од брзине дрифта електрона,  $v_s \gg u_{em} \equiv v_e(E_m)$ , интеграљењем првог израза у (1.16) у границама интеграције од  $r_0$  са  $n = n_0$ , до површине главе стримера  $r_m$  са  $n_e(r_m) \equiv n_m$ , могу се добити следећи изрази:

$$\ln \frac{n_m}{n_0} \approx \int_{r_m}^{r_0} \frac{v_i}{v_s} dr = \frac{v_m r_m}{(2k-1)v_s} \quad (1.20)$$

$$v_s \approx \frac{v_m r_m}{(2k-1) \ln(n_m/n_0)}. \quad (1.21)$$

Са друге стране, једначине (1.18) и (1.14), као и израз за брзину дрифта  $u_e = \mu_e E$  дају следећу једнакост:

$$v_s = \frac{e\mu_e n_m r_m}{2\varepsilon_0}. \quad (1.22)$$

Изједначавањем последње две једначине може се добити електронска концентрација на површини главе стримера, у близини њене осе:

$$n_m = \frac{2\varepsilon_0 v_m}{(2k-1)e\mu_e \ln(n_m/n_0)} \quad (1.23)$$

Концентрација електрона на површини главе стримера, тј. на површини фронта јонизационог таласа,  $n_m$ , превазилази за неколико редова величине почетну концентрацију електрона  $n_0$ , која су настали фотојонизацијом. Међутим концентрација  $n_m$ , која је последица вишеструке мултипликације електрона, није и последња генерација електронске лавине [13,33]. Неколико последњих генерација електронске лавине одвија се у самој глави стримера, што даје концентрацију електрона који остају иза јонизационог фронта у каналу стримера,  $n_c$ , за ред величине већу од концентрације у самој глави. Уз неколико оправданих апроксимација, могуће је прорачунати концентрацију  $n_c$  са одређеном тачношћу. Потребно је занемарити закривљеност јонизационог фронта и сматрати га равним, што је оправдано знајући да је дебљина главе стримера, тј. јонизационог фронта,  $L_s$ , мала у односу на њен радијус  $r_m$ . Према томе, из једначина (1.13) и (1.18), иза главе стримера важи:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0} = \frac{e\mu_e E n_e}{\epsilon_0 v_s}. \quad (1.24)$$

Када се претходна једначина подели са првим делом једначине (1.16), без брзине дрифта добије се израз:

$$-\frac{dE}{dn_e} = \frac{e\mu_e E}{\epsilon_0 v_i} \quad (1.25)$$

Уврштавањем релације (1.19) претходни израз постаје:  $-E^{k-1} dE = \frac{e\mu_e E_m^k}{\epsilon_0 v_m} dn_e$ .

Интеграљењем ове једначине преко целе дебљине главе стримера, од њене површине где су  $E = E_m$  и  $n_e = n_m$ , до региона иза, тј. почетка канала где су  $E \approx 0$  и  $n_e = n_c$ , добија се концентрација електрона у каналу стримера:

$$n_c = n_m + \frac{v_m \epsilon_0}{k e \mu_e} \approx \frac{v_m \epsilon_0}{k e \mu_e} = \frac{\epsilon_0}{k e} \alpha_m E_m. \quad (1.26)$$

Претпоставка да је  $n_c \gg n_m$  је оправдана јер из (1.23) и (1.26) следи да је

$$\frac{n_c - n_m}{n_m} \approx \ln \left( \frac{n_m}{n_0} \right) \gg 1.$$

Веза између брзине стримера и концентрације електрона у плазми, тј. каналу стримера може се добити из једначина (1.22) и (1.26):

$$v_s = \frac{e\mu_e n_c r_m}{2\epsilon_0 \ln(n_m/n_0)}. \quad (1.27)$$

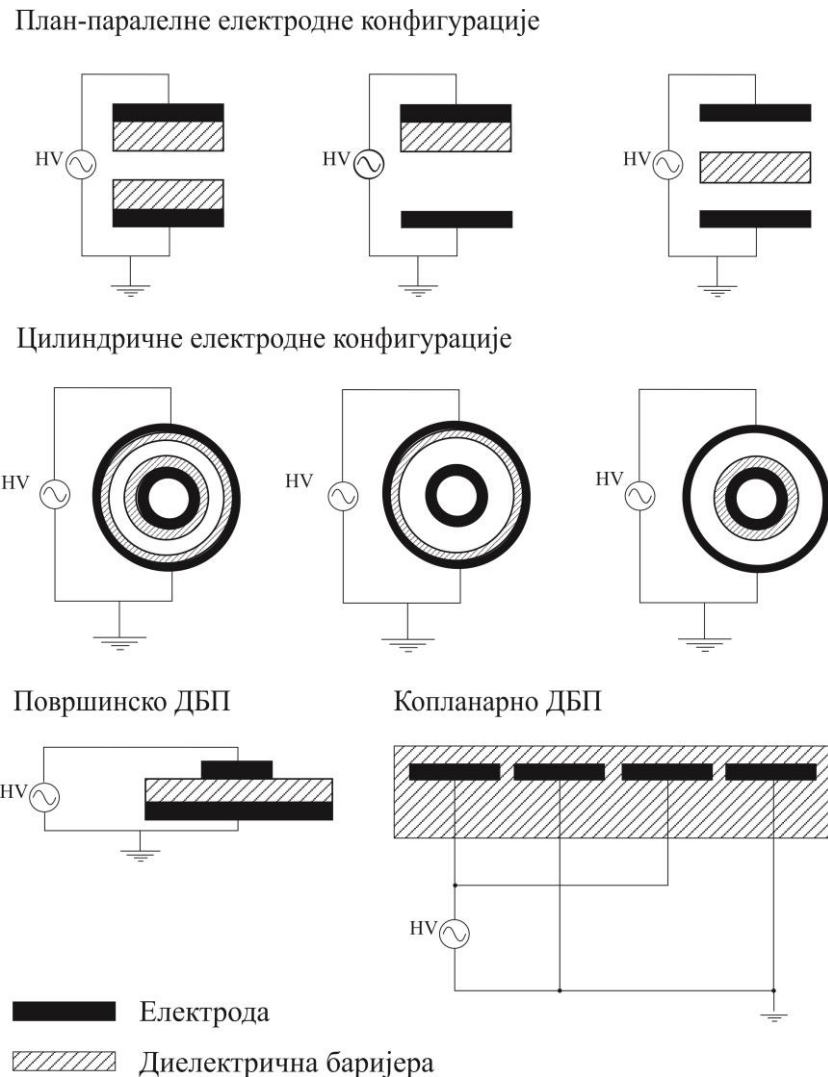
Добијене једнакости у анализи која је претходила омогућавају нам да стекнемо осећај о редовима величине неких параметара који се односе на стример и њиховој међусобној вези. Из релације (1.26) се види да концентрација електрона у каналу директно зависи од максималног електричног поља у глави стримера, што је потврђено и у другим прорачунима [26,32,34]. Брзина стримера зависи од параметара који су функција електричног поља ( $\mu_e, n_e$ ), видети формулу (1.27), али и од полупречника главе стримера,  $v_c = f(E_m, r_m)$ , о чему се више информација може пронаћи на другим местима [19].

#### 1.4 Диелектрично баријерно пражњење

Диелектрично баријерно пражњење – ДБП (енг. Dielectric Barrier Discharge - DBD) представља посебан тип неравнотежног пражњења у различитим гасовима, углавном на атмосфереском притиску. Основна конфигурација овог пражњења састоји се од две електроде између којих се налази диелектрик. У складу са тим, напајање овог пражњења, које ради на високим напонима, не може бити једносмерно, већ наизменично или импулсно. Због своје једноставности и веома лаког рескалирања, овај тип гасног пражњења има век и по дугу традицију индустријске примене. Први пут је Сименс (Georg von Siemens) 1857. године конструисао једно пражњење цилиндричне геометрије чија је сврха била озонизација ваздуха [6]. Данас је ово пражњење незамењиво у савременим постројењима за пијаћу воду, где је озон заменио хлор. Резултати раних истраживања овог типа пражњења сублимирани су у неколико публикација [35–37]. Бус (Buss) је 1932. године показао да је пражњење у ваздуху саздано од великог броја филамента и да није хомогено [38]. Тада су први пут снимљене Лихтенбергове слике које приказују отиске појединачних филамената, као и снимци напонског и струјног сигнала осцилоскопом. Данас знамо да ово пражњење, у зависности од електродне конфигурације, напајања и радног гаса, може радити и у филаментарном и у дифузном моду. У зависности од потреба, данас се користе најразличитије конфигурације диелектричног баријерног пражњења. Слика 1.5 показује неке од конфигурација које се најчешће користе.

Спектар услова под којим раде диелектрична баријера пражњења је широк. Међуелектродна растојања се крећу од једног милиметра до неколико центиметара, фреквенција напона иде од 50 Hz до микроталасне области, са амплитудом од неколико

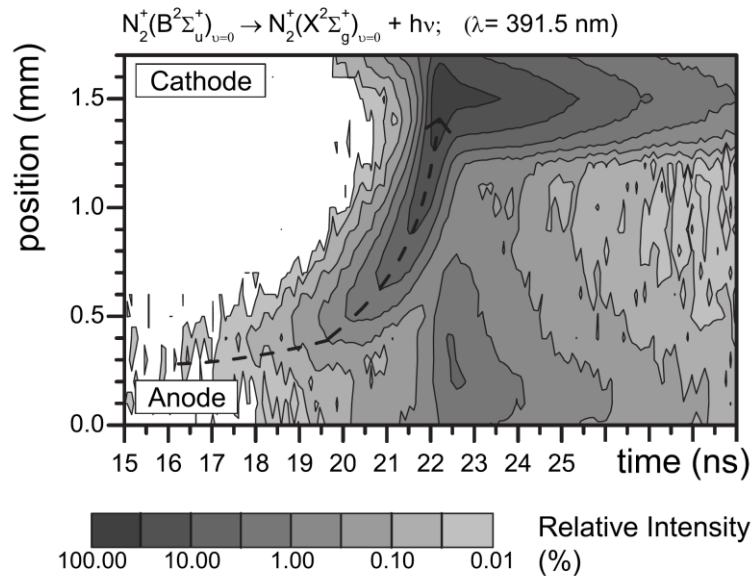
стотина волти до неколико десетина киловолти. Различити радни гасови и притисци одређују услове под којима ће пражњење бити стабилно [39].



**Слика 1.5:** Неке од електродних конфигурација диелектричног баријерног пражњења.

Диелектрично баријерно пражњење се према механизму пробоја може поделити у две групе: пражњења са стримерским и пражњења са Таунзендовим механизмом пробоја. Стримерски пробој доводи до настанка филаментарног пражњења, док Таунзендов тип пробоја за последицу има формирање хомогеног пражњења. Филаментарно ДБП се састоји од великог броја краткоживећих ( $\sim 100$  ns), уских ( $100 \mu\text{m}$ ) микропражњења који су, у принципу, неравномерно просторно и временски распоређени [39]. Овај тип пражњења настаје у ваздуху, мешавинама азота и кисеоника и других гасова са кисеоником, аргону, а истраживан је и у мешавинама хелијума и

азота [40–43]. Велики напредак у истраживању једног микропражњења остварен је коришћењем корелационе спектроскопије која суштински представља једнофотонски бројач (single photon counting method). Овом методом успешно је снимљен комплетан просторно временски развој микропражњења са субнаносекундном резолуцијом [44–47].



**Слика 1.6:** Просторно-временски развој емисије првог негативног система азота снимљеног коришћењем корелационе спектроскопије [45].

Слика 1.6 показује развој емисије првог негативног система азота на таласној дужини од 391,5 nm, при чему је испрекиданом линијом приказана трајекторија јонизационог таласа односно стримера, који представља једну од фаза развоја микропражњења. Посматрана азотова трака сматра се поузданим индикатором високе вредности јачине електричног поља [48–50].

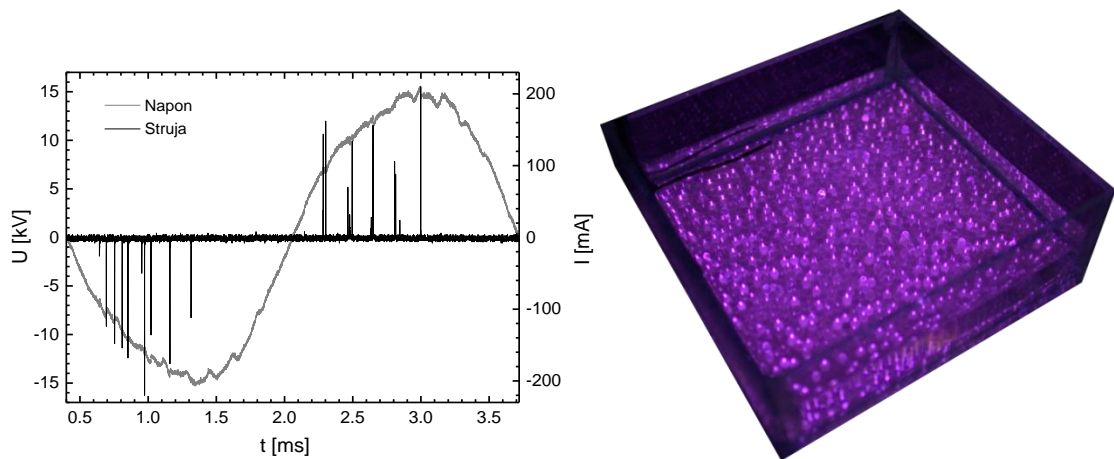
Развој микропражњења се може поделити у неколико фаза:

1. Таунзендова предпробојна фаза, која траје више од 150 ns, одликује се светљењем у близини саме аноде. Светло се јавља на месту претходног микропражњења, где је заостало површинско наелектрисање, што називамо меморијским ефектом. У овој фази је концентрација запреминског наелектрисања занемарљива.
2. Када концентрација запреминског наелектрисања достигне критичну вредност, започиње пропација јонизационог таласа, стримера, према катоди. У овој фази, пречник микропражњења је око 0,3 mm. Током свог пута који траје

неколико наносекунди, јонизациони талас убрзава и достиже максималну брзину од око  $2 \cdot 10^6$  m/s.

3. Трећа фаза почиње када стример досегне катоду. Тада се развијају катодна област и позитиван стуб, због чега овакву појаву још називамо и прелазним тињавим пражњењем [51].
4. Услед нагомилавања површинског наелектрисања на диелектрике долази до смањења аксијалног електричног поља у међуелектродном простору и гашења микропражњења које траје десетак наносекунди.

Слика 1.7 приказује електричне сигнале и фотографију филаментарног пражњења кроз транспарентну електроду.



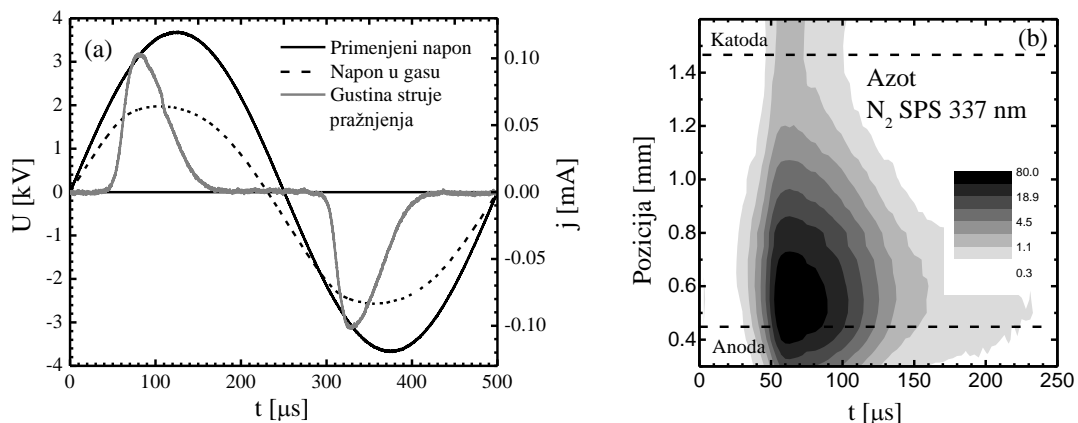
**Слика 1.7:** Струјни и напонски сигнали филаментарног пражњења и поглед на овакво пражњење кроз транспарентну електроду (Снимљено у Лабораторији за Физику и технологију плазме на Физичком факултету).

Поред филаментарног ДБП, постоји и хомогено баријерно пражњење, које се често назива и дифузним. Овом типу пражњења припада свако ДБП које се не састоји из појединачних микропражњења. Хомогена баријерна пражњења се користе за третман површина, nanoшеће танких филмова, стерилизацију и контролу протока гаса [39,48]. За успешно генерисање дифузног пражњења потребан је Таунзендов тип пробоја и довољно спора електронска лавина да не би дошло до преласка у стример [39], према критеријуму датом у једначини (1.9). До Таунзендовог пробоја долази уколико постоји довољан број почетних, слободних електрона. Код ДБП-а, њихов извор је површина диелектрика где су они заробљени у плитким потенцијалним јамама, а ослобађају се услед флукса енергетских врста које пре пробоја досежу до површине диелектрика [39,52–54]. Овај феномен који називамо меморијским



ефектом је од суштинске важности за рад ДБП-а, и састоји се од меморијског ефекта на површинама диелектрика и меморијског ефекта у запремини радног гаса.

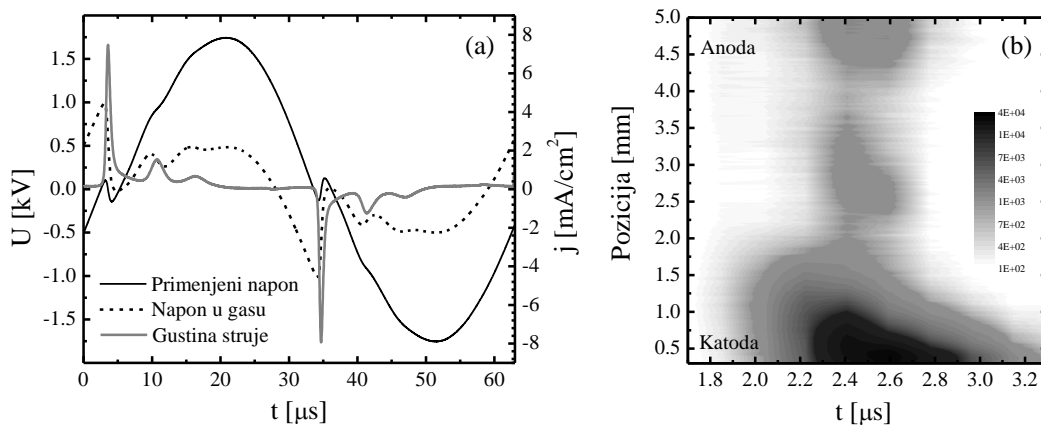
Постоје две врсте хомогеног ДБП-а: Таунзендово диелектрично баријерно пражњење и тињаво диелектрично баријерно пражњење. Таунзендово ДБП, које се у литератури често налази под називом Таунзендово пражњење на атмосферском притиску (atmospheric pressure Townsend discharge - APTD), најчешће се добија у азоту. То је веома слабо пражњење са максимумом емисије зрачења уз аноду, Слика 1.8 (б) [42,54]. Код овог пражњења концентрација просторног наелектрисања је мала и не може да промени расподелу електричног поља у међуелектродном простору која је константна [39,53–56]. То се примећује посматрањем напона у гасу (gas voltage) и струје пражњења (discharge current). Гасни напон нема значајан пад у тренутку максималне струје пражњења и прати сигнал примењеног напона са малим фазним померајем. Такође, Таунзендово ДБП карактерише мала густина струје пражњења ( $\sim 0.1 \text{ mA/cm}^2$ ), са трајањем струјног сигнала од неколико десетина микросекунди, Слика 1.8 (а) [57].



**Слика 1.8:** (а) Примењени напон, напон у гасу и густина струје пражњења у ДБП-у у азоту. (б) Просторно-временски развој емисије другог позитивног система азота у ДБП-у [57].

За разлику од Таунзендовог ДБП-а, тињаво ДБП, односно тињаво пражњење на атмосферском притиску (atmospheric pressure glow discharge - APGD), које се најчешће виђа у хелијуму, је много интензивније, са карактеристичним максимумом емисије ближе катоди. У већини случајева код тињавог ДБП-а струјни сигнал има вредност најмање десет пута већу него код Таунзендовог ДБП-а, при чему је његово трајање за ред величине краће. Нагли пад гасног напона у тренутку максималне струје пражњења имплицира формирање слоја просторног наелектрисања у прикатодном простору и катодног пада као код тињавих пражњења на ниском притиску [4]. Постојање катодног пада код тињавог ДБП-а са дужином око једног милиметра предвиђено је бројним

моделима [53,58,59] и потврђено мерењима [60–62]. Електронска концентрација у оваквом пражњењу је за три реда величине већа него у Таунзендовом ДБП-у, и реда је  $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  [39,63]. Уколико је међуелектродно растојање довољно велико, код тињавог ДБП-а може доћи до развоја области са неутралном плазмом, односно позитивног стуба, чије постојање није неопходно за одржање пражњења [3,4,42]. Слика 1.9 (а), приказује типична електрична својства тињавог ДБП-а оствареног у хелијуму [62]. Други део ове слике приказује развој једне од најинтензивнијих хелијумових линија у оваквом пражњењу, He I ( $2^1P-3^1D$ ) на таласној дужини од 667.8 nm. Као што је раније наведено, а ова слика то потврђује, максимум емисије налази се уз катоду, док је приметан и развој позитивног светлећег стуба, што омогућава довољно велики међуелектродни простор од 4.8 mm.



**Слика 1.9:** (а) Примењени напон, напон у гасу и густина струје пражњења у ДБП-у у хелијуму. (б) Просторно-временски развој емисије линије He I ( $2^1P-3^1D$ ) на 667.8 nm у ДБП-у [62].

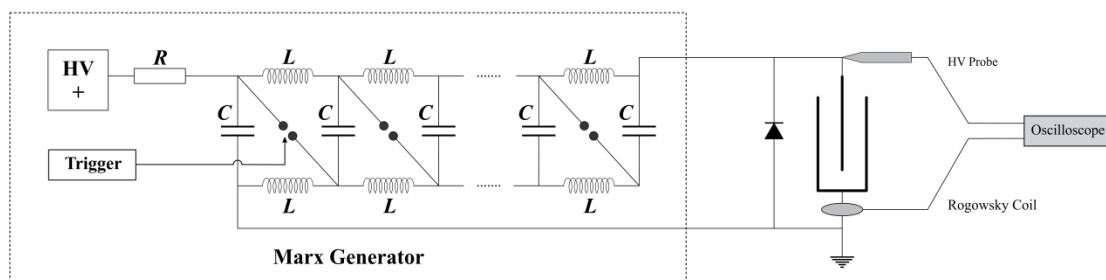
## 1.5 Импулсна корона

Импулсна корона представља, поред ДБП-а, важно пражњење са становишта примене у индустрији. За то су је кандидовали робустан електродни систем, могућност рескалирања на било које капацитете и рад на атмосферском притиску. Ово пражњење има електродну конфигурацију обичног корона пражњења, које је више од једног века у употреби у електростатичким таложницима. Корона се може остварити у сваком електродном систему у коме високонапонска електрода има занемарљиве димензије у односу на међуелектродно растојање [64,65]. Тада је електрично поље око напајане електроде много веће него у међуелектродном простору, па не долази до варничења. Иако спада у самостална пражњења, за обичну корону не можемо рећи да настаје неким механизмом пробоја, јер током короне не долази до премошћавања

међуелектродног простора, већ је активна само околина електроде под високим напонем. Због тога се за успостављање класичне короне користи термин „иницирање“ короне. Основна примена корона пражњења је у прикупљању честица у електростатичким таложницима, док је због мале активне запремине у комплетном међуелектродном простору неефикасна у иницирању жељених хемијских процеса па није zgodна за ширу примену у плазма технологијама [66]. Дакле, за ефикасан плазма реактор потребно је да цела запремина буде под утицајем пражњења, али без варнице или лука, који су непожељни у оваквим случајевима. Варница и лук су просторно локализовани, код њих се енергија троши на загревање комплетног радног гаса, а не само на убрзавање електрона, па су стога изразито неефикасни у иницирању жељених хемијских процеса, док висока температура може да оштети третирани објекат, али и електроде. Код баријерног пражњења, диелектрици и нагомилавање наелектрисања на њима спречавају појаву варнице и лука. Електродна конфигурација код короне је различита, и подразумева металне електроде без диелектричних слојева са и до два реда величине већим међуелектродним простором него у случају ДБП-а, што је у неким случајевима неопходно за примену. Решење за овај изазов је пронађено у ограниченом трајању струјног импулса, које је субмикросекундног реда величине. Када је импулс довољно кратак, долази до развоја стримера који премошћује међуелектродни простор и испуњава га, али нема преласка стримера у варницу [13,22,67–70]. Стога импулсна корона представља стримерско пражњење чији су пробој и неке особине описани у подпоглављу 1.3.2.

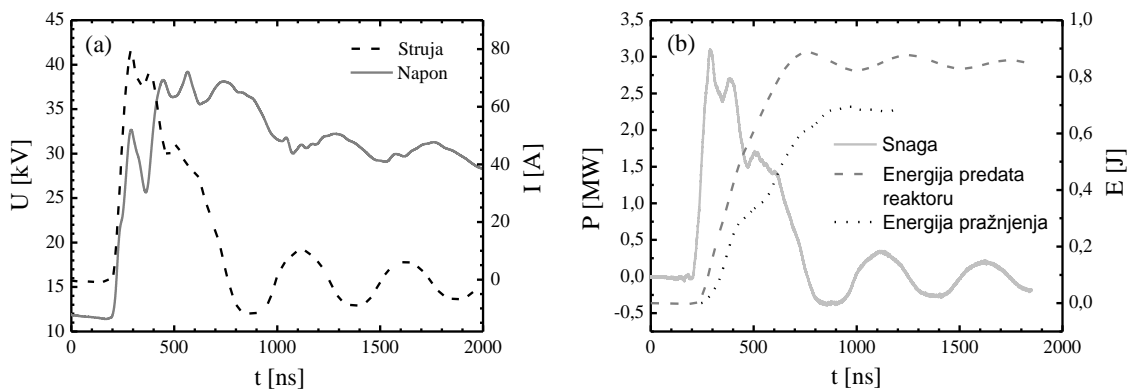
Из претходно наведеног, јасно се намеће закључак да је основни задатак при конструисању стримерског корона пражњења израда поузданог и ефикасног импулсног високонапонског напајања. Импулсна корона захтева напоне од више десетина киловолти, субмикросекундног трајања, са временом раста импулса испод сто наносекунди, и краће. Након тога потребно је извршити усклађивање (*matching*) између напајања и корона реактора [71–74]. Постоји неколико типова напонских извора који се могу користити за генерисање импулсне короне [13]. Најједноставнији начин је да се високонапонски кондензатор испразни кроз електродни систем коришћењем неког брзог прекидача: варничника, тиратрона или тиристора. Овакви извори се у литератури срећу под именом С-напајања (*C-supply*) [75,76]. Други тип представљају TLT-напајања (*transmission line transformer*), код којих се кондензатор пуни преко високонапонског трансформатора, а затим празни помоћу варничника кроз специјално конструисану везу два коаксијална високонапонска кабла, тако да та веза представља

трансформатор са односом трансформације око 4. Овакав трансформатор има два језгра чија је улога да заштите преднапајање од наносекундних импулса и да апсорбују рефлектовану енергију [77,78]. Уместо кондензатора може се користити такозвани вод за формитање импулса - PFL (pulse forming line). PFL је такође конструисан од два коаксијална високонапонска кабла који су паралелно везани. Предност овакве конструкције се састоји у томе што када дође до пражњења каблова настају правоугаони импулси чије је трајање око 5 ns/m, али је амплитуда напона двоструко мања од напона пуњења [79]. Посебан вид напајања су модулатори базирани на компресији помоћу магнетних језгара (magnetic pulse compression - MPC) [80,81]. Обично је то двостепено напајање. У првом степену се налази кондензатор  $C_1$  напајан исправљеним напонем из високонапонског трансформатора. У другом степену  $C_1$  се празни у  $C_2$  помоћу тиристора или тиратрона преко трансформатора са аморфним језгром и малим бројем намотаја примара и секундара са односом 1:5. Након тога магнетни импулс се компресује помоћу магнетног прекидача који је такође изграђен од аморфне легуре гвожђа. Преглед могућих напајања импулсне короне се не сме завршити без помињања индуктивног додавача (inductive adder) [82]. Овакав извор се састоји од неколико импулсних трансформатора, са трансформационим односом 1:1, чији су секундари везани на ред. Примари свих трансформатора повезани су на високонапонски кондензатор преко полупроводничког прекидача. Када се кондензатори истовремено испразне кроз примаре, излазни напон секундара биће једнак збиру свих напона у примарима трансформатора. У пракси, примари и секундари имају само по један намотај што минимизира индуктивност у колу. Ово омогућава брза времена раста импулса (10 ns) и високу репетицију (до реда MHz). Један од најпознатијих импулсних извора који припадају C-напајањима је Марксов генератор. 1923. године Ервин Маркс је патентирао високонапонски извор чија суштина лежи у напајању паралелно везаних кондензатора који се након тога серијски испразне [83].



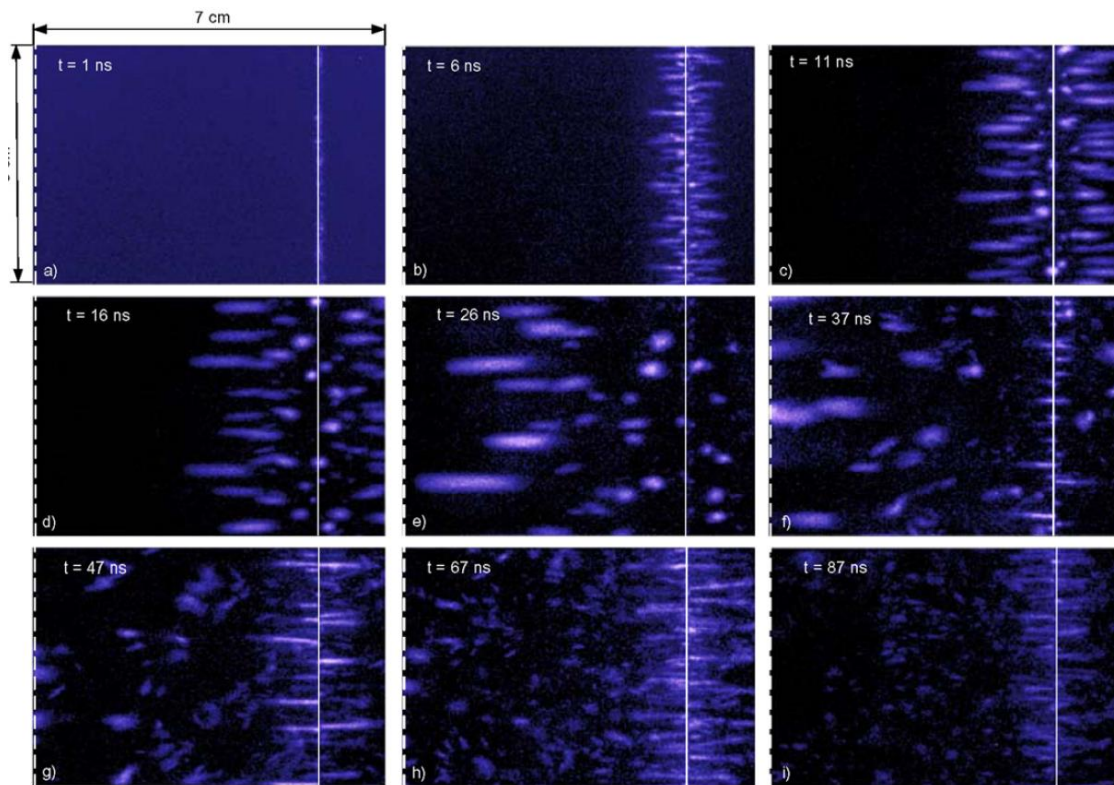
Слика 1.10: Шематски приказ Марксовог генератора са корона реактором [74].

Слика 1.10 приказује шему Марксовог генератора који напаја симболично представљени корона реактор. Слика 1.11 приказује електричне карактеристике, струју напон, снагу и енергију импулсне короне напајане Марксовим генератором. Као што се може видети са те слике, време пораста струјног сигнала је око 40 ns, док је полуширина око 300 ns са амплитудом од око 80 А. Импулсно корона пражњење је садржано из великог броја стримера који појединачно носе струју реда стотина милиампера. Код оваквог пражњења, депонованој енергији импулса од око 1 J, одговара снага од неколико мегавата.



**Слика 1.11:** (а) Напонски и струјни сигнал импулсног корона пражњења. (б) Снага импулсне короне, енергија достављена реактору и енергија самог пражњења, у оквиру једног импулса [74].

Слика 1.12 приказује типичан развој импулсног корона пражњења снимљен за електродну конфигурацију жица раван [79,84]. Снимци су добијени помоћу iCCD камере и снимани су са експозицијом од 5 ns. Ова слика показује да се ради о стримерском пражњењу, и са оваквом експозицијом постаје јасно да је оно што се голим оком може видети приликом посматрања стримерског пражњења, у ствари интегрална слика простирања главе стримера. Ова чињеница ће нам посебно бити значајна када будемо разматрали простирање плазменог метка у нискотемпературном млазу плазме. На сегментима (а)-(f) посматране слике види се развој стримера који за четрдесетак наносекунди премости међуелектродни простор. Тада се јавља ново светљење око високонапонске електроде и почиње пропација светлих структура ка уземљеној електроди. Ове структуре су у литератури познате као секундарни стримери, док се на сегментима (а)-(f) јављају примарни стримери. Наиме, када стример дође до уземљене електроде, односно премости међуелектродни простор, а на високонапонској електроди још постоји висок напон, струја наставља да тече кроз стримерски канал.

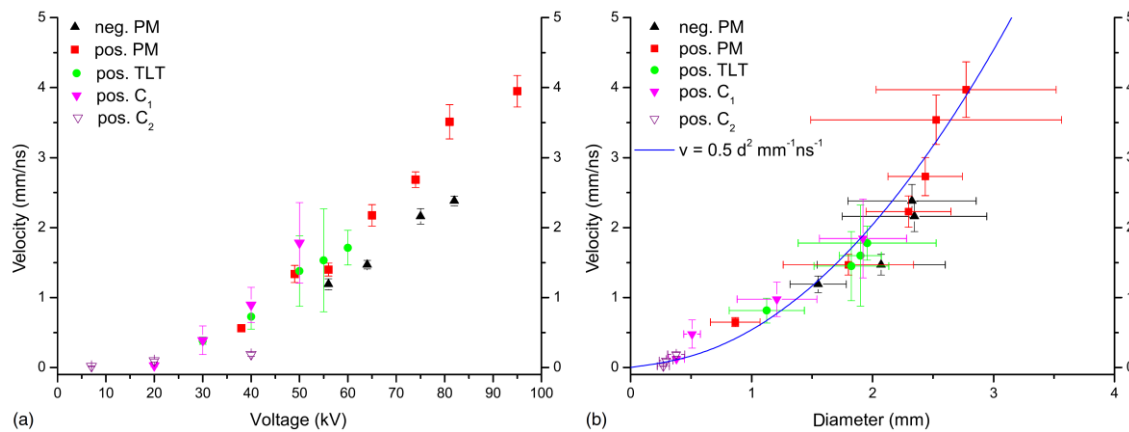


**Слика 1.12:** Временски развој импулсног корона пражњења у геометрији жица раван приликом једног импулса снимљен iCCD камером. Време експозиције једног снимка је 5 ns [79,84].

Према Сигмонду (Sigmond), у моменту када примарни стример досегне уземљену электроду, електрично поље се прерасподељује дуж канала оригиналног стримера брзином реда брзине светлости [85]. Након прерасподеле електричног поља, као резултат нестабилности изазване захватом електрона, формирају се два стабилна редно везана проводна канала унутар остатка канала примарног стримера. У близини активне електроде развија се регион са високим електричним пољем ( $\sim 28$  kV/cm) и простире се до извесне удаљености у зависности од примењеног електричног поља. У његовом продужетку настаје регион са малим електричним пољем ( $\sim 6$  kV/cm) [69]. У области са високим електричним пољем, молекули бивају често ексцитовани у сударима са електронима, па је приликом њихове деексцитације видљив светао траг. Због тога, на снимцима, секундарни стримери могу бити видљиви као реилуминација оригиналног канала примарног стримера, која почиње на високонапонској електроди и простире се до извесне дубине у међуелектродни простор. Уколико секундарни стример премости цео међуелектродни простор, долази до варнице. Текст о примарним и секундарним стримерима важно је завршити Сигмондовим закључком. Феномен секундарног стримера није прави стример, већ последица нестабилности условљена

захватом електрона. Чињеница је да се секундарни стример јавља пре варнице, али он није узрок варнице, већ само секундарни индикатор да ће до ње доћи [85].

Систематска проучавања стримера, нарочито протеклих пар деценија, довели су до великог напретка у познавању овог типа пражњења, нарочито у смислу подршке и потврде различитих модела, али и постављања неких емпиријских законitosti које су ти модели подржали. Спознавању стримера нарочито је допринела група са Универзитета у Ајндховену окупљена око Едија ван Велдхојзена (Eddie van Veldhuizen).

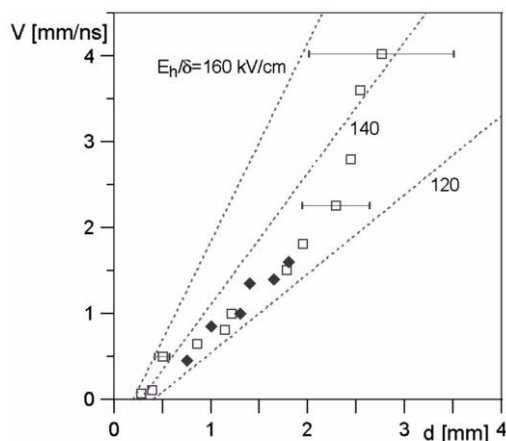


**Слика 1.13:** (а) Брзина позитивних и негативних стримера у ваздуху у функцији напона за различите типове напајања. (б) Брзина у функцији пречника стримера. Експериментални детаљи су дати у Реф. [86].

У анализи спроведеној у подпоглављу 1.3.2, које се бави стримерским пробојем, утврђено је да брзина простирања стримера зависи од електричног поља у глави стримера, али и полупречника стримера, видети једначине (1.26) и (1.27). Слика 1.13 (а) приказује брзине позитивних и негативних стримера добијених коришћењем различитих напајања у зависности од примењеног напона [86]. Као што се и очекује, брзина стримера расте са повећањем примењеног напона, а самим тим и јачине електричног поља у глави стримера. Утврђена је и веза између брзине и пречника стримера, Слика 1.13 (б). Брзина стримера  $v_s$  расте са порастом пречника стримера  $d$  и пропорционална његовом квадрату:

$$v_s = 0,5 d^2 \frac{1}{\text{mm ns}}. \quad (1.28)$$

Са друге стране, теоријским моделовањем је такође добијена веза између брзине и пречника стримера [19]. Ови резултати су комплетирани прорачуном одговарајућег електричног поља у глави стримера, Слика 1.14. Уочава се добро слагање прорачуна и експеримента.



**Слика 1.14:** Средња брзина позитивног стримера у зависности од његовог пречника при нормалним условима [19]. Тачке представљају експерименталне резултате, а испрекидане линије прорачун односа за наведену вредност електричног поља при нормалним условима.

Претходне две слике такође представљају резултате који су од ванредног значаја за проучавање плазменог метка, односно стримера у хелијуму.

## 1.6 Плазмени млазеви (plasma jets)

Плазмени млазеви су извори плазме који су у последњој деценији изазвали највеће интересовање истраживачке заједнице која се бави нискотемпературном плазмом. Демонстрације ради навешћемо податак да је до 1990. године објављиван у просеку 31 научни рад годишње који се бавио овим пражњењима. Након тога је кренуо нагли раст који је у протеклих двадесет година био 35-50% на петогодишњем нивоу, што је довело до објављивања 1658 радова у 2011. години, односно преко 20000 чланака за две деценије [87].

Плазмени млазеви се углавном могу произвести продувавањем племенитих гасова кроз пражњење изазвано применом наизменичног или импулсног напона. Могућност употребе оваквих уређаја у лечењу ширег спектра обољења са акцентом на стерилизацију рана и коагулацију крви, покренула је нову мултидисциплинарну област – плазма медицину [88]. Плазмени млазеви нису једина пражњења која се могу користити у медицинске сврхе, али њихова геометрија омогућава приступ најразличитијим објектима. Плазмене млазове не ограничавају неравне површине, а могу се користити и ендоскопски. Ренесанса у истраживању примене неравнотежне плазме у биомедицини започела је 2002. године публикацијом Еве Стофелс (Eva Stoffels) [89]. Иако то није био почетак овакве примене неравнотежних пражњења, сматра се прекретницом. Са тачке гледишта фундаменталних истраживања, револуција у истраживању плазмених млазева догодила се након открића да они не представљају



континуално пражњење, већ се састоје од дискретних светлећих формација које се емитују у сваком полупериоду напајања. Ове формације назване су плазменим метковима (plasma bullets), а открили су их Тешке (Teschke) и сарадници 2005. године [90]. Данас скоро сваки научни чланак који се бави плазменим млазевима и метковима ову референцу од две стране наводи као премису истраживања којим се баве.

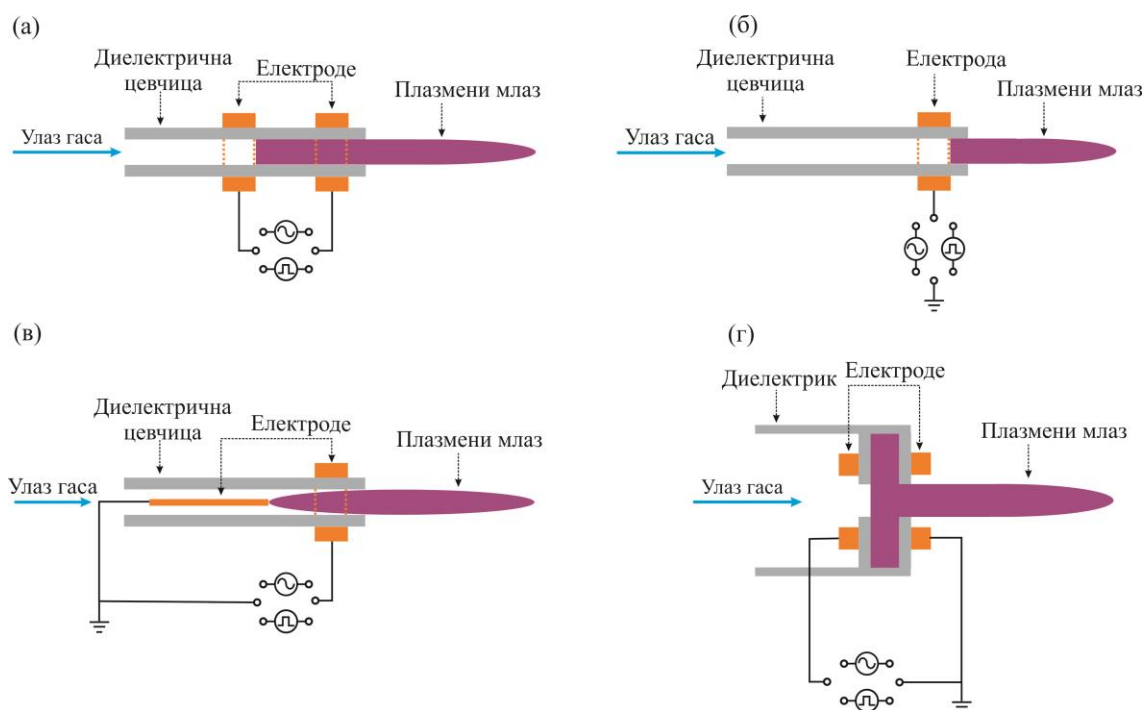
Након уводних речи које укратко објашњавају мотивацију бављења плазменим млазевима, кроз неколико подпоглавља биће представљени начини добијана плазмених млазева прегледом електродних конфигурација и начина напајања, главних особина плазмених млазева и утицаја различитих параметара на те особине, а биће описане и досадашње примене ових пражњења. Ова увертира у представљање и разумевање резултата истраживања које доноси ова дисертација, биће испраћена и прегледом литературе на које се ово истраживање ослања.

### **1.6.1 Конструкције извора плазмених млазева**

Постоји велики број варијација конструкција нискотемпературних плазмених млазева [91]. Различите електродне конфигурације, начини напајања и радни гас доводе до великог броја могућих комбинација које је скоро немогуће побројати. Један покушај класификације плазмених млазева дат је у Реф. [92], где се према електродном систему уводи подела на четири категорије: плазмене млазеве са електродама без диелектрика (dielectric-free electrode jets - DFE), млазеве на бази ДБП-а, млазеве налик ДБП-у (DBD-like plasma jets) и моноелектродне (single electrode - SE) плазмене млазеве.

DFE плазмени млазеви имају конструкцију са аксијалном симетријом, и састоје се од две цилиндричне металне електроде које су напајане радиофреквентним напоном са амплитудом од неколико стотина волти [93,94]. Овакви уређаји имају снагу од неколико десетина до неколико стотина вати, па је за њихов нормалан рад потребно водено хлађење. Велика снага пражњења је узрок високе температуре у плазменом млазу (до 300° C), па су примене оваквих млазева ограничене на третман материјала отпорних на високе температуре. Радни гас код оваквих пражњења је углавном ваздух или азот. Како се напаја релативно ниским напоном и како је електрично поље нормално на проток гаса, механизми рада овог пражњења нису везани за високо електрично поље, већ само за проток гаса. Емитовано зрачење из DFE плазменог млаза има карактеристичну наранџасту боју, односно потиче од првог позитивног система азота и представља постпражњење [95]. Брзина оваквих млазева једнака је брзини протока гаса [96].

ДБП плазмени млаз обавезно има диелектрик који ограничава струју, а самим тим и снагу и температуру у струји гаса. Ниска температура млаза плазме га квалификује за биомедицинске примене. Овакви уређаји такође имају цилиндричну геометрију, са једном или две електроде прстенастог облика које тесно налажу на диелектричну цевчицу, Слика 1.15 (а) и (б) [90,97]. Постоје плазмени млазеви који уместо једне прстенасте, имају цилиндричну электроду која је постављена на оси диелектричне цевчице, Слика 1.15 (в) [98,99]. Слика 1.15 (г) једну од ређе коришћених конфигурација. Код овог плазменог млаза две прстенасте електроде су причвршћене на спољашње површине два паралелно постављена диелектрична диска са централним отворима пречника 3 mm. Размак између дискова је око 5 mm.



**Слика 1.15:** Шеме најчешћих конфигурација ДБП плазмених млазева.

У пракси се показало да су ДБП плазмени млазеви најпоузданији и најједноставнији за употребу па су две такве конфигурације изабране за истраживање које је представљено у овом раду.

ДБП плазмени млазеви се обично напајају наизменичним високим напонем са фреквенцијом у опсегу од 10 до 100 kHz или микросекундним правоугаоним импулсима. Амплитуда напона је најчешће у опсегу од неколико киловолти до 10 kV. Треба напоменути да постоје овакви уређаји који се напајају напонским сигнаlima чија фреквенција припада радиофреквентној области. Касније ће више бити речи о механизму простирања плазменог млаза, али за разлику од претходне класе ових

уређаја, ДБП плазмени млазеви раде помоћу племенитих гасова, хелијум и аргона, који протичу кроз диелектричну цевчицу брзинама од неколико десетина метара у секунди. Плазмени млаз који овим путем настаје састоји се од плазмених меткова који се крећу брзинама већим од десет километара у секунди и продиру у ваздух неколико центиметара. ДБП плазмени млаз се састоји од два пражњења, диелектричног баријерног пражњења и плазменог млаза.

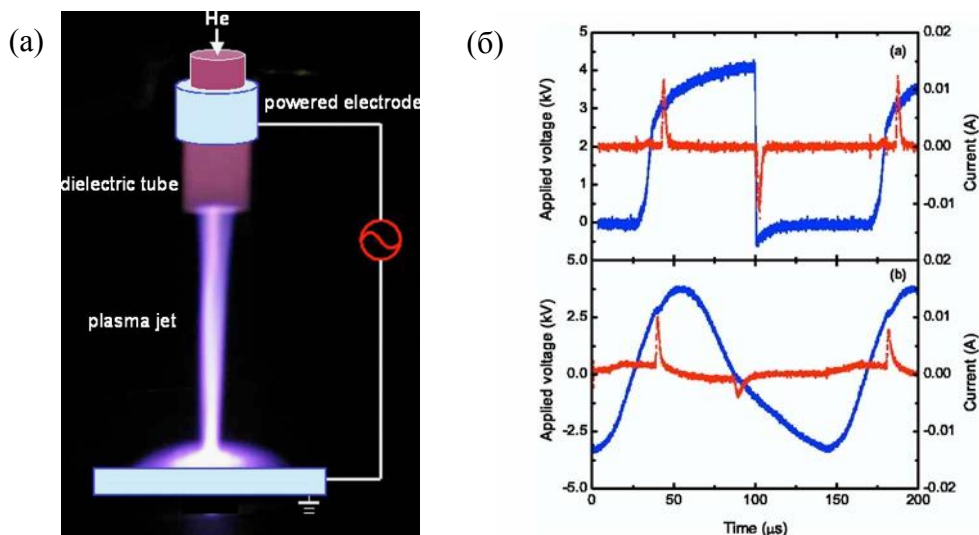
Плазмени млазеви налик ДБП-у имају јако сличну конфигурацију и начин напајања претходној групи млазева, али када код њих дође до контакта са третираним објектом престаје пражњење у међуелектродном простору [100,101].

Као што им сам назив говори, моноелектродни плазмени млазеви имају једну электроду напајану високим напоном. Плазмени млаз се јавља када се уређај принесе третираном објекту. Електрода је цеваста и кроз њу протиче хелијум или аргон, или се налази у изолаторској цеви која служи за вођење струје гаса [102–104]. Напајање овог типа пражњења, поред наизменичног и импулсног, може бити и једносмерни напон. Са употребом конструисаног плазменог млаза треба бити обазрив, јер лако може доћи до варничења и лука између електроде и третираног објекта.

### **1.6.2 Основне карактеристике плазмених млазева**

Постоји велики број референци у којима се могу наћи резултати мерења везани за плазмене млазеве, а који су добијени најразличитијим техникама за дијагностику плазме. Ово поглавље представља сажетак досадашњих кључних сазнања о простирању плазменог млаза који су добијени једноставним електричним мерењима, али и софистицираним методама као што је Томсоново расејање. Незаобилазни резултати моделовања који често предњаче експерименталним закључцима ће такође бити обухваћени. Сви ти подаци биће неопходни за разумевање и евалуацију резултата ове тезе.

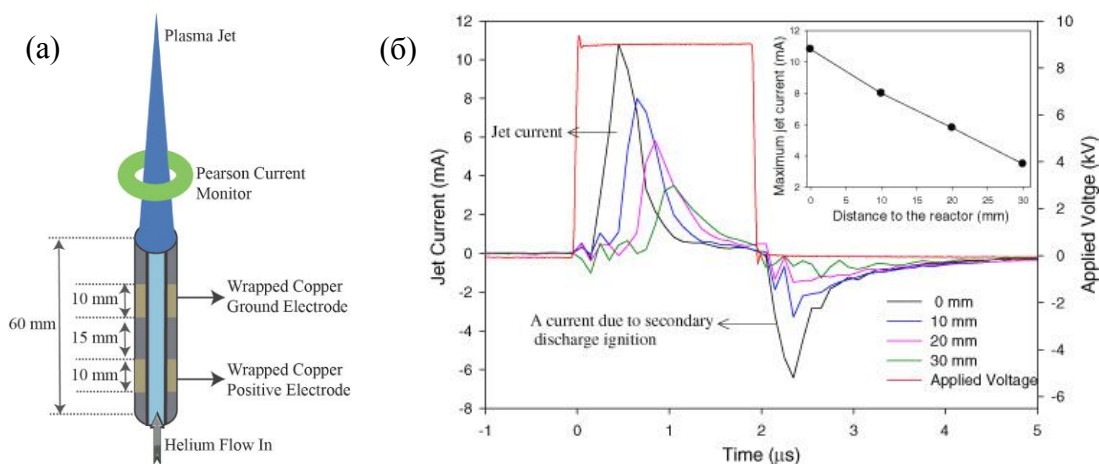
Тешко је приписати резултате и особине које ће бити наведене свим врстама и конфигурацијама плазмених млазева, али акценат ће бити на заједничким особинама утврђеним мерењима и прорачунима, који су везани за најтипичније представнике плазмених млазева. Плазмени меци имају карактеристике које су у великој мери независне од електроодних конфигурација које их емитују, па је претходно поменуто генерализација оправдана.



**Слика 1.16:** (а) Фотографија плазменог млаза у хелијуму са скицом електродне конфигурације. (б) Струја пражњења и напон приказаног плазменог млаза када се напаја импулсима и наизменичним сигналом килохерцне фреквенције [105].

Електричне карактеристике плазмених млазева веома су сличне карактеристикама тињавог ДБП-а, Слика 1.16 [105]. У случају наизменичног сигнала сваки полупериод карактерише један струјни пик, док је код импулса свака узлазна и силазна ивица пропраћена струјним импулсом. Ови струјни импулси се увек појављују на истој временској позицији и имају исте вредности од периода до периода, када пражњење ради у стабилном режиму. Јачине струје код плазмених млазева достижу вредности од неколико милиампера, до неколико десетина, па и више од сто милиампера. Код импулсног напајања струјни пикови су сличних вредности. Међутим, приликом напајања синусним напоном, изражена је разлика између позитивног и негативног полупериода. Позитиван пик је доминантнији и понекад неколико пута израженији од негативног. Ова особина није карактеристична за тињаво ДБП где су сигнали углавном симетрични. Разлог, на први поглед, може бити у асиметрији електродне конфигурације пражњења. Ипак, касније ће бити показано да су механизми пробоја у два полупериода различити међусобно, али и потпуно другачији у односу на тињаво ДБП где се ради о Таунзендовом пробоју. Конфигурација коју представља Слика 1.16 (а) садржи уземљену електроду неколико центиметара од краја цевчице дуж струје гаса, па се може тврдити да се не ради о класичном плазменом млазу. Разлог због којег је за демонстрацију изабрана оваква конфигурација лежи у коначној сврси оваквих уређаја, њиховој примени, јер приликом третмана узорка плазменим млазом, сам узорак представља неку врсту уземљене електроде. Код млазева који немају уземљену електроду постављену као на претходној слици, могуће је раздвојити струју

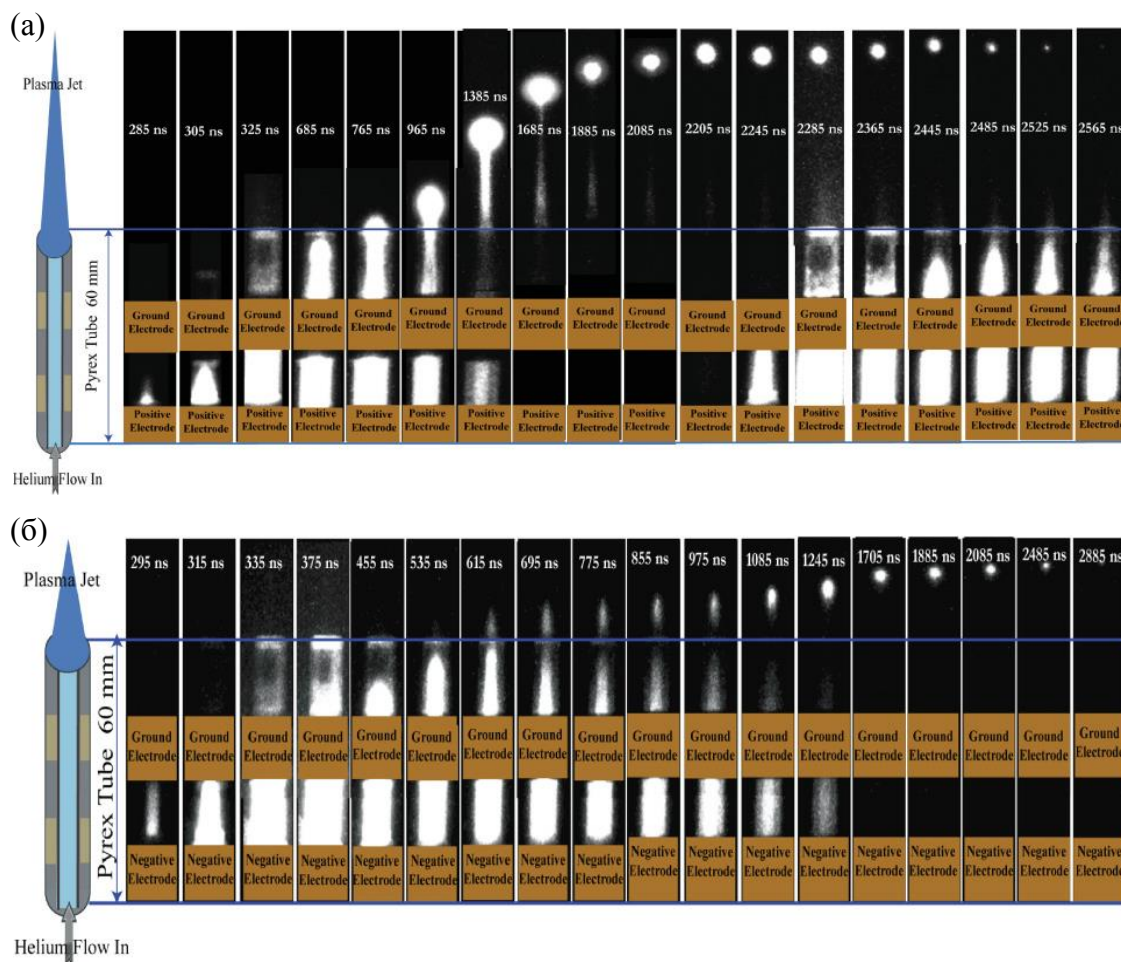
пражњења и струју самог млаза. Струја пражњења се односи на главно пражњење у међуелектродном простору, а струја млаза на струју коју пренесе плазмени метак. Тада се струја млаза мери струјним сондама или калемовима Роговског. Слика 1.17 представља резултате једног таквог мерења. Репродуцибилност струје млаза плазме и добра просторна локализованост коју одређује струја радног гаса који утиче у околни ваздух, омогућавају снимања iCCD камером са великим бројем експозиција јер је емисија оваквих пражњења слаба, Слика 1.18. Приказане iCCD слике показују праву природу плазног млаза.



**Слика 1.17:** (а) Шематски приказ плазног млаза и струјне сонде. (б) Резултати мерења јачине струје у млазу плазме на различитим позицијама дуж тока хелијума и напонски сигнала којим је напајан плазмени млаз. Инсерт у горњем десном углу представља зависност максималне струје плазног млаза у зависности од позиције дуж тока гаса [106]. (Експериментални услови: напон 9 kV, ширина импулса 2  $\mu$ s, фреквенција 5 kHz, проток хелијума 5 l/min.)

Струја плазног млаза је позитивна током раста и на платоу напонског импулса, затим постаје негативна у делу када напон опада. Овакво понашање не може да добије квалитетно тумачење без снимака просторно временског развоја плазног млаза, Слика 1.18. На тој слици се види да са порастом напона почиње да се успоставља пражњење између електрода, након чега долази до емисије светлих формација из диелектричне цевчице. Као што смо претходно навели, а ова слика то најбоље демонстрира, плазмени млазеви се састоје од плазмених меткова, дискретних светлих трагова који пропадају дуж струје гаса са брзинама неколико редова величине већим од брзине тока гаса. Ова слика је први показатељ сличности плазмених меткова са стримерима, Слика 1.12. Разлика је у томе што се стримери у ваздуху појављују просторно-временски стохастично, док су плазмени меткови репродуцибилни временски и увек имају исту путању која је задата током хелијума или аргона. Због

тога се плазмени меткови називају и вођеним јонизационим таласима (guided ionization waves) [107]. За позитиван напон плазмени метки се простиру средњом брзином од пар десетина km/s. Брзина метка није константна већ расте до одређеног момента, затим почиње да опада до тренутка њиховог нестанка, што се види и на снимцима и према резултатима мерења јачине струје која линеарно опада са растојањем од излаза из цевчице, Слика 1.17 (б), инсерт у горњем десном углу.



**Слика 1.18:** (а) iCCD снимци развоја плазменог млаза напајаног позитивним правоугаоним импулсом који приказује Слика 1.17 (б). (б) iCCD снимци развоја плазменог млаза напајаног негативним правоугаоним импулсом [106]. (Експериментални услови: напон  $\pm 9$  kV, ширина импулса  $2 \mu\text{s}$ , фреквенција 5 kHz, проток хелијума 5 l/min.)

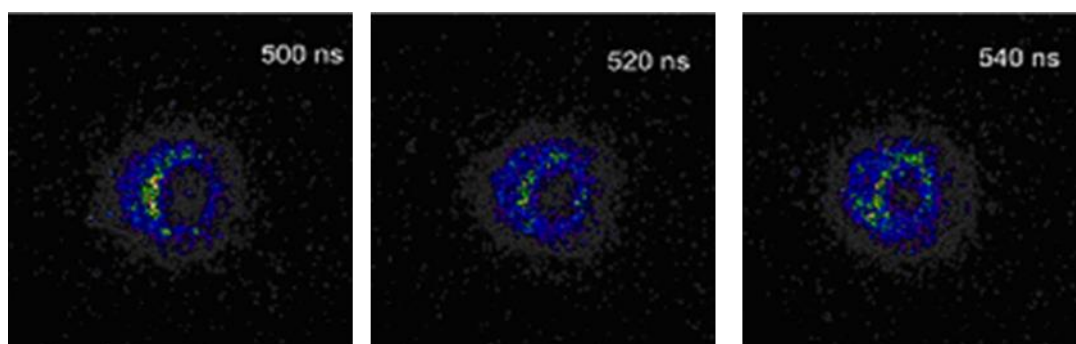
Дакле, позитивна вредност струје млаза одговара смеру електрона супротног току гаса, односно ка диелектричној цевчици. Дрифт електрона супротног смера од правца простирања плазменог метка нови је доказ његове стримерске природе. У случају импулсног напајања плазменог млаза долази до секундарног пражњења неколико стотина наносекунди након пада напона на електродама. Тада се струјном сондом може измерити негативна струја која потиче од убрзавања електрона ка плазменом метку од стране електричног поља које потиче од наелектрисања



нагомиланих са унутрашње стране диелектрика током главног пражњења. Ово пражњење може утицати на саму пропацију плазменог метка што се и види на приложеној слици, Слика 1.18 (а) секвенца од 2245 ns. Ови детаљи не представљају базичне особине плазменог метка и о њима се више информација може наћи у Реф. [106,108].

У случају негативног импулса, може се такође посматрати развој плазменог метка, али са битним разликама од претходног, Слика 1.18 (б). Плазмени метак путује знатно мањом брзином, око 500 m/s за дате експерименталне услове, што показује аналогију са негативним стримерима. Такође и емисија оваквог пражњења је знатно слабија него када се плазмени млаз напаја позитивним импулсима. Као и негативни стример у ваздуху, и плазмени метак који настаје при напајању негативним вредностима напона изазива мању пажњу међу истраживачима, а и у овом раду фокус ће бити на плазменим метковима који су аналогни катодно усмереним стримерима.

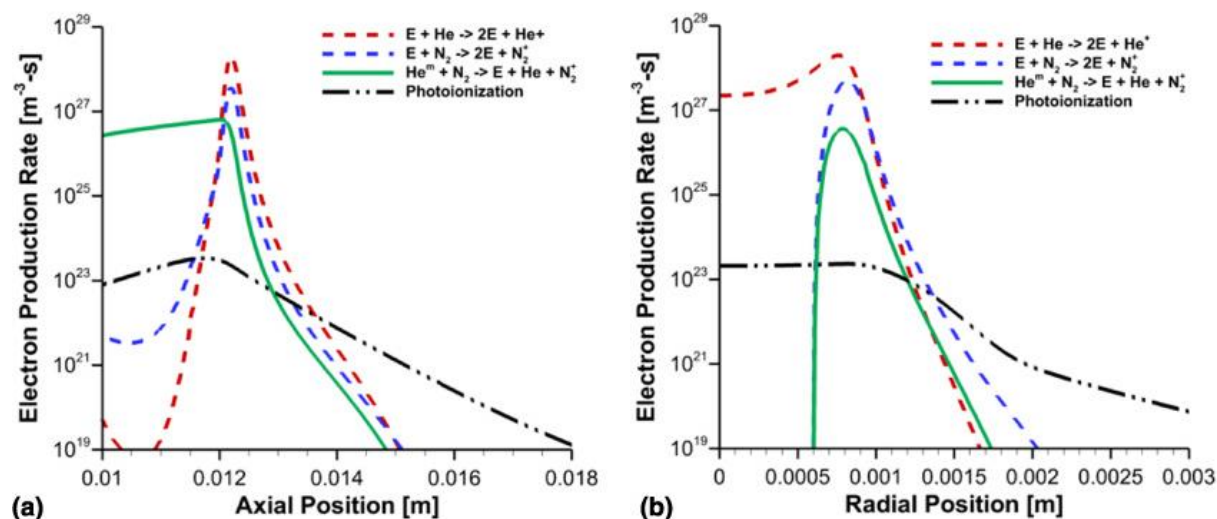
Даља експериментална истраживања показала су да плазмени метак има прстенаст облик (donut shape, ring shape, annular structure) [90,109,110]. Слика 1.19 приказује неке од снимака такве структуре плазменог метка [109]. Компјутерским симулацијама плазменог метка потврђена су ова запажања [111–113]. Симулације показују да радијална позиција са максималном електронском концентрацијом, радијус ануларне структуре, одговара позицији где је удео ваздуха у племенитом гасу око 1%. Радијус опада дуж млаза, тј. z-осе, и тежи нули када се вредност удела ваздуха приближи вредности од 1%. Тада се ануларна структура претвара у сферну структуру, типичну за стримере у униформним срединама.



**Слика 1.19:** iCCD фотографије плазменог метка снимљене са чела у три временске позиције које показују његову прстенасту структуру [109].

Експериментално је утврђено да емисије различитих врста,  $N_2$ ,  $N_2^+$ , He, имају прстенасту структуру [114,115]. Исто је утврђено и за расподелу хелијумовог триплетног метастабилна  $2^3S$  која је мерена применом ласерске апсорпционе

спектроскопије [116]. Ануларна структура расподеле хелијумових метастабилна води до закључка да би за такву структуру могла бити одговорна Пенингова (Penning) јонизација ( $N_2 + He^* \rightarrow N_2^+ + e + He$ ). У том смислу формирану су и експерименти у различитим гасовима који су потврђивали ову теорију [117,118]. Наиме, како полупречник прстена опада са растојањем од излаза из диелектричне цевчице, чини се да је мешање хелијума са околним гасом одговорно за прстенасту структуру. По томе би таква структура исчезла, ако би се у хелијум додао азот. Експеримент из Реф. [117] је потврдио ову претпоставку. Додатно, изведен је експеримент са различитим племенитим гасовима да би се испитао ефекат Пенингове јонизације [118]. За хелијум и неон је утврђено да пробој започиње на местима са већом концентрацијом ваздуха. За разлику од ова два гаса, код криптона је до пробоја долазило на местима са ниском концентрацијом ваздуха. Због тога што је енергија криптонових метастабилних стања 9,9 и 10,6 eV, закључено је да код њега нема довољно енергије за пробој уз помоћ Пенингових процеса, што је случај код хелијума и неона.



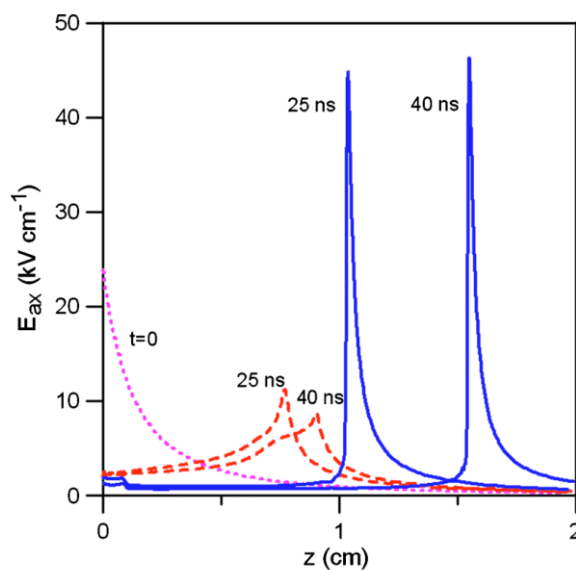
**Слика 1.20:** (а) Аксијалне и (б) радијалне расподеле продукције електрона у различитим јонизационим процесима у моменту када је плазмени метак удаљен око 12 mm од излаза из диелектричне цевчице [113].

Насупрот закључцима донесеним разматрањем резултата експеримената стоје резултати теоријског моделовања [112,113]. Стављајући да је константа реакције за Пенингов процес једнака нули, структура плазменог метка и његово сужавање кретањем дуж  $z$ -осе се не мењају. Тиме је показано да Пенингов процес има слаб ефекат на параметре стримера, благо мењајући максималне вредности концентрација неких врста. Резултати прорачуна недвосмислено показују да су директна јонизација хелијумовог атома и азотовог молекула доминантни у глави стримера, Слика 1.20.



Треба још поменути да су резултати моделовања плазменог метка показали да и електронска концентрација поседује ануларну структуру, са максимумом у областима где је удео ваздуха или азота у хелијуму 1% [26,112]. Овај резултат кореспондира са чињеницом да је Таунзендов јонизациони коефицијент, за дато електрично поље, независан од удела азота или ваздуха у хелијуму, за уделе мање од 1%, и почиње да опада тек са већим процентуалним вредностима. Експериментално је утврђено нестајање ануларне структуре када је проценат азота у хелијуму 1,5% [117].

Постоји неколико студија у којима је моделовано електрично поље у плазменом млазу [26,112,113,119–122]. Утврђено је да је максимално електрично поље код позитивног стримера, тј. плазменог метка, много веће у односу на поље код негативног, Слика 1.21. Међутим, електрично поље у каналу негативног стримера је много веће него у каналу позитивног, што је у потпуној сагласности са разматрањем датим у подпоглављу 1.3.2. Због тога се светљење код негативног стримера/метка може детектовати из целог канала, док код позитивног стримера сија само глава.



**Слика 1.21:** Профили аксијалног електричног поља дуж осе симетрије плазменог млаза у различитим тренуцима за позитивне (пуна плава линија) и негативне (испрекидана црвена линија) поларитете напона. Испрекиданом розе линијом дато је примењено електрично поље у почетном тренутку.

Електронска концентрација и средња енергија електрона тј. електронска температура мерени су у аргоновом и хелијумовом млазу плазме методом Томсоновог расејања [123]. У аргоновом плазменом млазу измерена је максимална концентрација од  $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  и средња енергија електрона од 4,5eV [124]. Код хелијумовог плазменог млаза у близини излаза из диелектричне цевчице измерена је концентрација

од  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  електрона и средња електронска температура од  $2,5 \text{ eV}$ . Што је позиција стримера била даље од цевчице, долазило је до констрикције млаза и раста електронске концентрације до  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  са средњом енергијом електрона од  $0,5 \text{ eV}$  [125].

Претходно наведене карактеристике плазмених млазева и метака одликују типичне представнике оваквих пражњења и наравно трпе квантитативне промене при варирању услова у којима пражњење ради. У следећих неколико редова биће наведени неки од утицаја спољашњих параметара на понашање самог пражњења. Неки од тих параметара су: амплитуда примењеног напона, фреквенција наизменичног или импулсног сигнала, време раста и трајање импулса, поларитет напајања, пречник и диелектрична константа цевчице која се користи, проток гаса, врста радног гаса и врста околног гаса.

Утицај примењеног напона на рад плазмених млазева испитиван је у бројним експериментима [28,108,109,115,116,126–129] и моделима [26,121]. У типичним случајевима утицања племенитог гаса у амбијентални ваздух утврђено је да са порастом напона расте и дужина плазменог млаза, али да долази до сатурације дужине на високим напонима. Треба поменути, да пражњење мења модове свог рада у зависности од примењеног напона. При веома ниским напонима, тик изнад пробојног напона, пражњење је нестабилно и нерепродуцибилно и функционише у такозваном хаотичном моду [28,130]. У неком опсегу напона пражњење је репродуцибилно и карактеришу га по један струјни пик за сваки полупериод напона. При већим напонима оно прелази у такозвани континуални мод рада, када се могу детектовати струја и емисија из пражњења током читавог циклуса [28]. За плазмене меткове који се простиру унутар диелектричних цевчица са константним протоком гаса, брзина пропагације и дужина плазменог млаза монотонно расту са растом амплитуде примењеног напона [131].

Фреквенција примењеног напона има утицај на почетне концентрације различитих активних врста у тренутку новог пробоја. Наиме, после сваког струјног импулса концентрације активних врста, као што су електрони, јони, радикали и метастабилни, експоненцијално опадају са различитом временском константом. Уколико је фреквенција напона довољно висока, заостаће одређене количине неких честица које могу имати утицај на формирање следећег пражњења. Што је време између два импулса краће, концентрације тих врста су веће.

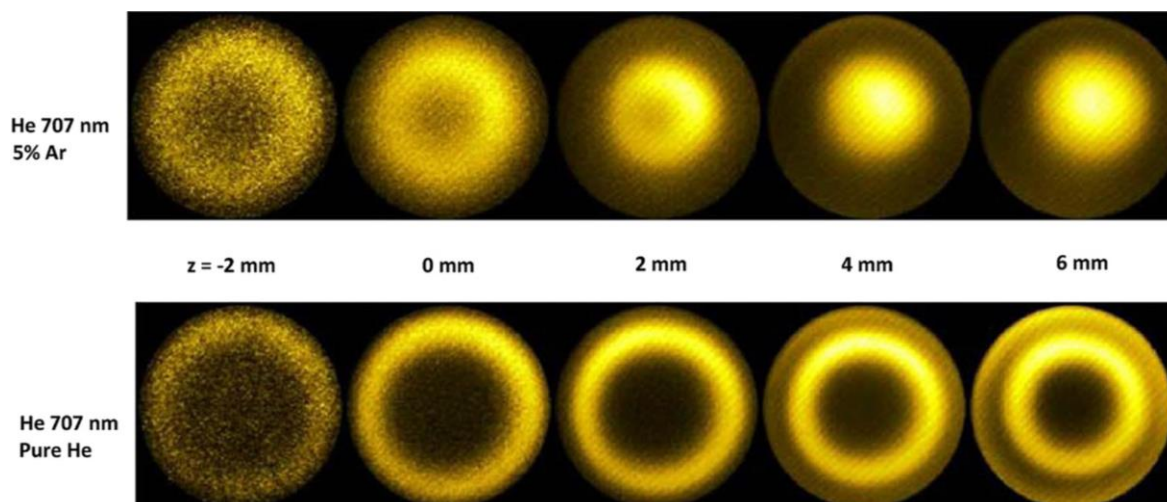
Постоји генерална претпоставка да ће веома кратко време раста напонског сигнала од неколико наносекунди доводити до пробоја на напонима знатно вишим од минималног пробојног напона [107]. Такав напон би довео до убрзавања електрона до виших енергија, а самим тим до повећане јонизације и ексцитације. У прилог овоме говори чињеница да се са скраћивањем времена раста импулса, брзина плазменог метка и његов домет повећавају. То је утврђено у теоријским и експерименталним разматрањима за времена раста од 50 ns и дужа [26,132,133].

Дужина трајања напонског импулса је још један од битних параметара за начин пропагације плазменог метка. За кратке импулсе од неколико стотина наносекунди, повећање трајања импулса резултира повећањем јачине струје и ослобођене снаге [26,108]. За импулсе дуже од 500 ns, повећање дужине импулса не утиче на вредност и облик сигнала јачине струје [134]. Повећање трајања импулса до 1000 ns резултира продужењем плазменог млаза. Ово се повезује са дужим трајањем деловања спољашњег електричног поља које утиче на пропагацију плазменог метка [134]. Даље повећање трајања напонског импулса нема очигледнијег ефекта на понашање плазменог млаза. Утицај поларитета нападања је мање-више раније прокоментарисан.

Код плазмених млазева до пробоја углавном долази унутар диелектричне цевчице, па њене карактеристике утичу на динамику простирања плазменог метка. Уопштено гледано, мањи полупречник цевчице доводи до већих брзина плазменог метка и веће електронске концентрације [135]. При смањењу полупречника цевчице са 0,6 mm на 0,1 mm, брзина плазменог метка на излазу из цевчице порасте за фактор 4, док се при крају повећа за око 1,3 пута [136,137]. Када је полупречник цевчице 2 mm, плазма се формира око граничног слоја хелијума и ваздуха, и тада пражњење подсећа на површински јонизациони талас [138]. Што се диелектричног материјала тиче, експериментално је утврђено врста материјала не утиче на формирање и пропагацију плазменог метка. Експерименти су извођени са боросиликатом, тefлоном, алумином и рилсаном (полиамид) [132]. Насупрот томе, теоријски модел је дао смањење брзине плазменог метка за фактор два ако се диелектрична константа материјала повећа десет пута [136,137].

Проток племенитог гаса утиче на начин његовог мешања са околним гасом, а самим тим и на особине плазменог млаза. Дужина плазменог млаза скоро линеарно расте са протоком, ако је ток радног гаса ламинаран [139]. За турбулентан ток радног гаса, до кога долази при протоцима од неколико десетина литара у минути за типичне пречнике цевчице, дужина плазменог млаза је знатно краћа.

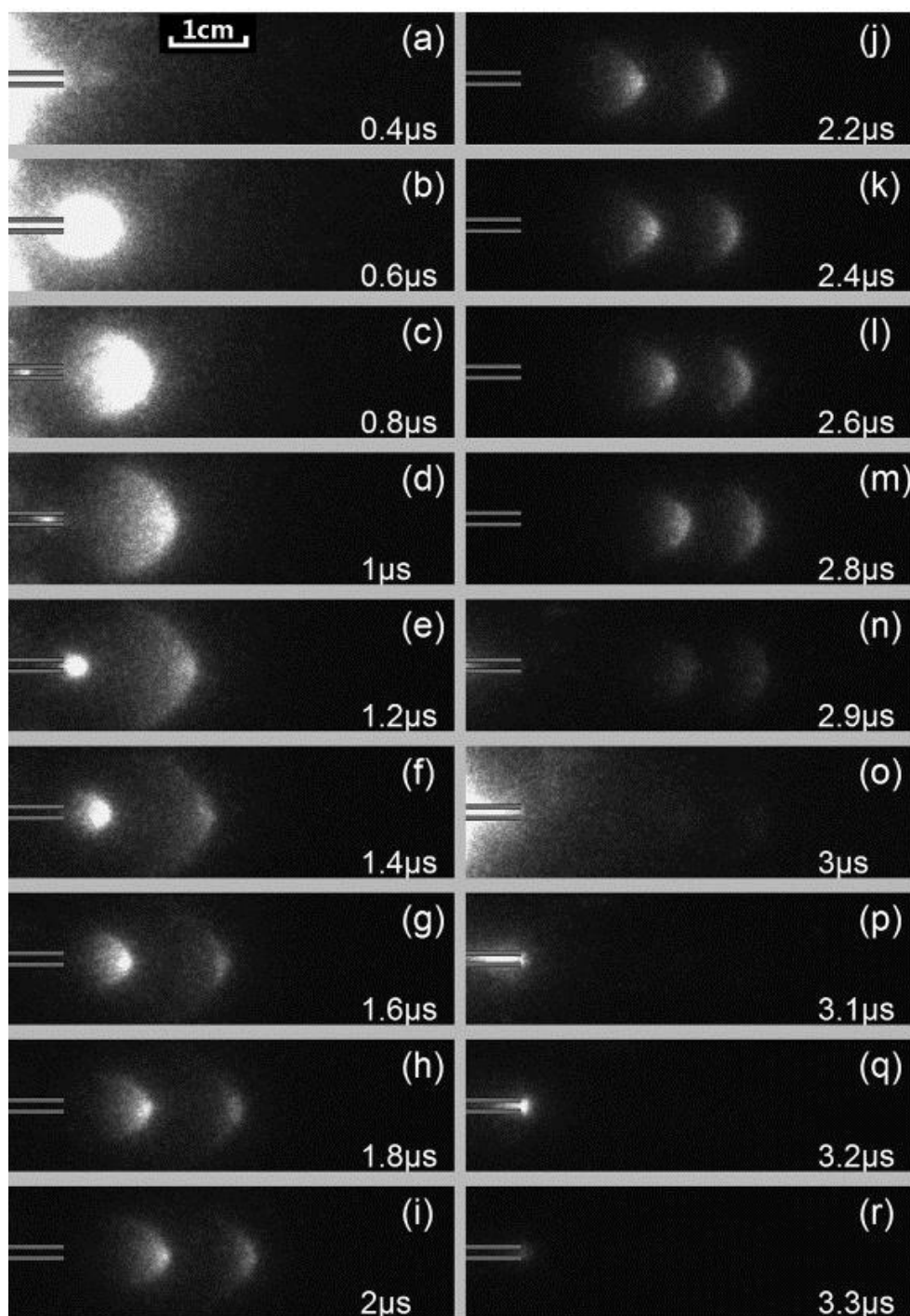
Већина експеримената се изводи са хелијумовим плазменим млазевима, због тога што хелијум омогућава мањи пробојни напон и дужи плазмени млаз. Могући су додаци других гасова у хелијум у мањим процентима. Постоје и експерименти који су рађени са другим гасовима као што су аргон, неон, криптон и њихове мешавине са хелијумом [110,118,128,140–142]. Они су показали да структура и динамика плазменог млаза значајно варирају за различите врсте носећег гаса. Само додатак од 5% аргона хелијуму чини да прстенаста структура плазменог метка нестане, Слика 1.22. Допатак аргона хелијуму не утиче само на структуру метка, већ и на његову брзину [142]. Са додатком аргона, брзина плазменог метка расте до 5% удела аргона када достиже максимум а затим опада. Ово запажање потврђено је и моделом, где се дошло до закључка да на овакво понашање утичу промена Таунзендовог јонизационог коефицијента и дрифта електрона услед промене састава гаса [143].



Слика 1.22: iCCD снимци плазменог метка за чист хелијум и за хелијум са 5% аргона [110].

Дифузија околног гаса у млаз радног гаса утиче на пропацију плазменог метка. Околни гас може бити ваздух, али и било који други гас [110,128,135,144,145]. Примера ради плазмени млаз има копљасти облик када је околни гас ваздух, док се у чистом хелијуму дифузно шири [145,146]. У експерименту у којем су радни гас и околни гас бли састављени од хелијума са 1% додатог азота уочене су следеће чињенице. Постоје услови под којима је могуће у једном импулсу генерисати два или више плазмених меткова, Слика 1.23. Ови услови се углавном односе на дужину трајања напонског импулса [144]. Слика 1.23 показује још једну важну особину овако насталог плазменог метка, која ће бити од нарочитог значаја у дискутовању модела који се презентује у овој тези. Наиме, јасно се види да је пречник меткова по изласку из

цевчице неколико пута већи од самог пречника цевчице, што је изненађујуће и није предвиђено, а ни дискутовано у досадашњим моделима [144]. Модел који се у овој тези представља објашњава овако понашање плазменог метка помоћу вредности Таунзендовог јонизационог коефицијента која диктира минималну дебљину слоја просторног наелектрисања да би се испунио Миков критеријум за прелазак лавине у стример. Детаљан опис модела и резултати биће дати у посебној глави ове тезе.



**Слика 1.23:** iCCD снимци простирања плазменог метка у хелијуму са 1% азота при напајању позитивним импулсом амплитуде 8 kV и трајања 2,8  $\mu\text{s}$  [144].

### 1.6.3 Примене плазмених млазева

Као што је неколико пута поменуто, велико интересовање за изучавање плазмених млазева изазвано је могућностима њихове примене у различите био-медицинске сврхе. У том смеру су и истраживања оваквог пражњења понајвише и одмакла [147–154]. Поред ових примена на које ћемо се мало детаљније осврнути, плазмени млазеви се могу користити и за модификацију и функционализацију различитих површина [155,156].

Плазма медицина је иновативно поље истраживања у развоју које у себи садржи физику плазме, биологију и клиничку медицину [152]. Уопштено, неравнотежна пражњења производе зрачења и врсте чије се концентрације могу контролисати и доzirати. Производња јона и радикала, уз емисију ултраљубичастог зрачења и генерисање високог електричног поља, омогућавају широк спектар терапеутских примена као што су: стерилизација [157,158], третман ћелија канцера [102,159–163], коагулација крви [158,164,165], лечење рана [149,166,167] и стоматологија [168–171].

Директан третман плазмом у циљу стерилизације живог ткива подразумева да то ткиво има улогу једне од активних електрода. Ова чињеница намеће захтев да пражњење буде конструисано тако да искључује било какву могућност озледе третираног ткива или струјног удара. Овај услов је најлакше задовољити ако се користи плазмени млаз [92]. Антимикробна својства плазме базирају се на комплексној интеракцији плазме са бактеријама [172]. У зависности од примењене дозе, ефекти могу бити летални, сублетални, када долази до трајног оштећења бактерија, што зауставља њихов ћелијски циклус и на крају нелетални, када долази само до метаболичних промена код бактерија [157,173–175]. Плазмени млазеви су показали ефикасност у елиминисању Грам-позитивних [176–178] и Грам-негативних бактерија [179–182], спора [183–191] и гљивица [180,192,193]. У интеракцији плазмених млазева са овим микроорганизмима углавном долази до оштећења њихове мембране и рупције.

Преглед резултата примене неравнотежних пражњења, а самим тим и плазмених млазева у лечењу канцера дат је у Реф. [163]. Плазмени млазеви имају предност у односу на друга пражњења јер се могу користити ендоскопски, односно могу се довести директно до жаришта у организму [194]. Неравнотежна пражњења показују високу ефикасност у борби против ћелија тумора, било да се ради о *in vivo* или *in vitro* примени [162]. Третман плазмом у мањим дозама изазива застој у ћелијском циклусу код ћелија тумора, док при средњим дозама долази до апостозе –

програмиране смрти ћелија. На жалост, са дозом се може и претерати, што доводи до некрозе. Сви набројани ефекти се највероватније изазивају посредством реактивних кисеоничних врста које генерише пражњење.

Неравнотежна плазма поспешује природан процес коагулације крви [149,158]. У овом процесу пражњење селективно делује на протеине у крви који везани за процес природне коагулације. У експериментима је утврђено да плазма може да изазове коагулацију нормалне крви и крви која у себи садржи антикоагуланте, при чему брзина коагулације зависи од концентрације антикоагуланата [149].

Зарастање ране након повреде одвија се у три фазе које чине нераскидив ланац [195]. Застој у било којој од ових фаза може довести до трансформације повреде у хроничну рану која се уопште не може излечити.

- 1) *Инфламаторна (запаљенска) фаза:* У овој фази долази до фагоцитирања – одстрањивања бактерија и страних тела из ране. Доминантно умножавање фагоцита и лимфоцита у овој фази има улогу у чишћењу ране, дигестији бактерија и ослобађању протоцелуларних ензима који уништавају страна тела и бактерије.
- 2) *Пролиферативна фаза:* У овој фази доминирају епителизација и стварање грануларног ткива. Епителне ћелије мигрирају у подручје ране из околног неоштећеног епитела. Крвни судови урастају у подручје ране процесом ангиогенезе. Ову фазу карактерише синтеза колагена од стране фибробласта који је кључни елемент зарастања ране. Колагени су одговорни за чврстину ткива.
- 3) *Фаза ремоделовања ткива:* У последњој фази зарастања ране долази до реорганизације везивног ткива. Ћелије чије даље постојање није неопходно и нарушава коначну структуру ткива постепено доживљавају апостозу.

Неравнотежна пражњења помажу зарастање ране на неколико начина [166,167,195–197]. Као што смо видели, плазма изазива коагулацију крви и стерилише. Бактерије су развиле резистенцију на антибиотике, али резистенција на третман неравнотежном плазмом није забележен [195]. Међутим, главни ефекат плазме на зарастање рана односи се на поспешивање умножавања фибробласта, што је утврђено МТТ тестовима (мерење активности митохондрија) [198]. Претходно је напоменуто да су фибробласти од пресудног значаја за залечење ране. Овај ефекат пражњења на повећање броја фибробласта приписује се азот-моноксиду (NO) који се генерише у самом пражњењу

[149]. Употреба плазмених млазева, због њихове конструкције и безбедног коришћења је јако заступљена у области лечења рана [199–208].

Истраживања употребе плазмених млазева у стоматологији су такође распрострањена [103,150,168,170,171,209–219]. Предлаже се да се ови уређаји користе уместо UV лампа у комбинацији са водоник-пероксидом за избељивање зуба [150,168]. Друга функција плазмених млазева огледа се у стерилизацији зубног канала у његовом директном контакту са плазмом [103,209,219].

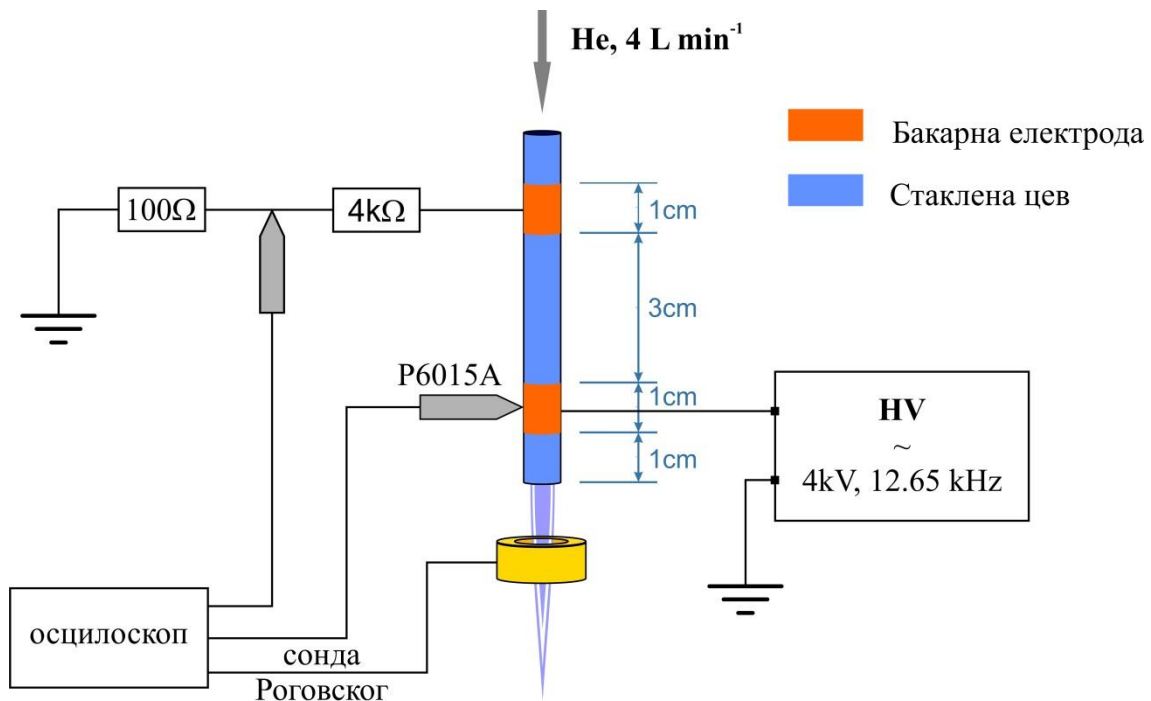


## 2 Експеримент, методе мерења и обрада експерименталних података

### 2.1 Конструкције плазмених млазева

За потребе истраживања која су објављена у овој докторској дисертацији направљена су два плазмена млаза на бази диелектричног баријерног пражњења. Оба уређаја раде са хелијумом и напајају се високим напоном синусоидалног облика.

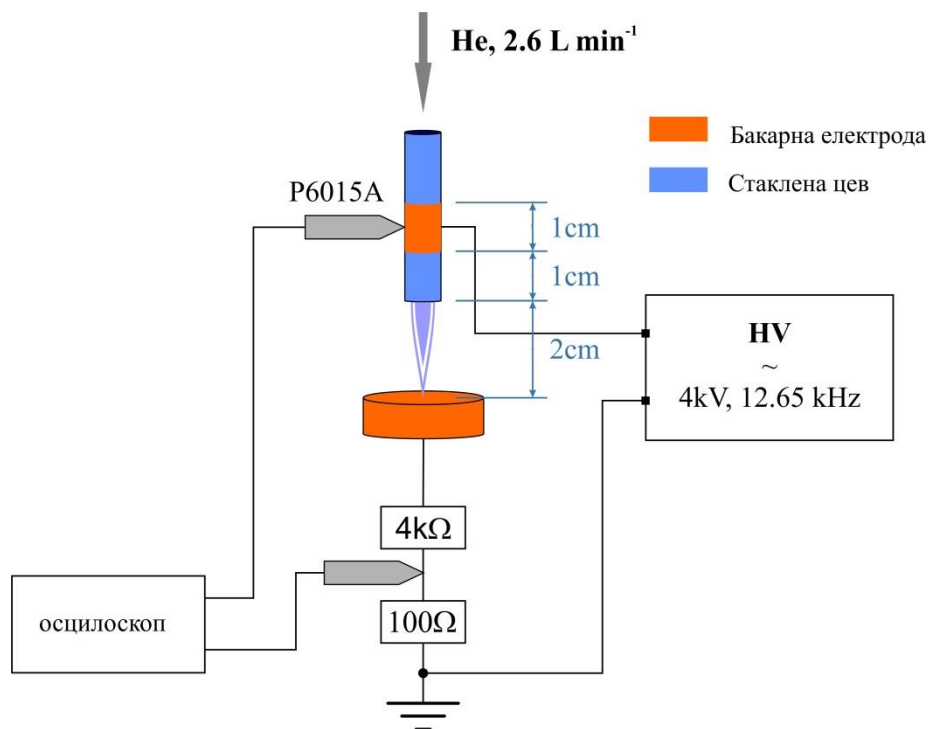
Први плазмени млаз, који ћемо ради лакшег сналажења убудуће обележавати са ЈЕТ I има две бакарне електроде које су тесно намотане око стаклене цевчице, Слика 2.1.



Слика 2.1: Конструкција плазменог млаза ЈЕТ I.

Спољашњи пречник стаклене цеви је 4 mm, а унутрашњи 2 mm. Ширине бакарних електрода су 10 mm, и постављене су на међусобном размаку од 30 mm. Доња електрода, која је повезана на висок напон, је удаљена 10 mm од краја стаклене цеви. Кроз цев је протицао хелијум са протоком од 4 l/min, што одговара ламинарном струјању гаса брзином од 21,2 m/s. Подешавање одговарајућег протока омогућено је коришћењем контролера Omega FMA 5518, опсега 0-5 l/min. Коришћен је хелијум чистоте 4,6. За напајање је коришћен извор лабораторијске израде који се састоји из Н-полумоста са транзисторима и високонапонског трансформатора са феритним језгрима,

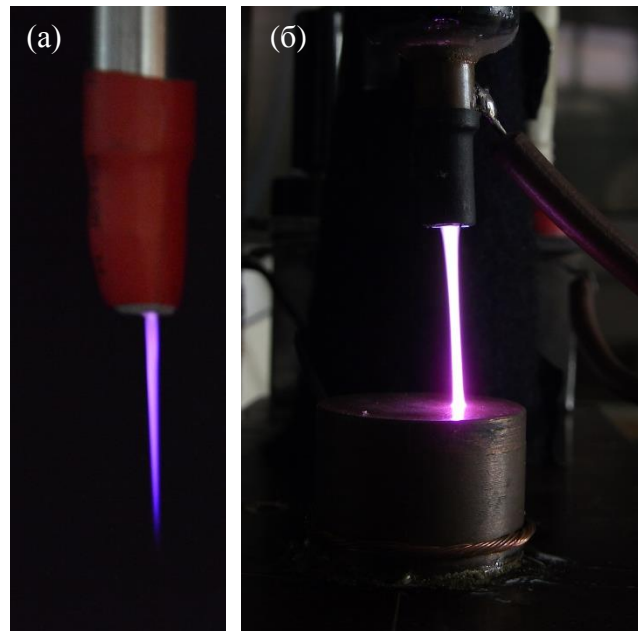
Прилог I. Полумост је напајан синусним сигналим из генератора произвољних функција Tektronix AFG 3021B. Сви експерименти са JET-ом I рађени су при константном напону од 4 kV и фреквенцији од 12,65 kHz, која је резонантна за коришћени трансформатор. Горња електрода је уземљена преко два редно везана отпорника од 4 k $\Omega$  и 100  $\Omega$ . Са већег отпорника је скидан напонски сигнал за стартовање окидачке јединице повезане са контролом iCCD камере, о чему ће бити речи касније, док је мањи отпорник служио за мерење струје пражњења.



Слика 2.2: Конструкција плазменог млаза JET II.

Друга конструкција плазменог млаза, JET II, је направљен по узору на пражњење испитивано у Реф. [28]. Основна разлика између њега и првог плазменог млаза је у постојању уземљене електроде на извесној удаљености од излаза из цевчице, дуж струје гаса, Слика 2.2. Оваква конфигурација је приближнија реалним ситуацијама када се плазмени млаз употребљава за третирање различитих узорака који се могу апроксимирати електродом уземљеном преко отпорника одређене вредности. Диелектрична цевчица је идентична оној код JET-a I. Високонапонска бакарна електрода, такође ширине 10 mm, постављена је 10 mm изнад краја цевчице. Размак између краја цевчице и уземљене бакарне електроде био је између 10 или 20 mm, у зависности од експеримента. Амплитуда примењеног напона је у већини случајева држана константном на 4 kV. У раду са овим плазменим млазом фреквенција је

варирана, али уколико другачије није наглашено, подразумева се да је била 12,65 kHz. Доња електрода је направљена од масивног бакарног цилиндра високе чистоће. Уземљена је преко два редно везана отпорника исте вредности и функције као код ЈЕТ-а I. Проток хелијума је контролисан исто као код ЈЕТ-а I и углавном је био 2,6 l/min јер је експериментално утврђено да је пражњење у том случају најстабилније. Слика 2.3 приказује фотографије оба плазмена млаза.



Слика 2.3: Фотографије ЈЕТ-а I (а) и ЈЕТ-а II (б), при стандардним условима рада.

## 2.2 Електрична мерења

На сликама које приказују конструкцију плазмених млазева приказане су и шеме електричних мерења, Слика 2.1 и Слика 2.2. Високонапонски сигнали су мерени коришћењем високонапонске сонде Tektronix P6015 A (1000 X, 20 kV DC, 70 MHz) и осцилоскопа Tektronix TDS 3032 (300 MHz, 2,5 GS/s) који је са рачунаром био повезан преко серијског порта. Укупна јачина струје одређивана је као количник мереног пада напона на отпорнику од 100  $\Omega$  преко кога је пражњење уземљавано и његовог отпора. За та мерења коришћена је класична напонска сонда Tektronix P6139 A (10 X, 500 MHz). У случају ЈЕТ-а I могуће је мерити струју млаза коришћењем струјне сонде IPC CM-100-M (1 V/A).

Уколико се пражњење уземљи преко кондензатора, онда је мерењем напона на кондензатору могуће одредити протеклу количину наелектрисања, која је производ напона на кондензатору и капацитета кондензатора. У нашем случају коришћен је

кондензатор од 33 nF. Површина графика који представља зависност протекле количине наелектрисања од напона представља снагу пражњења у једном периоду [220]. Овај график се назива Q-U графиком или Лисажуовом (Lissajous) фигуром, и представља стандардни метод за одређивање снаге пражњења [221–223]. Анализом Лисажуове фигуре могуће је одредити и пробојни напон пражњења, као и капацитет диелектрика, капацитет комплетне електродне конфигурације, наелектрисање протекло кроз гас у једном полупериоду и укупно наелектрисање потребно да се напон промени од минималне до максималне вредности [220]. Познавањем неких од ових величина могуће је израчунати струју помераја и одузети је од укупне струје, да би се добила струја пражњења [224,225]. Такође је могуће одредити напон у међуелектродном простору, гасни напон:

$$U_g(t) = U(t) - \frac{1}{C_d} \int I(t) dt \quad (2.1)$$

$$I_d(t) = I(t) - C_g \frac{dU(t)}{t},$$

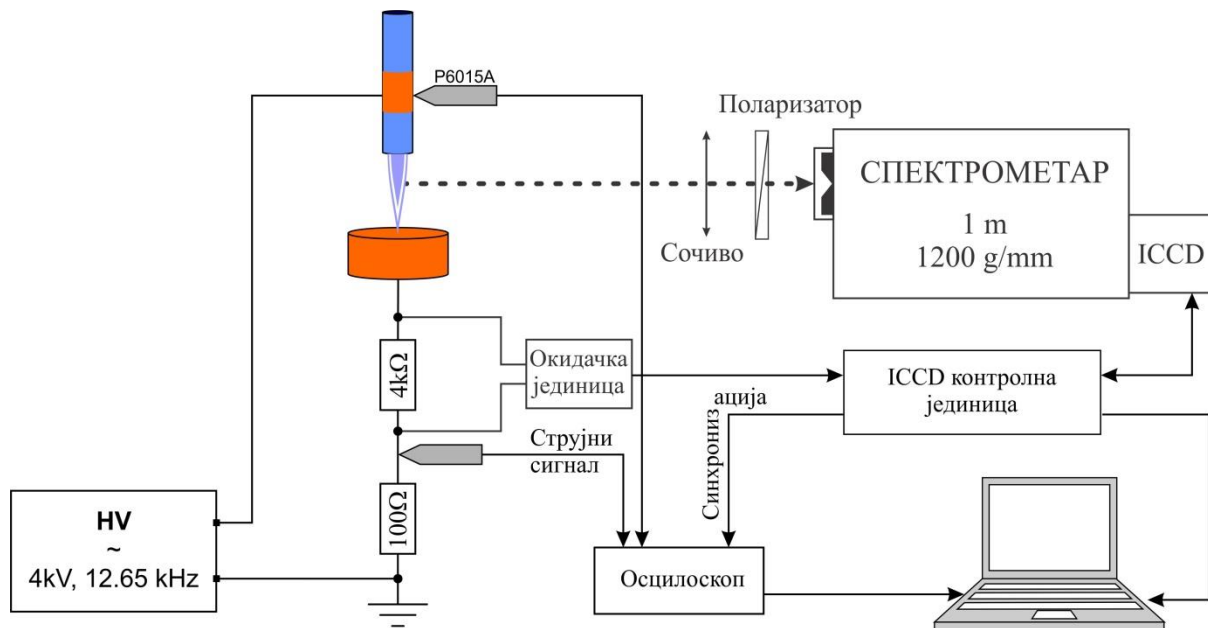
при чему су  $U_g$  – гасни напон,  $U$  – укупан напон,  $C_d$  – капацитет диелектрика,  $I$  – укупна струја,  $I_d$  – струја пражњења и  $C_g$  – капацитет радног гаса.

### 2.3 Спектроскопска мерења

Основни допринос ове дисертације су квантитативни резултати добијени оптичком емисионом спектроскопијом. У овом поглављу биће описана шема мерења и уређаји који су за то коришћени.

За брзи преглед спектра из кога се може видети које се врсте ексцитују у самом пражњењу коришћен је спектрометар Ocean Optics USB4000 спектралне резолуције 0,2 nm/pixel. Опсег мерења са овим уређајем је 200–900 nm. Слика 2.4 приказује шему апаратуре за спектроскопска мерења високе спектралне, просторне и временске резолуције. За потребе ових снимања и добијања резултата који су овде представљени коришћена су два спектрометра и две iCCD камере. Оба спектрометра су Черни-Тарнеровог (Czerny–Turner) типа жижне даљине 1 m.  $\lambda$ -Minuteman спектрометар опремљен је решетком од 1200 зареза/mm која има максималну рефлективност на 600 nm. На излазу из овог спектрометра светлост је детектована iCCD камером Princeton Instruments PI-MAX, са матрицом од 1024x256 пиксела. Величина пиксела овог детектора је 26x26  $\mu$ m, а минимално време експозиције 5 ns. Овакав спектрометарски

систем даје резолуцију од 0,0203 nm/pixel, у опсегу таласних дужина од интереса за наша мерења.



Слика 2.4: Шема експерименталне поставке спектроскопских мерења.

SOLAR TII (модел MSDD1000) је коришћен са две решетке. Прва решетка има 1200 зареза/mm и максималну рефлективност на 600 nm, док друга има 2400 зареза/mm и максималну рефлективност на 270 nm. iCCD камера Princeton Instruments PI-MAX II, се користи за детекцију дисперговане светлости. Ова камера има 1024x1024 пиксела, чија је величина  $13 \times 13 \mu\text{m}$ . Минимално време експозиције и са овим инструментом је 5 ns. Овај систем, са решетком од 1200 зареза/mm, има спектралну резолуцију од 0,0108 nm/pixel, док са решетком од 2400 зареза/mm има резолуцију од 0,0053 nm/pixel. Системи су калибрисани по таласним дужинама. Такође је извршена и калибрација релативног спектралног одзива оптичког система уз помоћ секундарног стандарда, волфрамске лампе NIST FEL-000, која је апсолутно калибрисана у спектралном опсегу од 250-1000 nm. Инструментални профили све три варијације спектралног апарата за ширине улазног прореза које су коришћене у даљем раду снимљени су уз помоћ Гајслерових лампи и у централном делу се могу добро апроксимирати Гаусовом функцијом. Табела 2.1 приказује полуширине линија за све комбинације спектралних система, решетки и ширина улазног прореза који су коришћени у овом истраживању. Под појмом полуширина, овде и надаље, се подразумева пуна ширина линије на половини максимума линије (FWHM – full width at half maximum).

**Табела 2.1:** Полуширине инструменталног профила за спектралне системе и њихова подешавања коришћена у овом раду.

Систем	Дифракциона решетка	Ширина улазног прореа	Полуширина инструменталног профила (FWHM)
Minuteman - PI-MAX	1200 зареза/mm	30 $\mu\text{m}$	0,036 nm
SOLAR - PI-MAXII	1200 зареза/mm	30 $\mu\text{m}$	0,035 nm
SOLAR - PI-MAXII	1200 зареза/mm	70 $\mu\text{m}$	0,044 nm
SOLAR - PI-MAXII	2400 зареза/mm	30 $\mu\text{m}$	0,01 nm

Светлост коју емитује пражњење пројектовано је на улазну пукотину спектрометра уз помоћ кварцног сочива жижне даљине 150 mm. У зависности од експеримента емисија пражњења је пројектована у размери 1:1 или 1:2. За потребе мерења електричног поља методом Штаркове поларизационе спектроскопије, пластични поларизатор је коришћен да издвоји компоненту светлости са жељеним правцем поларизације. Аквизиција података је аутоматизована захваљујући контролној јединици iCCD камере и софтверу WinSpec. Прикупљање података електричних мерења, управљање спектрометром и контрола снимања спектра вршени су уз помоћ једног рачунара, Слика 2.4. Како се ради о временски разложеним снимцима од великог значаја је била стабилност и репродуцибилност пражњења. Због тога, пре сваког почетка мерења пражњење је кондиционирано око сат времена. Стабилан напонски извор, константан проток гаса и кондиционирање обезбедили су стабилност струјног сигнала бољу од 10 ns. Струјни сигнал је служио за покретање окидачке јединице и започињање снимања. Тиме је омогућена типична временска резолуција од 100 ns, док је најбоља била 20 ns. Целокупан спектар који емитује пражњење је прилично слабог интензитета, а интензитет светла многоструко слаби када се спектрално и временски разложи са великом резолуцијом. Због тога је потребан велики број акумулација са великим бројем експозиција да би интензитет посматране линије или траке био довољан за даљу обраду. Типичан број акумулација је био 50 са по 50000 експозиција. Како је моменат започињања пражњења статистичка категорија, окидање струјним сигналом уместо TTL сигналом даје знатно пузданије резултате и осигурава почетак снимања у истој фази пражњења што је круцијално за акумулациона мерења. Окидачка јединица се састоји из оптокаплера, Шмитовог окидног кола и транзистора. Сигнал са већег отпорника, чији је отпор подешен тако да се за постојећу струју

достигне праг Шмитовог окидача, иде на оптокаплер повезан са Шмитовим окидачем. Шмитов окидач контролише базу транзистора који је неопходан да би се обезбедила довољна струја за контролну јединицу камере. Улога оптокаплера је да галвански одвоји контролну јединицу камере од пражњења. Шмитов окидач даје четвртку која добро дефинише почетак снимања. Контролна јединица камере има у себи интегрисан генератор кашњења и омогућава снимање у различитим фазама развоја пражњења. Камера даје повратни сигнал који приказује са којим временом кашњења у односу на струју снима.

## 2.4 Механизми ширења спектралних линија у нискотемпературним пражњењима на атмосферском притиску

Облик спектралне линије зависи од услова пражњења из којег се та линија зрачи и од инструмента којим се линија снима. Инструментални профил се најчешће може описати Гаусијаном у централном делу линије, док далека крила могу опадати споријом функцијом [226]. Табела 2.1 приказује инструменталне полуширине спектроскопских система коришћених у нашим експериментима. Природна ширина линије која потиче од коначног времена живота непертурбованог нивоа се може занемарити јер је углавном реда величине  $10^{-4}$  nm [226–228]. Доплерово ширење је последица термалног кретања емитера, што значи да се и оно може занемарити у нискотемпературним пражњењима на атмосферском притиску. Профил доплеровски проширене линије се може описати Гаусовом функцијом. Наиме, Доплерова полуширина се израчуна по формули  $w_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{T_g / M}$ , где је  $\lambda$  - таласна дужина емитоване линије,  $T_g$  - гасна температура у келвинима и  $M$  - маса у атомским јединицама [226]. За линију хелијума на таласној дужини од 500 nm, при температури гаса од 300 K добија се Доплерова полуширина  $w_D = 0,003$  nm. Штарково ширење је резултат интеракције емитера и наелектрисаних честица, јона и електрона, у плазми па се и оно може сврстати у ширење услед притиска. Профил штарковски проширене линије је Лоренцијан. Мерења су показала да је Штаркова полуширина линија које емитују хелијумови неутрали за електронску концентрацију  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup> и електронску температуру од око 2 eV реда 0,01 nm [229,230]. Како је концентрација електрона у плазменим млазевима максимално  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> [124,125], јасно је да је Штарково ширење у овом типу пражњења занемарљиво. Код плазмених млазева као представника неравнотежних пражњења на атмосферском притиску доминатно је ширење

спектралних линија услед притиска под које спадају Ван дер Валсово (Van der Waals) ширење и резонантно ширење.

### 2.4.1 Ван дер Валсово ширење

Ван дер Валсово ширење је последица диполне интеракције ексцитованог атома и дипола неутралног атома у основном стању – пертурбера. Пертурбери могу бити и атоми истог елемента као што је ексцитовани атом. Користећи сударну теорију Линдхолм и Фоли (Lindholm and Foley) су описали Ван дер Валсово ширење и померање [231,232]. Профил Ван дер Валсовски проширене линије се може описати Лоренцијаном.

Потенцијал интеракције пертурбера и пертурбованог атома се може написати у форми:

$$V(R) = \sum_p C_p R^{-p} \quad (2.2)$$

са квантомеханичким изразима за константу  $p$ -тог реда  $C_p$  и међусобно растојање  $R^{-p}$  [233]. Први ненулта члан ове интеракције је  $C_6$ , па је ова интеракција краткодметна и облика  $C_6/r^6$ . Упрошћен израз за ову интеракцију дао је Унсолд (Unsöld):

$$C_6 = -\alpha e^2 \langle r^2 \rangle, \quad (2.3)$$

где је  $\alpha$  поларизабилност пертурбера, а  $\langle r^2 \rangle$  средња вредност квадрата положаја валентног електрона пертурбованог атома [233].

Полазећи од претходних израза Грим (Hans Griem) је извео формулу за процену Вен дер Валсове полуширине  $w_{vdw}$  [234]:

$$w_{vdw} [\text{cm}] = 8,18 \cdot 10^{12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left( \frac{T_g}{\mu} \right)^{3/10} N, \quad (2.4)$$

где су  $\lambda$  – таласна дужина посматране линије у см,  $\bar{\alpha}$  – средња атомска поларизабилност неутралног пертурбера,  $\bar{R}^2 = \bar{R}_i^2 - \bar{R}_f^2$  разлика квадрата радијуса емитера у иницијалном стању и квадрата радијуса емитера у финалном стању, изражено у Боровим радијусима  $a_0$ ,  $T_g$  – температура гаса,  $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$  – редукована маса емитер-пертурбер система (Табела 2.2) и  $N$  – концентрација пертурбера у  $\text{cm}^{-3}$ .



**Табела 2.2:** Редуковане масе емитер-пертурбер система за њихове различите комбинације.

Емитер- пертурбер	He-He	H-He	O-He	He-N	H-N	O-N	He-Ar	H-Ar	O-Ar	He-H	H-H	O-H	O-O
$\mu$	2	0.8	3.2	3.11	0.93	7.47	3.636	0.976	11.429	0.8	0.5	0.941	8

Вредности средње атомске поларизабилности неутралног пертурбера могу се наћи у Реф. [235] и Реф [236]. Поред тога поларизабилност се може израчунати коришћењем следеће формуле [226,228,237]:

$$\bar{\alpha}[\text{cm}] = \frac{9}{2} a_0^3 \left( \frac{3E_H}{4E_{exc}} \right)^2, \quad (2.5)$$

при чеми је  $a_0$  – Боров радијус атома ( $5.29177 \cdot 10^{-9}$  cm),  $E_H$  – јонизациони потенцијал водоника ( $109737,32 \text{ cm}^{-1}$ ) и  $E_{exc}$  – енергија првог ексцитованог нивоа пертурбера у  $\text{cm}^{-1}$ ,

па је  $\bar{\alpha}[\text{cm}] = 6,668312 \cdot 10^{-25} \left( \frac{3E_H}{4E_{exc}} \right)^2$ . Табела 2.3 даје средње атомске поларизабилности елемената од интереса преузете из референци [235,236].

**Табела 2.3:** Средње атомске поларизабилности неких елемената [235,236].

АТОМ	$\alpha [10^{-25} \text{ cm}^3]$	
	Allen, реф. [235]	Miller, реф. [236]
H	6,70	6,66793
He	2,07	2,050522
O	1,5	8,02
Ar	16,54	16,411
N	-	11,0
Ne	-	3,956

У Кулоновој апроксимацији  $\bar{R}_i^2$  и  $\bar{R}_f^2$  се могу израчунати преко формуле:

$$\bar{R}_j^2 = \frac{n_j^{*2}}{2} [5n_j^{*2} + 1 - 3l_j(l_j + 1)], \quad j = i, f. \quad (2.6)$$

У формули (2.6)  $l_j$  је орбитални квантни број, а  $n_j^*$  ефективни главни квантни број који се рачуна по формули:

$$n_j^* = \left( \frac{E_H}{E_{ion} - E_j} \right)^2, \quad (2.7)$$

при чему су  $E_{ion}$  – енергија јонизације емитера и  $E_j$  – енергија горњег или доњег нивоа посматраног радијативног прелаза.

У релацији (2.4) је могуће издвојити чланове који се односе на емитер и који се односе на пертурбер посебно, и тако упростити ту једнакост [238]. Увођењем променљивих  $K_e = \lambda^2 (\bar{R}^2)^{2/5}$  и  $K_p = \frac{\alpha^{2/5}}{\mu^{3/10}}$ , и заменом концентрације пертурбера притиском  $p$  [mbar], добија се формула:

$$w_{vdw} [\text{nm}] = 5,925 \cdot 10^{14} K_e K_p p [\text{mbar}] T_g^{-0.7}. \quad (2.8)$$

**Табела 2.4:** Константа  $K_p$  за различите системе емитер-пертурбер.

Емитер-пертурбер	He-He	H-He	O-He	He-N	H-N	O-N	He-Ar	H-Ar	O-Ar	He-H	H-H	O-H	He-O	H-O	O-O
$K_p$ [ $10^{-10}$ ]	1.09	1.43	9.44	1.86	2.67	1.43	2.08	3.08	1.47	2.28	2.63	2.18	1.62	2.34	1.23

Табела 2.4 и Табела 2.5 дају константе  $K_p$  и  $K_e$  потребне за израчунавање Ван дер Валсове ширине за различите линије и пертурбере.

**Табела 2.5:** Константе  $K_e$  и  $C_{vdw}$  за одређене линије и пертурбере.

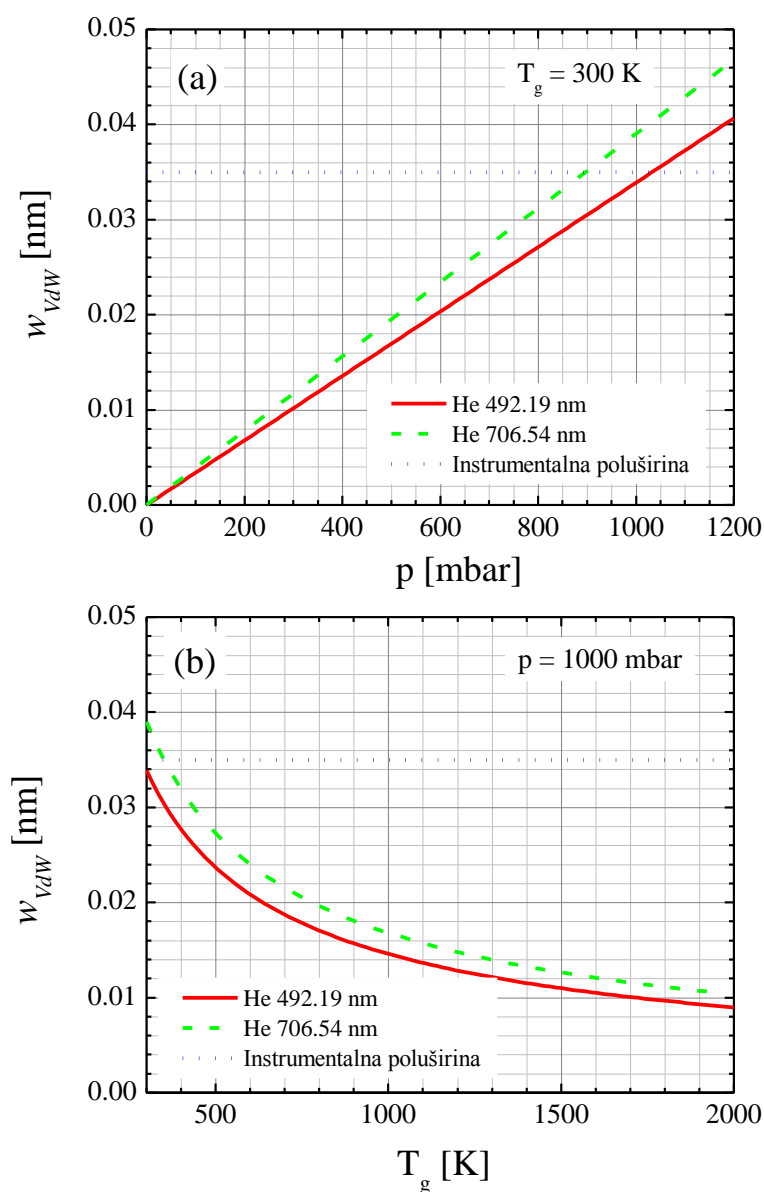
Емитер	Прелаз	$\lambda$ [nm]	$K_e$ [ $10^{-8}$ ]	$C_{vdw}$ [ $10^{-3}$ ] за врсту пертурбера				
				He	N	H	O	Ar
He	$2^3P-5^3D$	402.62	2.87081	1.854	3.164	3.885	2.759	3.536
He	$2^3P-4^3D$	447.15	2.35532	1.516	2.596	3.187	2.264	2.901
He	$2^1P-4^1D$	492.19	2.84294	1.836	3.133	3.847	2.733	3.502
He	$2^3P-4^3D$	587.56	2.17439	1.404	2.396	2.942	2.090	2.679
He	$2^1P-3^1D$	667.82	2.75507	1.779	3.036	3.728	2.648	3.394
He	$2^3P-3^3S$	706.52	3.27382	2.114	3.608	4.430	3.147	4.033
He	$2^1P-3^1S$	728.14	3.82488	2.470	4.215	5.176	3.676	4.712
H	2-3	656.28	2.6736	2.265	4.230	4.166	3.710	5.079
H	2-4	486.13	2.77863	2.354	4.396	4.329	3.856	6.099
H	2-5	434.05	3.33683	2.827	5.279	5.199	4.630	3.616
O	$3^5S-3^5P$	777.54	1.98	1.106	1.676	2.550	1.444	1.728

Множењем коефицијената  $K_p$  и  $K_e$  могуће је свести формулу (2.8) на израз:

$$w_{vdw} [\text{nm}] = C_{vdw} p [\text{mbar}] T_g [\text{K}]^{-0.7} \quad (2.9)$$

где је  $C_{vdw}$  константа коју за прелазе од интереса и пертурбуре такође даје Табела 2.5.

На примерима линија He ( $2^1P-4^1D$ ) таласне дужине 492.19 nm и He ( $2^3P-3^3S$ ) таласне дужине 706.52 nm приказане су зависности Ван дер Валсове полуширине од притиска и температуре и упоређене са типичним инструменталним профилем спектрометарског система. Прорачун је вршен за пражњење у хелујуму, у првом случају температура је фиксирана на 300 K, а у другом је притисак био атмосферски, Слика 2.5.

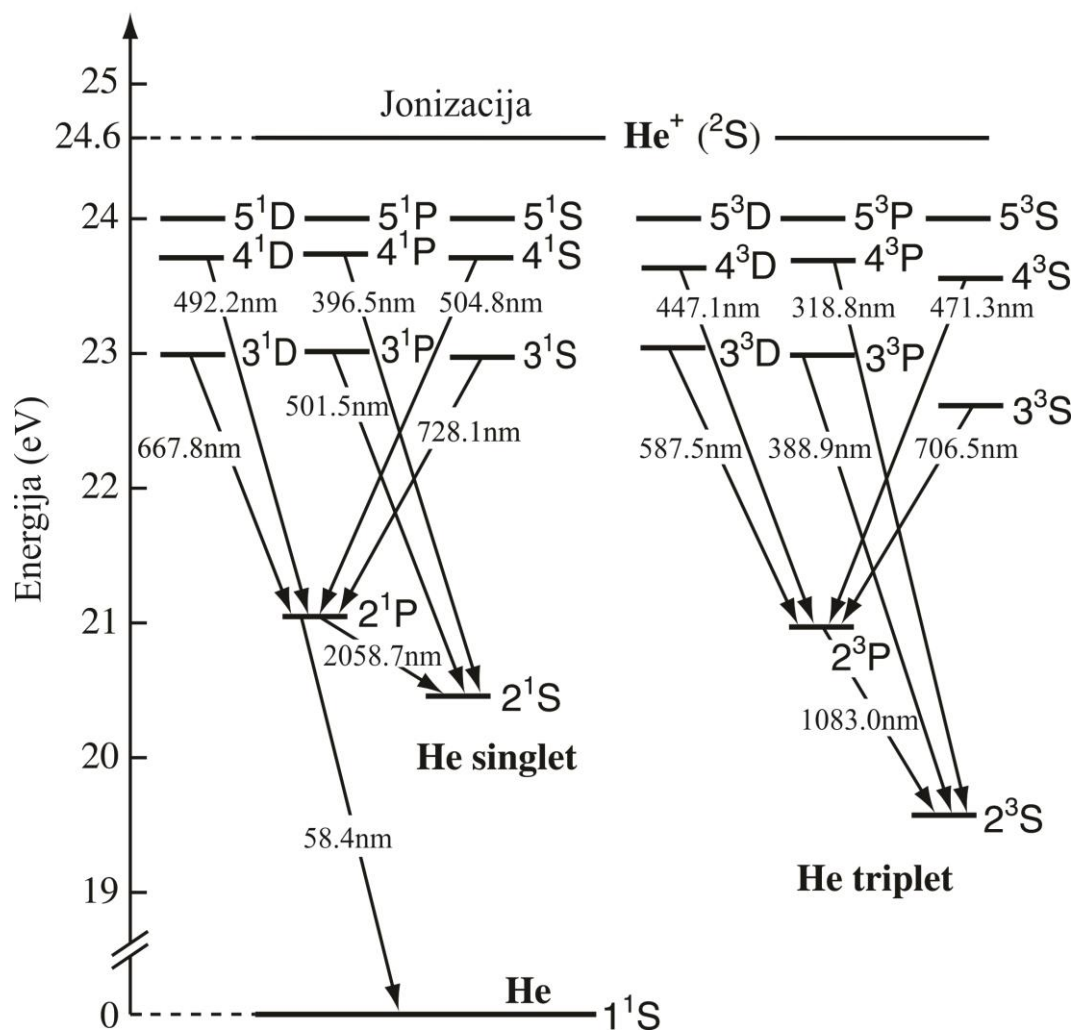


**Слика 2.5:** Ван дер Валсове полуширине линија He ( $2^1P-4^1D$ ) таласне дужине 492.19 nm и He ( $2^3P-3^3S$ ) таласне дужине 706.52 nm у зависности од: (а) притиска и (б) температуре у поређењу са типичном инструменталном полуширином.

Поред ширења, Ван дер Валсови судари изазивају померање спектралне линије ка црвеном делу спектра. То померање износи око  $1/3$  Ван дер Валсове полуширине [237].

## 2.4.2 Резонантно ширење

За разлику од Ван дер Валсовог ширења које је универзално за све линије, резонантно ширење је резервисано само за линије код којих је дозвољен радијативни прелаз са њиховог горњег или доњег нивоа на основни енергетски ниво атома.



Слика 2.6: Енергетски нивои хелијума са дозвољеним радијативним прелазима.

Код резонантног ширења пертурбери су атоми исте врсте и оно је последица измене наелектрисања између ексцитованог атома и атома у основном стању. Овај чисто квантно-механички феномен има потенцијал интеракције пертурбера и пертурбованог атома облика  $C_3/R^3$ , тј. ради се о интеракцији дугог домета. Профил

резонантно проширене линије може се представити Лоренцијаном. Нпр. код хелијума, гаса са којим су извођена истраживања ове дисертације, резонантно се шире само линије синглетног хелијума (парахелијума), Слика 2.6, [9]. За разлику од Ван дер Валсових судара, резонантни судари нису праћени померањем линије.

На основу сударне теорије (impact-broadening theory) Али (Ali) и Грим су извели формулу за ширење линије услед дипол-дипол интеракције са атомом истог елемента у основном стању (резонантно ширење) [234,239]:

$$w_R [nm] = 8,61 \cdot 10^{-28} \sqrt{\frac{g_i}{g_f}} \lambda^2 \lambda_R f_R N, \quad (2.10)$$

где су  $g_i$  – статистичка тежина доњег резонантног нивоа,  $g_f$  – статистичка тежина горњег резонантног нивоа,  $\lambda$  – таласна дужина посматране линије у nm,  $\lambda_R$  – таласна дужина резонантне линије у nm,  $f_R$  – осцилаторна јачина резонантне линије и  $N = \frac{P}{kT_g}$  концентрација атома елемента чија се емисија посматра, у основном стању у  $\text{cm}^{-3}$  (на атмосферском притиску и температури од 300 K,  $N = 2,42 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; Болцманова константа  $k = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ ). Процењена грешка за овакво израчунату полуширину у оквиру сударне апроксимације износи око 5%. Поузданост познавања осцилаторне јачине резонантне линије одређује за колико ће се још грешка увећати [239]. Практичнија формула, која садржи променљиве притисак и температуру, гласи:

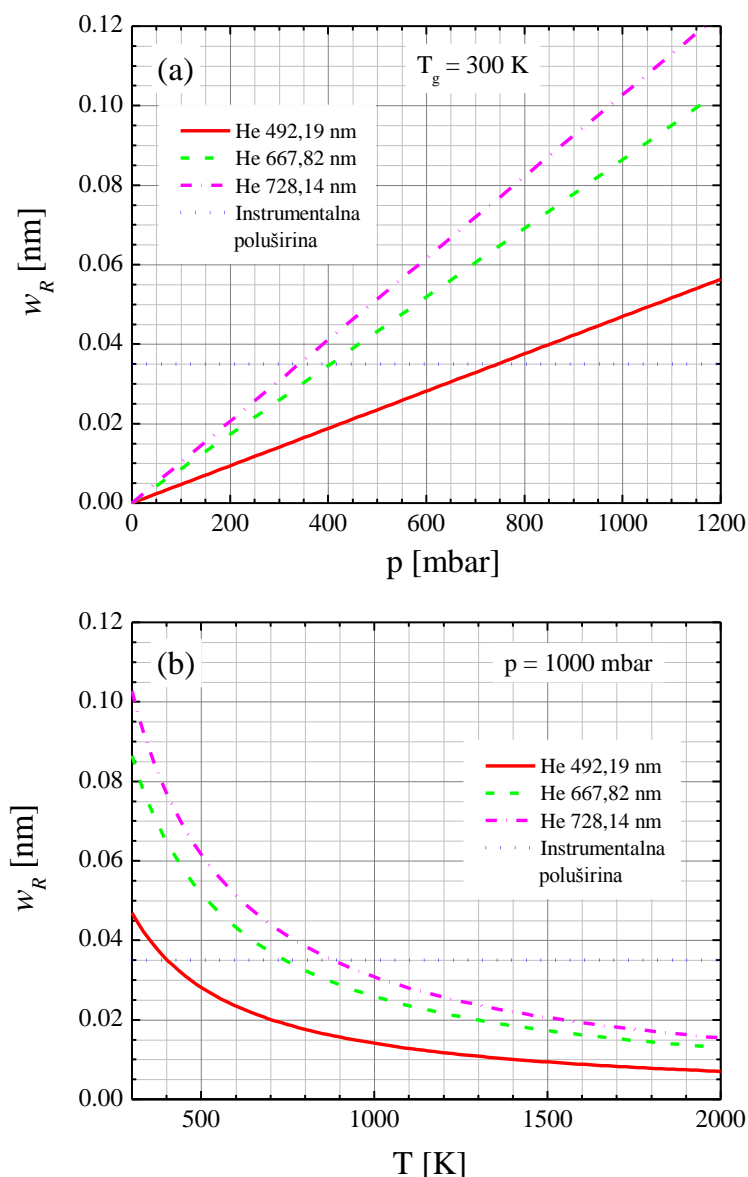
$$w_R [nm] = 6,236 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{g_i}{g_f}} \lambda^2 \lambda_R f_R \frac{P [\text{mbar}]}{T_g}. \quad (2.11)$$

Када је у питању хелијум, резонантно се шире линије чији је доњи ниво  $2^1P$ , дакле већи део синглетних линија, Слика 2.6. У том случају таласна дужина резонантне линије He ( $1^1S-2^1P$ ) је  $\lambda_R = 58,4334 \text{ nm}$ , а статистичке тежине нивоа  $g_i = 1$  и  $g_k = 3$ . Осцилаторна јачина резонантне линије He ( $1^1S-2^1P$ ) је  $f_R = 0,27625$  [240]. Знајући ове податке, за хелијум се формула (2.11) трансформише у:

$$w_R [nm] = 5,812 \cdot 10^{-8} \lambda^2 \frac{P [\text{mbar}]}{T_g}. \quad (2.12)$$

Интересантно је запазити да при истим условима, притиску и температури тј. у једном пражњењу, полуширина резонантно проширених линија зависи само од квадрата таласне дужине посматране линије и директно му је пропорционална. Коришћењем једначине (2.12) израчунате су зависности резонантног ширења од притиска и

температуре за неколико хелијумових линија. Као у прорачуну за Ван дер Валсово ширење, у првом случају је температура фиксирана на 300 К, а у другом је притисак био атмосферски. Линије за које је рачунато резонантно ширење су: He ( $2^1P-4^1D$ ) таласне дужине 492,19 nm, He ( $2^1P-3^1D$ ) таласне дужине 667,82 nm и He ( $2^1P-3^1S$ ) таласне дужине 728,14 nm.



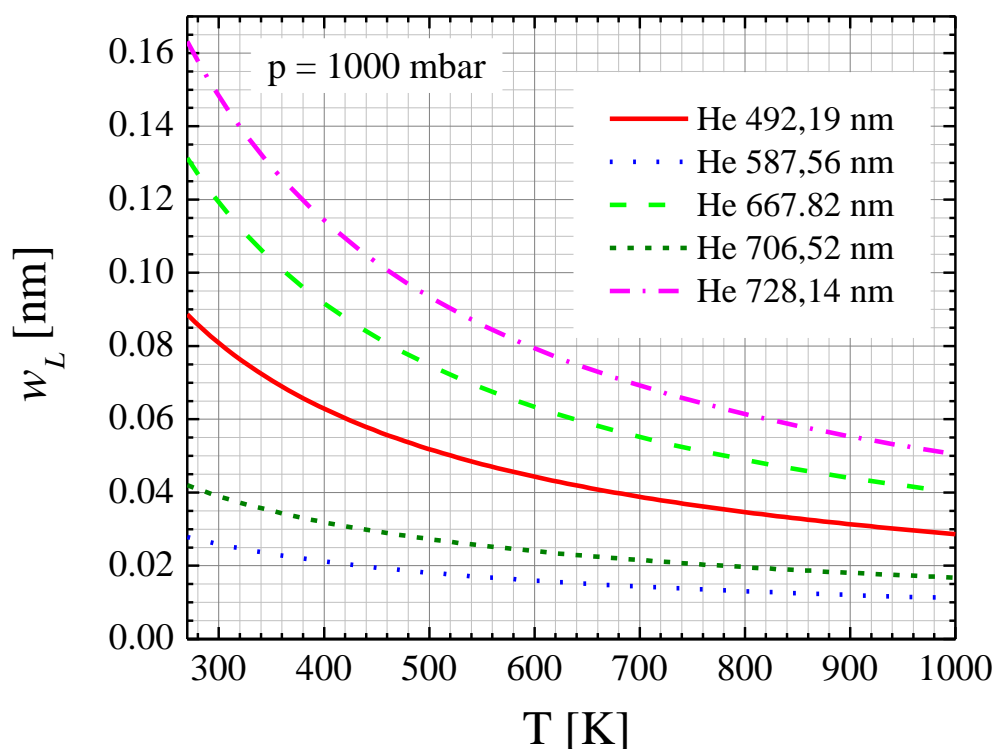
**Слика 2.7:** Резонантне полуширине линија He ( $2^1P-4^1D$ ) таласне дужине 492,19 nm, He ( $2^1P-3^1D$ ) таласне дужине 667,82 nm и He ( $2^1P-3^1S$ ) таласне дужине 728,14 nm у зависности од: (а) притиска и (б) температуре у поређењу са типичном инструменталном полуширином.

У нискотемпературним пражњењима на високим притисцима, из полуширина ван дер валсовски и резонантно проширених линија могуће је одредити гасну температуру. Код линија које се шире путем оба механизма Лоренцове полуширине се

сабирају у укупну Лоренцову полуширину  $w_L = w_{vdW} + w_R$ . Лоренцова полуширина се из укупне полуширине линије која представља конволуцију инструменталног (Гаусијан, полуширина  $w_G$ ) и Лоренцовог профила (Ван дер Валс + резонантно), тј. Војтов (Voigt) профил, може добити деконволуцијом [241]:

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{w_L}{2}\right)^2 + w_G^2}, \quad (2.13)$$

где је Војтова полуширина обележена са  $w_V$ . Како се инструментална полуширина лако мери коришћењем Гајслерове цеви или пражњења са шупљом катодом, помоћу неког од комерцијалних програма (Origin), најлакше је нафитовати линију Војтовим профилем са фиксираним вредношћу  $w_G$ , и тако добити вредност  $w_L$ . Уколико није позната ни полуширина Гаусијана, ни полуширина Лоренцијана, постоји метод за деконволуцију експерименталног профила мерењем укупне полуширине на половини  $w_{1/2}$  и десетини висине линије  $w_{1/10}$  уз коришћење података датих у Реф. [242]. За однос  $w_{1/10}/w_{1/2}$  ту су дати удели  $w_L$  и  $w_G$  у укупној полуширини линије. Слика 2.8 приказује зависност укупне Лоренцове полуширине неких хелијумових линија од температуре. Рачунато је за пражњење у чистом хелијуму на атмосферском притиску.



**Слика 2.8:** Зависност Лоренцове полуширине  $w_L = w_{vdW} + w_R$  неких хелијумових линија од температуре на атмосферском притиску у пражњењу у чистом хелијуму.

## 2.5 Ротациона температура

Гасна температура је важан параметар који одређује да ли плазмени млаз има потенцијал за примену у биомедицинске сврхе. За такве примене температура не би требало да пређе 315 K, да би се избегла оштећења ћелија ткива које се третира [243]. Емисиона спектроскопија ротационих молекулских трака, као безконтактна метода, је коришћена за одређивање гасне температуре за позитиван и негативан струјни пик плазменог млаза у хелијуму. Поистовећивање ротационе температуре молекула са гасном температуром има смисла код пражњења на атмосферском притиску због њихове високо-колизионе природе. Наиме, ексцитовани молекули доживљавају велики број судара у току радијативног времена живота ексцитованог стања, због чега се термализују пре него што емитују фотон [244].

Ротационе температуре одређиване су методом Болцманове (Boltzmann) праве коришћењем спектра траке (0, 0) првог негативног система (FNS)  $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$  молекулског јона азота  $N_2^+$  на таласној дужини од 391 nm и траке (0, 0) прелаза  $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$  хидроксил радикала, OH на таласној дужини од 309 nm. Расподела релативних интензитета ротационих линија дата је следећим изразом [245]:

$$I_{JJ'} \propto S_{JJ'} e^{-\frac{B_v J(J+1)hc}{kT_r}}, \quad (2.14)$$

где су  $S_{JJ'}$  – одговарајући Хонл-Лондонов (Hönl–London) фактор [244];  $B_v$  – молекуларна ротациона константа горњег вибрационог нивоа;  $J$  и  $J'$  ротациони квантни бројеви горњег и доњег нивоа, респективно;  $h$  – Планкова константа,  $c$  – брзина светлости;  $k$  – Болцманова константа; и  $T_r$  – ротациона температура.

Фитовањем графика зависности  $\ln(I_{JJ'}/S_{JJ'})$  од  $B_v J(J+1)$  правом линијом добија се

кофицијент правца  $-\frac{hc}{kT_r}$  из којег се може добити ротациона температура. Ротациона

константа се може израчунати по формули:

$$B_v = B - \alpha_e \left( v + \frac{1}{2} \right), \quad (2.15)$$

где је  $B$  ротациона константа молекула у равнотежном стању,  $\alpha_e \ll B$  константа ротационо вибрационе интеракција посматраног молекула и  $v$  вибрациони квантни број горњег нивоа. Ротациона константа молекула  $B$  се рачуна по формули:

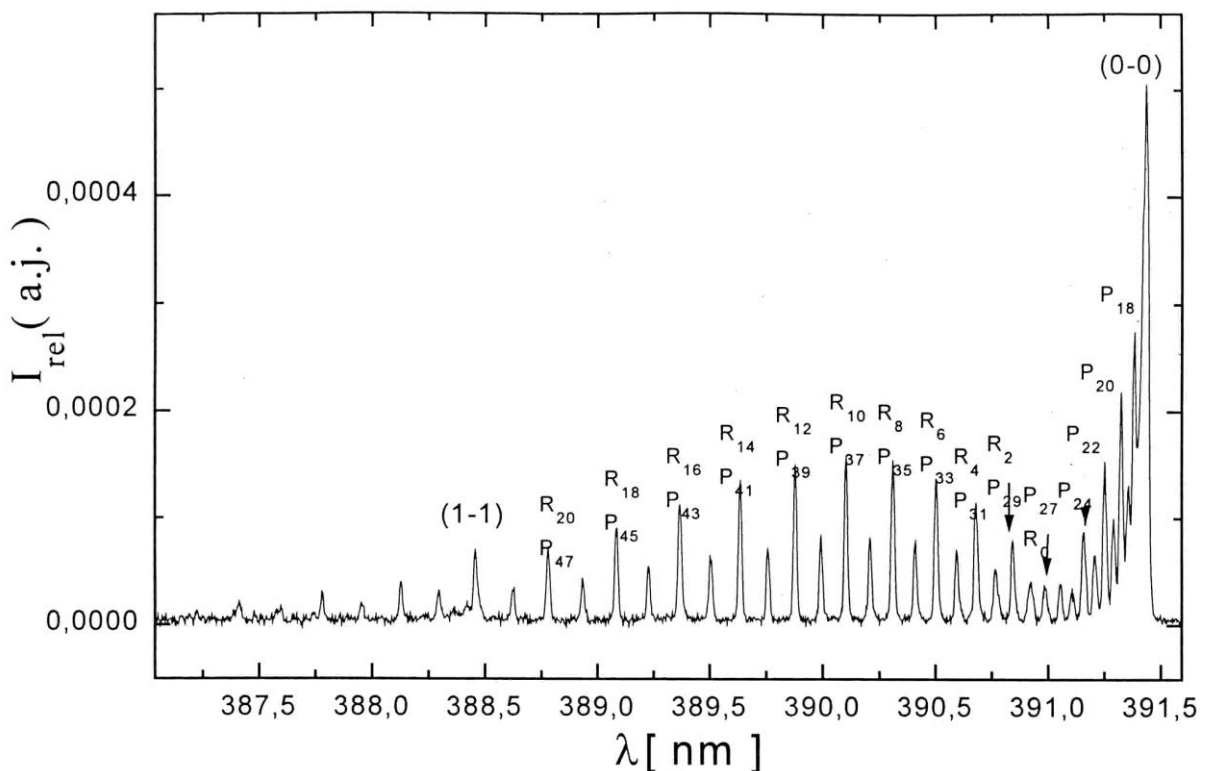
$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I}, \quad (2.16)$$



при чему је  $I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} R^2 = \mu R^2$  момент инерције молекула,  $m_1, m_2$  – масе атома у молекулу, а  $R$  – растојање између атома у молекулу.

### 2.5.1 Ротациони спектар $N_2^+$ ( $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ )

Емисија  $N_2^+$  ( $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ ) је првобитно уочена у негативном светљењу пражњења у азоту па је по томе добила назив Први негативни систем [246]. У случају када је  $\Lambda = 0$  у оба стања, селекциона правила забрањују прелаз  $\Delta J = 0$ , тако да се не јавља  $Q$  грана. Дозвољени су прелаз  $\Delta J = +1$ ,  $R$  грана и  $\Delta J = -1$ ,  $P$  грана. У емисионом спектру линије  $P$  гране су интензивније и померене ка већим таласним дужинама. Оне формирају чело траке. Линије  $R$  гране имају мање таласне дужине и мањег су интензитета. У самом спектру долази до преклапања линија  $R$  и  $P$  грана, али тек од линије  $P_{27}$ , која се поклапа са линијом  $R_0$  (нпр. за  $R_6$ :  $J' = 6$ ,  $J = 7$ ). Због тога се интензитети линија  $P$  гране које се поклапају са линијама  $R$  гране могу занемарити. Слика 2.9 приказује траку (0-0) Првог негативног система  $N_2^+$  снимљену у абнормалном тињавом пражњењу на ниском притиску при температури од око 620 К, са идентификацијом појединачних линија  $R$  и  $P$  грана [247].



Слика 2.9: Идентификација ротационих линија (0-0) траке Првог негативног система  $N_2^+$  [247].

За посматрану траку формула (2.14) се трансформише у:

$$\ln \frac{I_{J'}}{J + J' + 1} = A - \frac{B_v J(J+1)hc}{kT_r} \quad (2.17)$$

при чему се одсечак на у-оси  $A$  може сматрати константом [245]. Важи и  $J + J' + 1 = 2(J' + 1)$ , док је вредност  $B_v = 2,073 \text{ cm}^{-1}$  за  $\text{N}_2^+ \text{ B}^2\Sigma, v=0$  преузета из Реф. [246]. Табела 2.6 даје положаје линија  $R$  гране и вредности  $J(J+1)$  [248].

**Табела 2.6:** Таласне дужине и вредности  $J(J+1)$  за  $R$  грану (0-0) траке Првог негативног система  $\text{N}_2^+$  [248].

Линија	$R_6$	$R_7$	$R_8$	$R_9$	$R_{10}$	$R_{11}$	$R_{12}$	$R_{13}$
$J'$	6	7	8	9	10	11	12	13
$\lambda$ [nm]	390,49	390,40	390,29	390,19	390,08	389,97	389,85	389,73
$J(J+1)$	56	72	90	110	132	156	182	210
$J + J' + 1$	14	16	18	20	22	24	26	28

Линија	$R_{14}$	$R_{15}$	$R_{16}$	$R_{17}$	$R_{18}$	$R_{19}$	$R_{20}$	$R_{21}$
$J'$	14	15	16	17	18	19	20	21
$\lambda$ [nm]	389,59	389,43	389,33	389,20	389,04	388,90	388,74	388,58
$J(J+1)$	240	272	306	342	380	420	462	506
$J + J' + 1$	30	32	34	36	38	40	42	44

Из коефицијента правца  $\frac{B_v hc}{kT_r}$  зависности  $\ln \frac{I_{J'}}{J + J' + 1}$  од  $J(J+1)$  може се добити ротациона температура  $T_r$ .

### 2.5.2 Ротациони спектар $\text{OH} (\text{A}^2\Sigma \rightarrow \text{X}^2\Pi)$

Као што је раније поменуто, ротациона температура се често изједначава са гасном температуром. То важи када је насељеност ротационих нивоа у равнотежи са транслаторном температуром тешких честица, тј. када је дошло до термализације расподеле популације ротационих нивоа у сударима са тешким честицама. Због високо-колизионе природе пражњења на атмосферском притиску, ово изједначавање ротационе и гасне температуре има смисла. Ротациона температура се може израчунати методом Болцманове праве уколико насељеност ротационих нивоа подлеже Болцмановој расподели, једначина (2.14). Међутим, Болцманова расподела често бива

нарушена пренасељеношћу виших ротационих нивоа [249,250]. Такође, присуство водене паре гаси ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) емисију, тако што вода смањује ефективно време живота ОН ( $A^2\Sigma$ ) стања. Тиме се нарушава и Болцманова расподела насељавања ротационих нивоа. Насупрот томе хелијум слабо гаси ОН ( $A^2\Sigma$ ) стања, и због тога је оправдано користити метод Болцмановог графика за одређивање ротационе, односно гасне температуре у плазменом млазу у хелијуму [251].

За израчунавање ротационе температуре помоћу ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) траке, формула (2.14) је коришћена у измењеној форми:

$$I_{JJ'} \propto \frac{(2J+1)A_{JJ'}}{\lambda} e^{-\frac{E_{JJ'}}{k_B T_r}}. \quad (2.18)$$

Уместо Хонл-Лондонових фактора коришћена је вероватноћа прелаза  $A_{JJ'}$  са ротационог нивоа  $J$  на ротациони ниво  $J'$  (први Ајнштајнов коефицијент). Вредности  $A_{JJ'}$  се могу наћи у Реф. [252]. Ротациона енергија горњег нивоа  $E[\text{cm}^{-1}] = B_v J(J+1)$  је преузета из Реф. [253]. Идентификација ротационих линија извршена је помоћу података који су такође дати у Реф. [253]. Табела 2.7 приказује ротационе линије са потребним подацима за рачунање ротационе температуре ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) траке.

**Табела 2.7:** Ротационе линије које су коришћене за рачунање ротационе температуре ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) траке. Уз сваку линију су дати и број горњег ротационог нивоа  $J$ , таласна дужина линије  $\lambda$ , вероватноћа прелаза са  $A_{JJ'}$  и ротациона енергија  $E$  [252,253].

Линија	$Q_{11}$	$Q_{12}$	$Q_{13}$	$Q_{14}$	$Q_{15}$	$Q_{21}$	$R_{22}$	$R_{23}$	$Q_{27}$
$J$	1	2	3	4	5	1	2	3	7
$\lambda$ [nm]	307,844	307,995	308,154	308,328	308,520	309,047	308,023	307,703	309,462
$A_{JJ'}$ [a.u.]	477	599	663	701	724	561	199	239	735
$E$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	32474,6	32542,5	32644,1	32779,4	32948,1	32474,6	32542,5	32644,1	33384,8

Слично као и у претходном подпоглављу, цртањем графика зависности  $\ln\left(\frac{I_{JJ'}\lambda}{(2J+1)A_{JJ'}}\right) = f(E)$  из коефицијента правца  $\frac{hc}{k_B T_r}$  може се добити ротациона температура  $T_r$ .

## 2.6 Мерење електричног поља

За мерење електричног поља у плазменим млазевима коришћена је метода базирана на појави Штарковог ефекта. Овај метод је први пут коришћен за мерење просторне расподеле електричног поља у абнормалном тињавом пражњењу Гримовог

типа [254–257]. На основу пертурбационе теорије коју је предложио Фостер (Foster), могуће је само на основу мерења растојања између максимума забрањених и одговарајућих дозвољених линија неутралног атома хелијума одредити вредност електричног поља са високом тачношћу и у великом опсегу вредности [258].

Услед деловања спољашњег електричног поља долази до укидања селекционих правила која се односе на промену орбиталног квантног броја  $l$  ( $\Delta l = \pm 1$ ). Због тога се у спектру хелијума појављују забрањене линије. Са друге стране, под утицајем спољашњег електричног поља линије се померају за износе који директно зависе од јачине тог поља. Коришћењем пертурбационог рачуна могуће је израчунати зависност помераја одређених линија од електричног поља [257,258]. Може се показати да се проблем атома хелијума своди на проблем атома водоника. Пошто се један електрон налази у основном стању  $1s$  које описује сверносиметрична таласна функција, његово електрично поље ван  $1s$  орбитале ће бити Кулоновог типа  $\sim \frac{1}{r^2}$ , са потенцијалом облика  $\sim \frac{1}{r}$ . Тада се проблем своди на један електрон који кружи око језгра екранираног електроном у основном стању [257,258]. Због тога се и код атома хелијума може очекивати линеарни Штарков ефекат.

Постоји низ хелијумових линија које имају забрањене компоненте које се појављују када је присутно спољашње електрично поље [254,258,259]. Табела 2.8 даје приказ дозвољених и забрањених линија које се могу користити за мерење електричног поља. При израчунавању положаја енергетског нивоа за дато електрично поље, један од параметара је и магнетни квантни број  $m$  ( $-l < m < l$ ), па су енергетски нивои поцепани по овом квантном броју [257,258]. Селекционим правилима дозвољени су прелази са променама магнетног квантног броја  $\Delta m = 0, \pm 1$ . У случају  $\Delta m = 0$ , емитована светлост је  $\pi$ -поларизована, док је за  $\Delta m = \pm 1$ ,  $\sigma$ -поларизована, десно или лево. Уметањем поларизационог филтера између пражњења и детектора могуће је издвојити једну од ове две поларизације. Због издвајања једне поларизације светлости, овај вид спектроскопије се често назива Штарковом поларизационом спектроскопијом. За већину наведених линија се показало да су  $\pi$ -поларизоване компоненте, које су паралелне спољашњем електричном пољу, осетљивије на промену електричног поља и да су такви спектри једноставнији за обраду [257,259].

У овој тези је за мерење електричног поља коришћена  $\pi$ -поларизована компонента дозвољене ( $2^1P-4^1D$ ) и забрањене линије ( $2^1P-4^1F$ ). Забрањена линија ( $2^1P-$

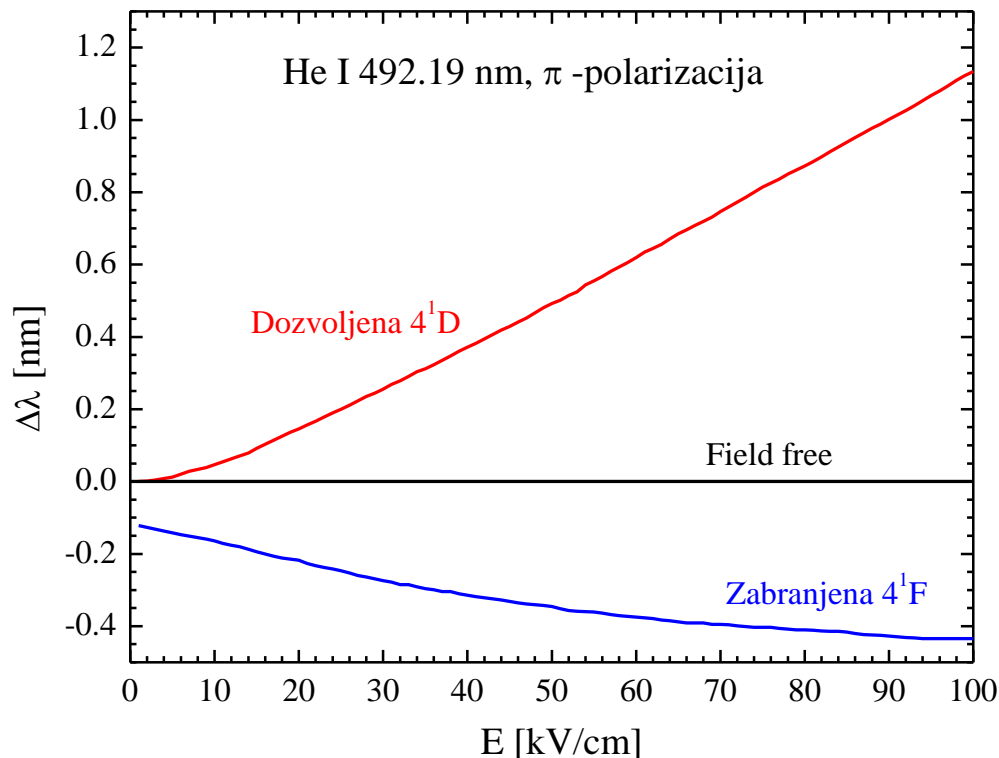
$4^1P$ ), која такође одговара дозвољеном прелазу ( $2^1P-4^1D$ ), има знатно мањи интензитет и знатно је удаљена од од прве две линије [258].

**Табела 2.8:** Хелијумове линије које се могу користити за мерење електричног поља. За сваку групу линија наведени су дозвољени и забрањени прелазни [259].

Линија	Дозвољена	Забрањена
294.5 nm	$2s^3S^0-5p^3P^0$	$2s^3S^0-5p^3D^0$
		$2s^3S^0-5p^3F^0$
		$2s^3S^0-5p^3G^0$
318.8 nm	$2s^3S^0-4p^3P^0$	$2s^3S^0-4p^3D^0$
		$2s^3S^0-4p^3F^0$
		$2s^3S^0-4p^3G^0$
361.4 nm	$2s^1S^0-5p^1P^0$	$2s^1S^0-5p^1D^0$
		$2s^1S^0-5p^1F^0$
		$2s^1S^0-5p^1G^0$
396.5 nm	$2s^1S^0-4p^1P^0$	$2s^1S^0-4p^1D^0$
		$2s^1S^0-4p^1F^0$
		$2s^1S^0-4p^1G^0$
402.6 nm	$2p^3P^0-5d^3D^0$	$2p^3P^0-5p^3P^0$
		$2p^3P^0-5f^3F^0$
		$2p^3P^0-5g^3G^0$
438.8 nm	$2p^1P^0-5d^1D^0$	$2p^1P^0-5p^1P^0$
		$2p^1P^0-5f^1F^0$
		$2p^1P^0-5g^1G^0$
447.1 nm	$2p^3P^0-4d^3D^0$	$2p^3P^0-4p^3P^0$
		$2p^3P^0-4f^3F^0$
492.2 nm	$2p^1P^0-4d^1D^0$	$2p^1P^0-4p^1P^0$
		$2p^1P^0-4f^1F^0$

Слика 2.10 приказује зависности помераја горњих нивоа дозвољене ( $2^1P-4^1D$ ) и забрањене линије ( $2^1P-4^1F$ ) од електричног поља при  $\pi$ -поларизацији. У свим прорачунима утицаја електричног поља на померај линија занемарен је Штарков ефекат на доњи ниво  $2^1P$ . Такође на наведеној слици није приказано цепање горњег

нивоа дозвољене линије  $4^1D$  по квантном броју  $m$ , које долази до изражаја на електричним пољима вишим од  $40 \text{ kV/cm}$ , већ је то померање усредњено.

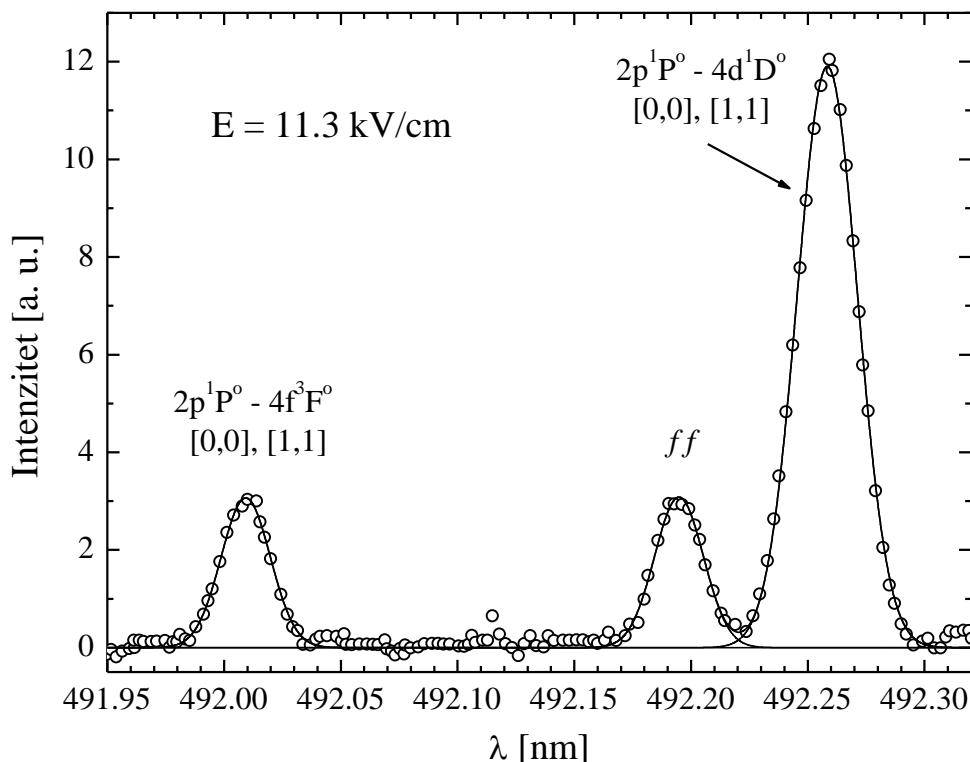


**Слика 2.10:** График зависности Штаркових помераја горњих нивоа дозвољене ( $2^1P-4^1D$ ) и забрањене линије ( $2^1P-4^1F$ ) од електричног поља при  $\pi$ -поларизацији [257]. Цепане дозвољене линије по  $m$  је на овом графику занемарено.

У оригиналним радовима на који се ослања ова теза [254,255,257], померај нивоа у зависности од електричног поља је рачунат у кораку од  $1 \text{ kV/cm}$ , за разлику од Фостеровог рада [258] где је ова зависност рачуната у корацима од  $10 \text{ kV/cm}$ , па није довољно прецизна за коришћење у мерењима електричног поља. За даљу употребу за одређивање електричног поља у пражњењу добијене тачке су фитоване полиномом четвртог реда и таква формула је коришћена у конкретним случајевима. Полином се добро поклапао са прорачунатим тачкама за електрична поља до  $20 \text{ kV/cm}$ . У скорије време одређена је функција која добро реперезентује зависност удаљености максимума дозвољене и забрањене линије на таласној дужини око  $492,2 \text{ nm}$ , за вредности електричног поља до  $100 \text{ kV/cm}$  [259]:

$$E \left( \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right) = \left( -58.557 + 18.116 \times \Delta\lambda_{FA} + 3130.96 \times \Delta\lambda_{FA}^2 + 815.6 \times \Delta\lambda_{FA}^3 \right)^{0.5}, \quad (2.19)$$

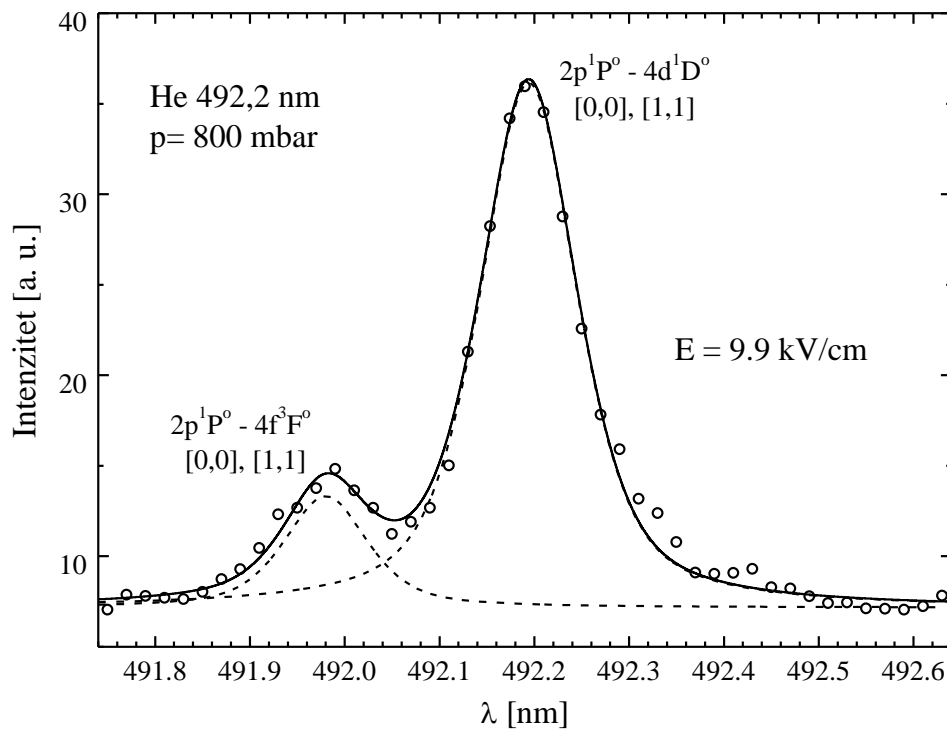
при чему је  $E$  јачина спољашњег електричног поља,  $\Delta\lambda_{FA}$  растојање између забрањене и дозвољене линије ( $F$ - forbidden,  $A$ - allowed).



**Слика 2.11:** Типичан  $\pi$ -поларизован спектар линије He на таласној дужини 492,2 nm снимљен у абнормалном тињавом пражњењу [257,260].

Слика 2.11 представља типичан  $\pi$ -поларизован спектар забрањене и дозвољене линије хелијума на таласној дужини од око 492,2 nm [257,260]. Спектар је снимљен у абнормалном тињавом пражњењу Гримовог типа при радном притиску од 2 mbar и потиче из области у којој је вредност електричног поља око 11 kV/cm. Поред дозвољене ( $2^1P-4^1D$ ) и забрањене линије ( $2^1P-4^1F$ ) јавља се још једна компонента која се не помера у зонама пражњења са различитим електричним пољем. То је компонента која је последица конфигурације пражњења и правца посматрања, она долази из делова пражњења у којима је вредност електричног поља занемарљива. За њу се усталио енглески израз „field free“ (FF) компонента. Појава ове линије се на први поглед може окарактерисати као нежељена, док се са друге стране ова линија може употребити за прецизније и тачније одређивање вредности електричног поља. Наиме, поред тога што је растојање забрањене и дозвољене линије за одређено електрично поље тачно дефинисано, тачно су дефинисана и растојања између дозвољене и FF компоненте и забрањене и FF компоненте, Слика 2.10. Да би мерење било валидно потребно је да за одређену вредност електричног поља линије које се у њему померају буду удаљене од FF компоненте за ове, тачно дефинисане вредности. Треба напоменути да FF компонента мора долазити из самог пражњења, не може се користити линија из неке

спекталне лампе, јер сви остали механизми померања линија (нпр. Ван дер Валсово померање) морају бити присутни.



**Слика 2.12:**  $\pi$ -поларизован спектар линије He на таласној дужини 492,2 nm снимљен у диелектричном баријерном прањњу.

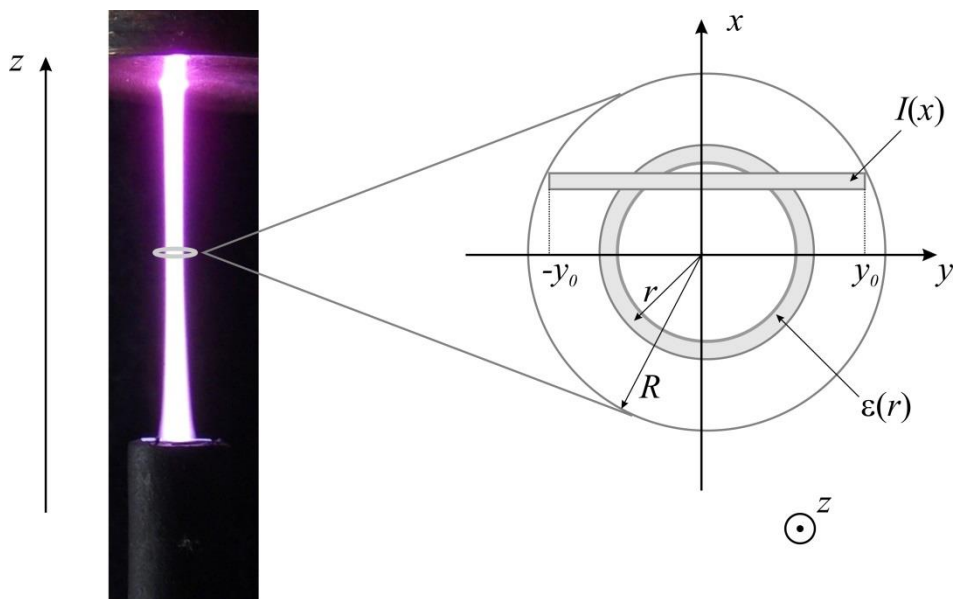
Поред истраживања Гримовог прањња, коришћењем Штаркове поларизационе спектроскопије систематски је испитивано диелектрично баријерно прањње у хелијуму [60–62,261]. За разлику од тињавог прањња на ниском притиску, у прањњима на атмосферском притиску линије су проширене механизмима Ван дер Валсовог и резонантног ширења, поглавље 2.4. Због планпаралелне конфигурације електродног система у овим спектрима се не јавља FF компонента, Слика 2.12.

## 2.7 Абелова инверзна трансформација

За одређивање радијалне расподеле интензитета зрачења, тачније емисионог коефицијента, из латералних снимака цилиндрично симетричног извора зрачења користи се Абелова инверзна трансформација [2]. Помоћу овог метода коришћеног за обраду латералних, бочних, снимака добијених коришћењем спектрометарског система описаног у поглављу 2.3, могуће је реконструирати профил посматране спектралне линије дуж радијуса прањња. То даље омогућава одређивање параметара прањња које је могуће одредити анализом те линије. У нашем случају посматрана је линија He I



на таласној дужини 492,2 nm и помоћу ње је оређивана радијална расподела електричног поља у плазменом млазу.



**Слика 2.13:** Приказ бочног пресека пражњења и параметара значајних за Абелову инверзију.

Када се извор зрачења посматра са стране, интензитет зрачења представља интеграл емисија дуж целе дебљине пражњења у посматраном правцу, Слика 2.13. У цилиндрично симетричном случају, каквим се могу сматрати плазмени млазеви описани у овом раду, веза између латералних интензитета,  $I(x)$ , и радијалног емисионог коефицијета,  $\varepsilon(r)$ , дата је Абеловом трансформацијом [2,262]:

$$I(x) = \int_{-y_0}^{y_0} \varepsilon(r) dy \quad (2.20)$$

где је  $y_0$  вредност у координате ивице пражњења за сваки положај  $x$ . Инверзном Абеловом трансформацијом једначине (2.20) добија се емисиони коефицијент  $\varepsilon(r)$  из експериментално одређених интензитета  $I(x)$  [2,234,262]:

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\frac{dI(x)}{dx}}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx. \quad (2.21)$$

Имајући у виду да се латерални профили интензитета зрачења углавном не могу представити аналитичким функцијама, у пракси је немогуће и аналитичко решавање интеграла (2.21). Због тога је развијен читав низ метода за израчунавање Абелове инверзне трансформације, који се могу поделити на аналитичке и нумеричке [262].

У овом раду коришћен је готов LabVIEW програм дат у додатку Реф. [263], који је минимално измењен да би се прилагодио формату података добијених помоћу нашег

аквизиционог система, видети Прилог. У овој апликацији, експериментално добијени латерални профили се прво глачају усредњавањем суседних тачака (moving-average smoothing), а затим фитују полиномима вишег реда (10-15), у нашем случају десетог реда. Представљање сваког профила у форми полинома, омогућава интерполацију произвољног броја тачака, што има даљих, позитивних импликација на коначне резултате. По угледу на анализу из Реф. [262] у поменути програм су имплементиране две методе за Абелову инверзију: Нестор-Олсенов алгоритам (Nestor–Olsen) и Ханкел-Фуријеов (Hankel–Fourier) алгоритам. Показано је да је једноставнији, Нестор-Олсенов метод и генерално тачнији када латерални профил садржи већи број тачака [263]. Са обзиром на то да се латерални профил снима одједном помоћу iCCD камере, у зависности од пројекције плазменог млаза на улазни прорез монохроматора, добија се велики број тачака дуж попречног пресека плазменог млаза. Конкретно, профили коришћени у овом раду садржали су око сто тачака, што је наметнуло коришћење Нестор-Олсеновог алгоритма. Код Нестор-Олсеновог метода радијална емисивност,  $\varepsilon(r)$ , дата је изразом [262,263]:

$$\varepsilon(r_j) = \frac{-2}{\pi\Delta x} \sum_{i=j}^{N-1} I(x_i) B_{j,i} \quad (2.22)$$

где је

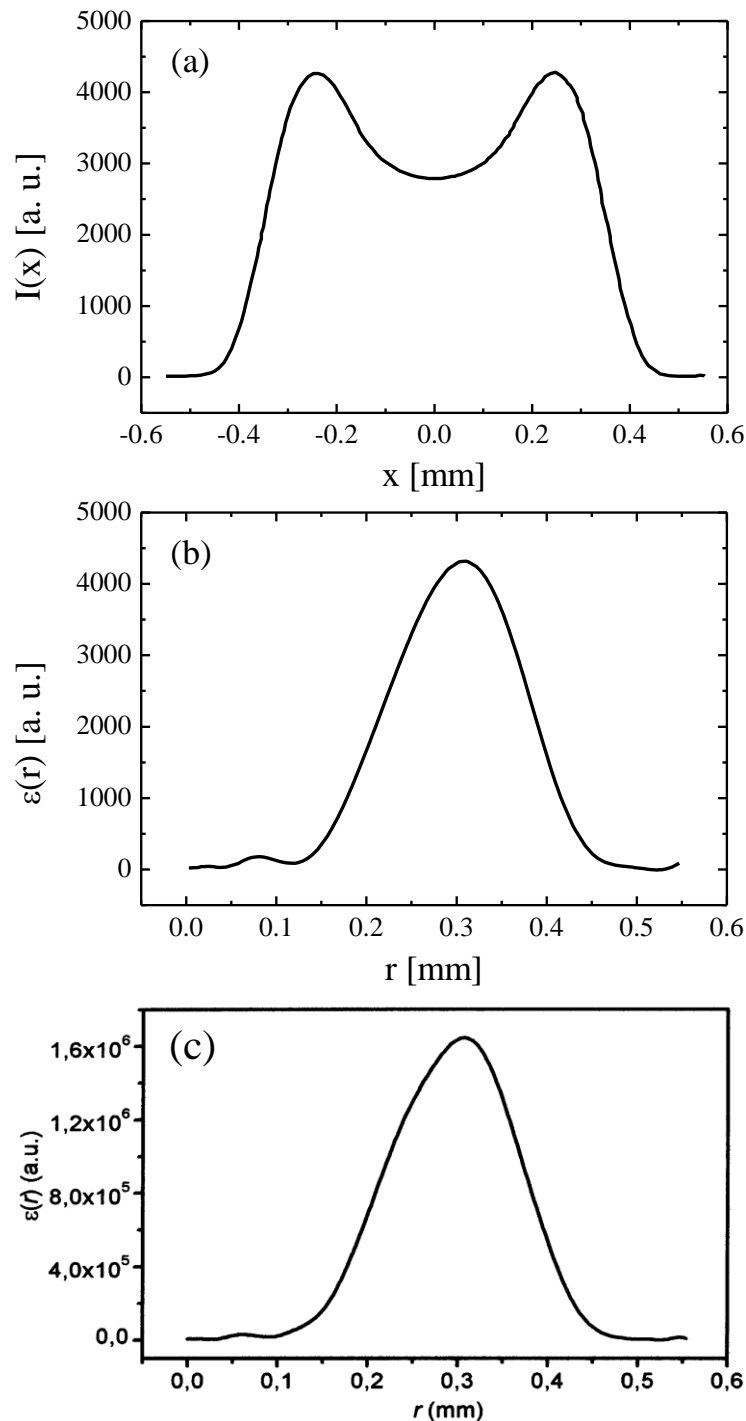
$$B_{j,i} = \begin{cases} A_{j,i-1} - A_{j,i} & \text{за } i \geq j+1 \\ -A_{j,i} & \text{за } i = j \end{cases} \quad (2.23)$$

и

$$A_{j,i} = \frac{\sqrt{i^2 - (j-1)^2} - \sqrt{(i-1)^2 - (j-1)^2}}{2i-1}. \quad (2.24)$$

Програм који смо користили за абеловање бочних профила зрачења плазменог млаза, претходно смо тестирали на профилима датим у Реф. [262]. Слика 2.14 приказује поређење резултата Абелове инверзије експерименталног профила из Реф. [262] са резултатима абеловања помоћу програма коришћеног у овом раду [263]. Добро слагање радијалне расподеле емисије у ова два случаја, квалификовало је предложену процедуру за одређивање радијалне расподеле емисије из латералних расподела интензитета зрачења плазменог млаза. У експериментима чији ће резултати бити представљени у следећој глави, абеловани су бочни профили спектрално разложене емисије плазменог млаза. Тиме је било могуће реконструисати облик спектралних линија на датој радијалној позицији из којих је даље могуће одредити неке параметре пражњења. На овај начин је добијан облик линије He I на 492,2 nm и из растојања

дозвољене и забрањене линије је одређивана радијална расподела интензитета аксијалног електричног поља.



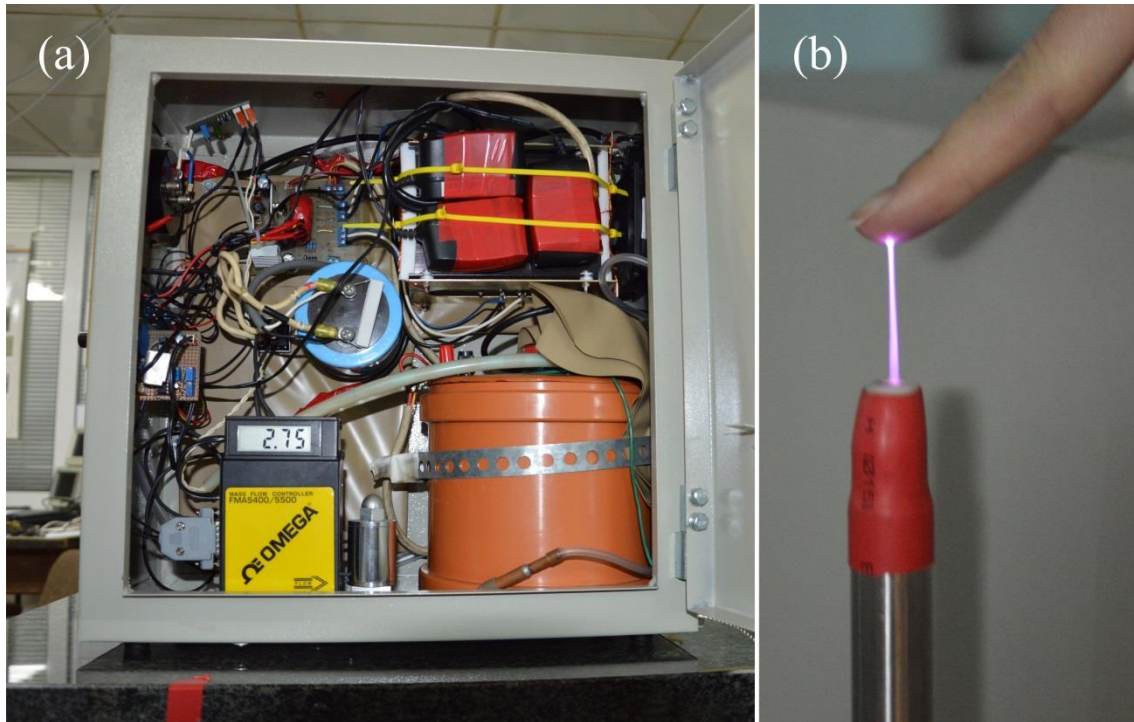
**Слика 2.14:** Поређење резултата Абелове инверзије извршене помоћу LabVIEW програма коришћеног у овом раду и резултата из Реф. [262]. (a) Експериментални, углачан и симетризован латерални профил. (b) Радијална расподела емисије добијена помоћу програма коришћеног у овом раду [263]. (c) Радијална расподела емисије из оригиналног рада [262].

## 2.8 Плазмени млаз као компактан и преносив уређај

За било какву примену плазменог млаза изван лабораторије, неопходно је да уређај буде компактан, мобилан и, што је најважније, безбедан за руковање и употребу и од стране лица која нису стручна за област физике гасних пражњења. Како су потенцијалне примене оваквог уређаја углавном у областима биологије и медицине, сва истраживања се морају вршити у специјализованим лабораторијама са високим хигијенско-санитарним стандардима. Логичан наставак истраживања које презентује ова дисертација је испитивање ефикасности плазменог млаза у различитим применама, праћено дијагностичким методама које су нам доступне и које су делом приказане у овом раду. Из тих разлога конструисан је компактан плазмени млаз са уграђеним контролама напона, протока и фреквенције. Уређај има димензије  $20 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ , док је цево на чијем врху се формира плазмени млаз дужине 2 m, Слика 2.15. Слика 2.16 приказује фотографије напајања плазменог млаза унутар кућишта уређаја и самог плазменог млаза уређаја у раду.



**Слика 2.15:** Плазмени млаз као компактан уређај са контролисаним напонем, фреквенцијом и протоком. (а) Изглед предње плоче уређаја и самог млаза плазме. (б) Задња плоча на којој су уводник за гас, напајање из градске мреже и извод плазменог млаза.

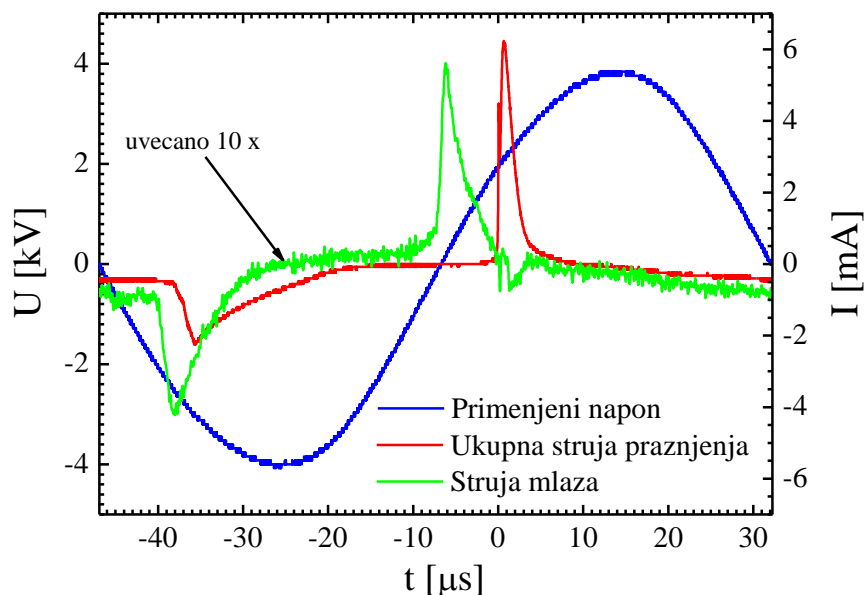


**Слика 2.16:** (а) Изглед напајања плазменог млаза упакованог у кућиште. (б) Плазмени млаз у раду.

### 3 Резултати експеримента и дискусија

#### 3.1 Електрична мерења

Дијагностика просторно-временског развоја стримера у хелијуму рађена је на две конфигурације плазмених млазева (JET I и JET II), углавном на фреквенцији од око 12 kHz, и примењеном напону амплитуде 4 kV. Међутим, вршена су електрична и спектроскопска мерења и за различите фреквенције, при чему су забележени феномени скоковите промене мода рада пражњења, при минималној промени примењеног напона. То се одражава и на промену спектра пражњења, односно концентрацију врста које у пражњењу настају. Ови резултати ће у овом тексту бити само документовани, без дубље анализе за коју су потребна додатна мерења различитих параметара пражњења.

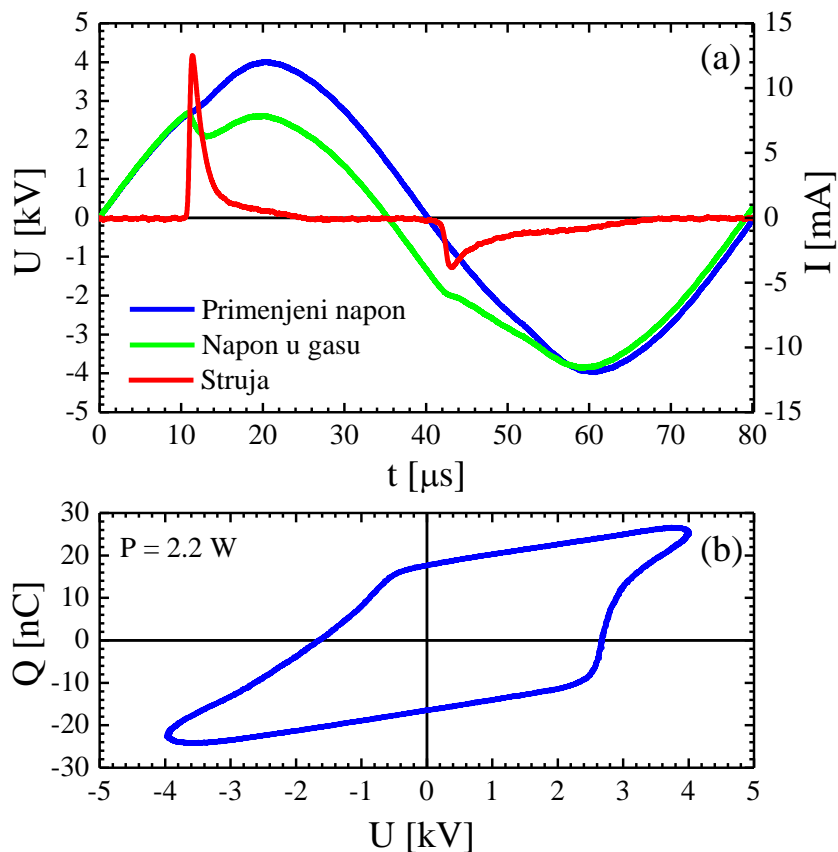


Слика 3.1: Електричне карактеристике JET-a I.

Слика 3.1 приказује напонски сигнал и струјне сигнале за JET I. У случају овог плазменог млаза могу се раздвојити два струјна сигнала: струја пражњења и струја млаза (Слика 2.1) [264]. Струја плазменог млаза је за ред величине слабија од струје пражњења која се мери између високонапонске и уземљене електроде. Како се струја млаза појављује пре струје пражњења за око 5  $\mu\text{s}$ , јасно је да у овој конфигурацији емисија плазменог метка претходи развоју пражњења у међуелектродном простору. То директно доказује важност меморијског ефекта и последица је покретања површинског наелектрисања нагомиланог на унутрашњим зидовима диелектричне цеви спољашњим електричним пољем које резултира настајањем плазменог метка. Струја пражњења за примењени напон од 4 kV, у позитивној полупериоди када се јавља позитивни стример,

износи око 6 mA. При томе струја плазменог млаза мерена струјном сондом износи око 0,6 mA. У случају примене плазменог млаза за третман било каквог узорка, у простору између узорка и цевчице долази до потпуног развоја пражњења, које има стримерску фазу и фазу у којој струја тече кроз формирану проводни канал. Према томе, за истраживања је много интересантнији случај ЈЕТ-а II, са уземљеном електродом.

Електричне карактеристике ЈЕТ-а II мерене су за два растојања између стаклене цевчице и уземљене електроде (Слика 2.2) [265,266]. Растојања су била 10 mm и 20 mm.



**Слика 3.2:** (a) Примењени напон, напон у гасу и струја пражњења у ЈЕТ-у II, за дужину млаза од 10 mm. (b) Одговарајућа Лисажуова фигура са прорачунатом снагом [265,266].

Слика 3.2 (a) приказује сигнале напона, напона у гасу и струје пражњења, за ЈЕТ II са растојањем од 10 mm између стаклене цевчице и уземљене бакарне електроде. Струја пражњења је једна компонента струје која се мери преко отпорника везаног према земљи. Друга компонента, капацитивна струја или струја помераја, може се одузети на више начина. Најједноставнији начин одузимања струје помераја је да се радни примењени напон доведе на електроде без протока хелијума, тј. без пражњења. Тако ће кроз коло тећи само капацитивна струја, јер сам електродни систем без пражњења, представља кондензатор. Други начин је да се одреди капацитет гаса, а онда да се на

основу примењеног напона и тог капацитета израчуна струја помераја коришћењем формуле (2.1) [224,225,267]. Напон у гасу се може израчунати помоћу првог израза из формуле (2.1), при чему је капацитет диелектрика одређен помоћу нагиба страница Лисажуове фигуре и износи око 20 pF. Сваки полупериод пражњења карактерише по један струјни пик. Иако се ради о ДБП плазменом млазу, интересантно је закључити да је упркос стримерском пробоју, струјни сигнал налик сигналу који се јавља код асиметричног тињавог диелектричног баријерног пражњења са Таунзендовим пробојем [267]. Максимална струја у позитивном полупериоду достиже 15 mA, што је неколико пута више у односу на негативан полупериод. Ово се делом може објаснити асиметричношћу електрода, али пре свега потиче од другачијег пробоја. Наиме у првом случају пробој почиње позитивним стримером, а у другом негативним, видети подпоглавље 1.3.2.

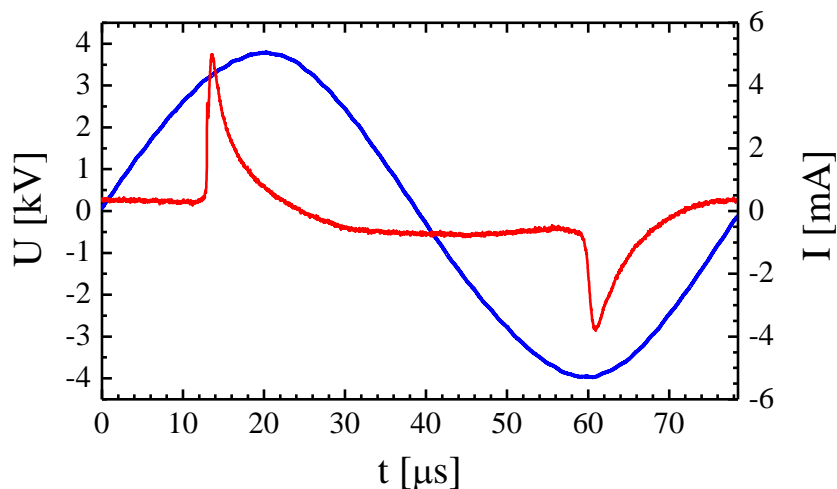
У позитивном полупериоду, уземљена бакарна електрода представља катоду, а високонапонска електрода аноду. У том полупериоду се јављају катодно усмерени стримери – плазмени меци. Плазмени меци се обично јављају у позитивном полупериоду и њихово појављивање у негативном полупериоду је ретко са slabим интензитетом светла [28]. То је у сагласности са истраживањима позитивних и негативних стримера у ваздуху [120,268]. Процеси одговорни за иницирање и простирање позитивних и негативних стримера у ваздуху су различити. За појављивање позитивних стримера у центиметарским међуелектродним просторима потребан је напон од неколико киловолти, док се за негативне захтева неколико десетина киловолти, што одговара једносмерном пробојном напону ваздуха.

Пражњење ЈЕТ-а II је карактеристично по томе што се плазмени метак простира унутар међуелектродног простора. Када метак/стример повеже електроде, у проводном каналу започиње нова фаза пражњења. По аналогији би то требало да буде секундарни стример, али по особинама више подсећа на тињаво пражњење. Због тога се за ову фазу простирања плазменог млаза усталио назив прелазно тињаво пражњење (transient-glow discharge) [116].

График зависности наелектрисања од напона ( $Q-U$  график), односно Лисажуова фигура се може искористити за одређивање наелектрисања пренетог кроз међуелектродни простор и дисипиране енергије у једном периоду. Геометријска анализа Лисажуових фигура такође може дати информације о капацитетима ћелије пражњења, електрода и самог гаса у међуелектродном простору. Додатно, меморијски ефекти и симетричност пражњења се такође могу анализирати посматрањем

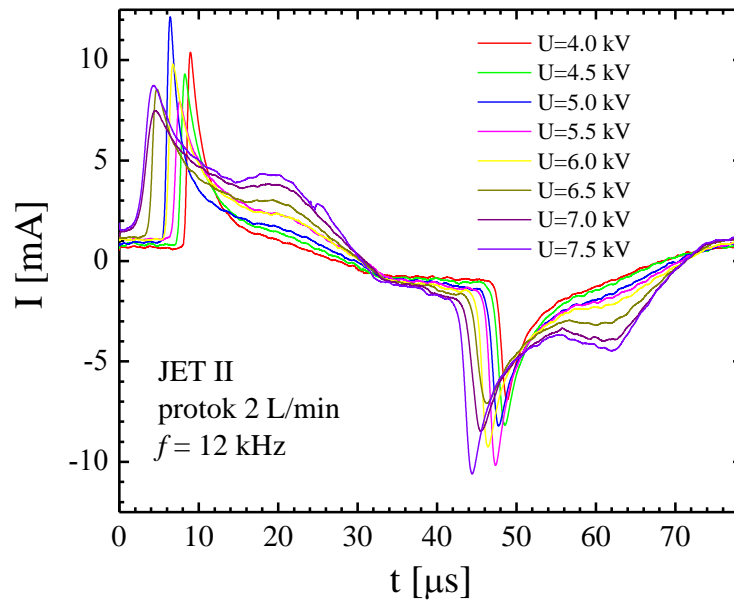


Лисажуових фигура [220]. Слика 3.2 (б) приказује асиметричну Лисажуову фигуру која је последица асиметричне електродне конфигурације. Измерена вредност снаге пражњења од око 2 W је у складу са резултатима приказаним у другим студијама [28]. Пресеци линија  $Q-U$  графика са  $x$ -осом означавају напоне пробоја у негативном и позитивном полупериоду. У позитивном полупериоду пробој настаје на 2,8 kV, што је знатно више него у случају негативног полупериода када је за пробој потребно 1,6 kV. У позитивном полупериоду негативна наелектрисања тј. електрони, се акумулирају на унутрашњим зидовима стаклене цевчице, што није случај са уземљеном електродом. Због тога се напон пробоја знатно смањује у негативном полупериоду.

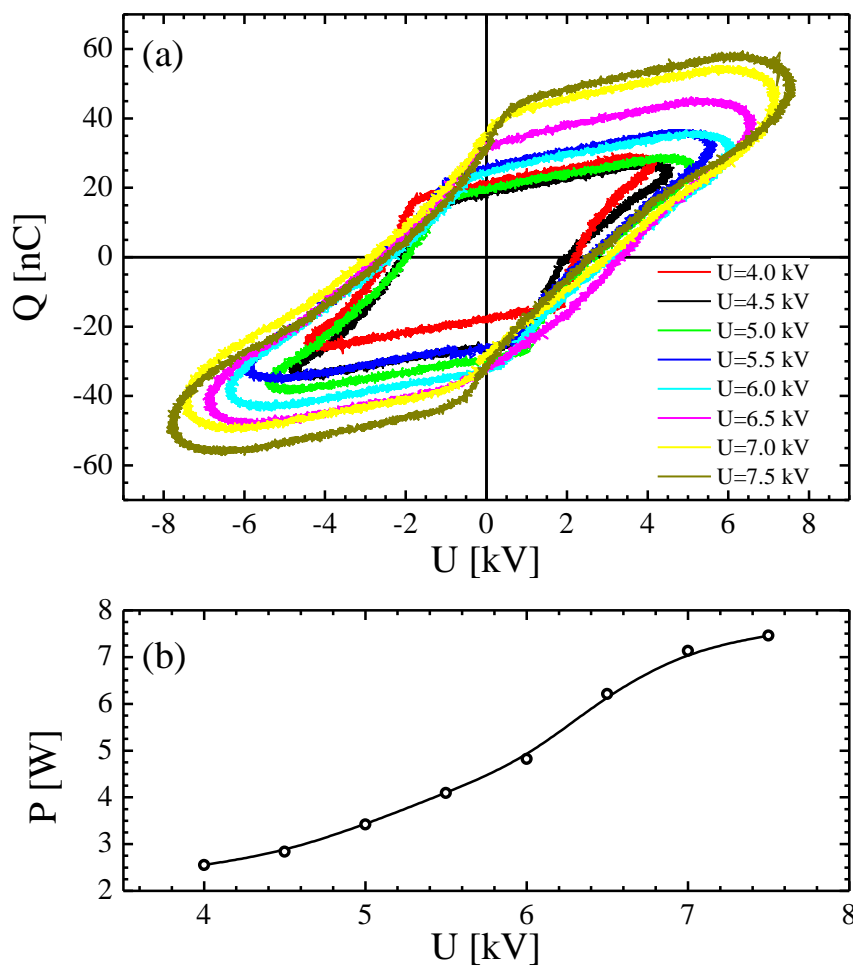


Слика 3.3: Примењени напон и струја пражњења у ЈЕТ-у II, за дужину млаза од 20 mm [264].

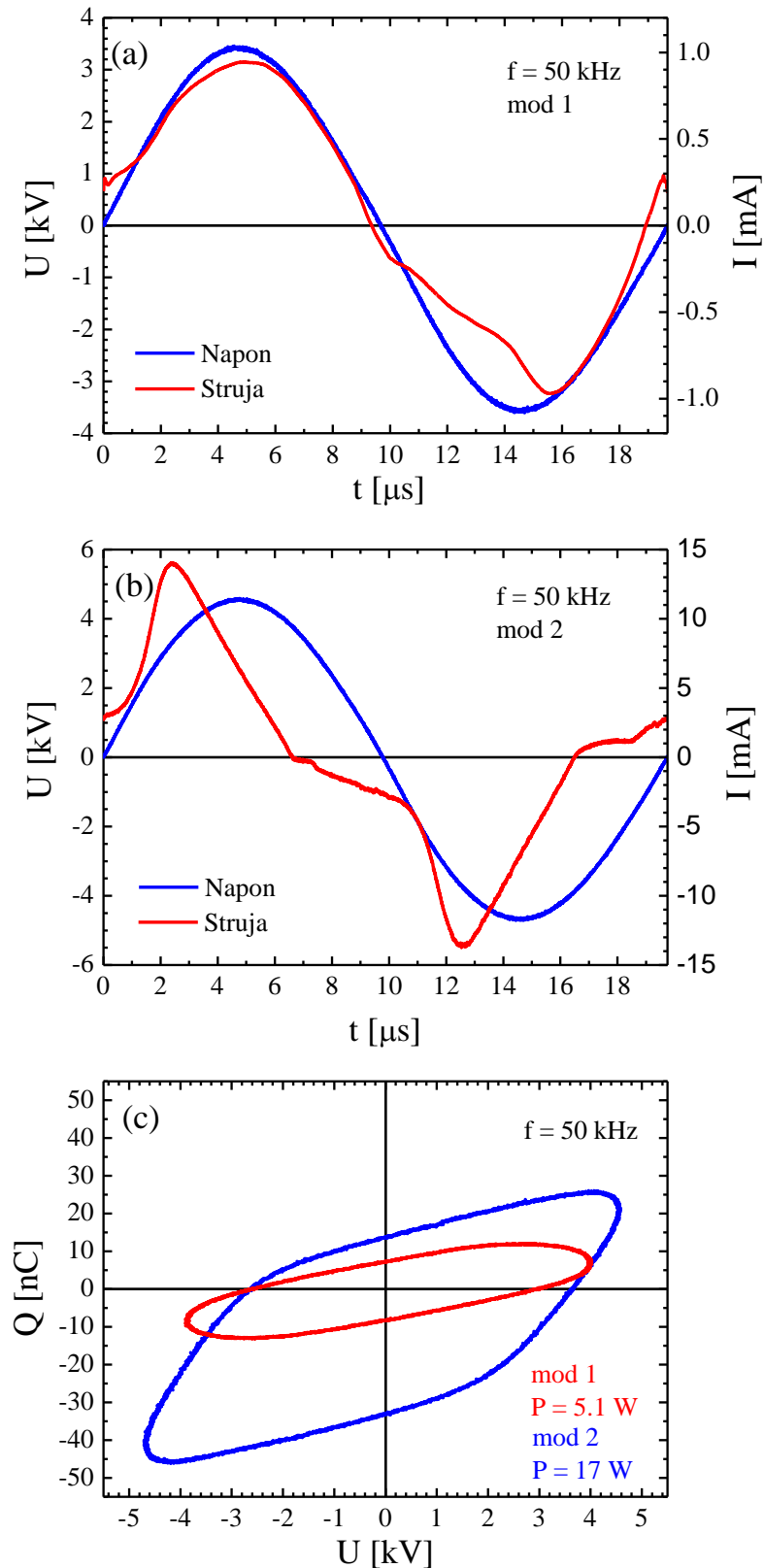
Повећање растојања између цевчице и уземљене електроде утиче на електричне карактеристике пражњења, Слика 3.3 [264]. Јачина струје се смањи на око 6 mA, што утиче и на смањење енергије која се предаје узорку. Слика 3.4 приказује зависност јачине струје од висине примењеног напона. Као што се може видети, повећање напона не утиче драстично на промену јачине струје. Међутим, са повећањем напона се повећава ширина струјног импулса, односно дужина и интензитет прелазног тињавог пражњења. Иако напон не утиче драстично на повећање јачине струје, снага пражњења са амплитудом напона расте скоро линеарно, при фреквенцији од 12 kHz, Слика 3.5. Дупло повећање амплитуде напона доводи до повећања снаге пражњења од четири пута. За више фреквенције уочава се промена мода рада пражњења при минималној промени напона, слично као у Реф. [28]. Наиме за малу промену амплитуде примењеног напона снага пражњења се повећа 3-4 пута, мења се облик Лисажуових фигура и струје пражњења и пражњење прелази у други мод рада, Слика 3.6, Слика 3.7, Слика 3.8 и Слика 3.9.



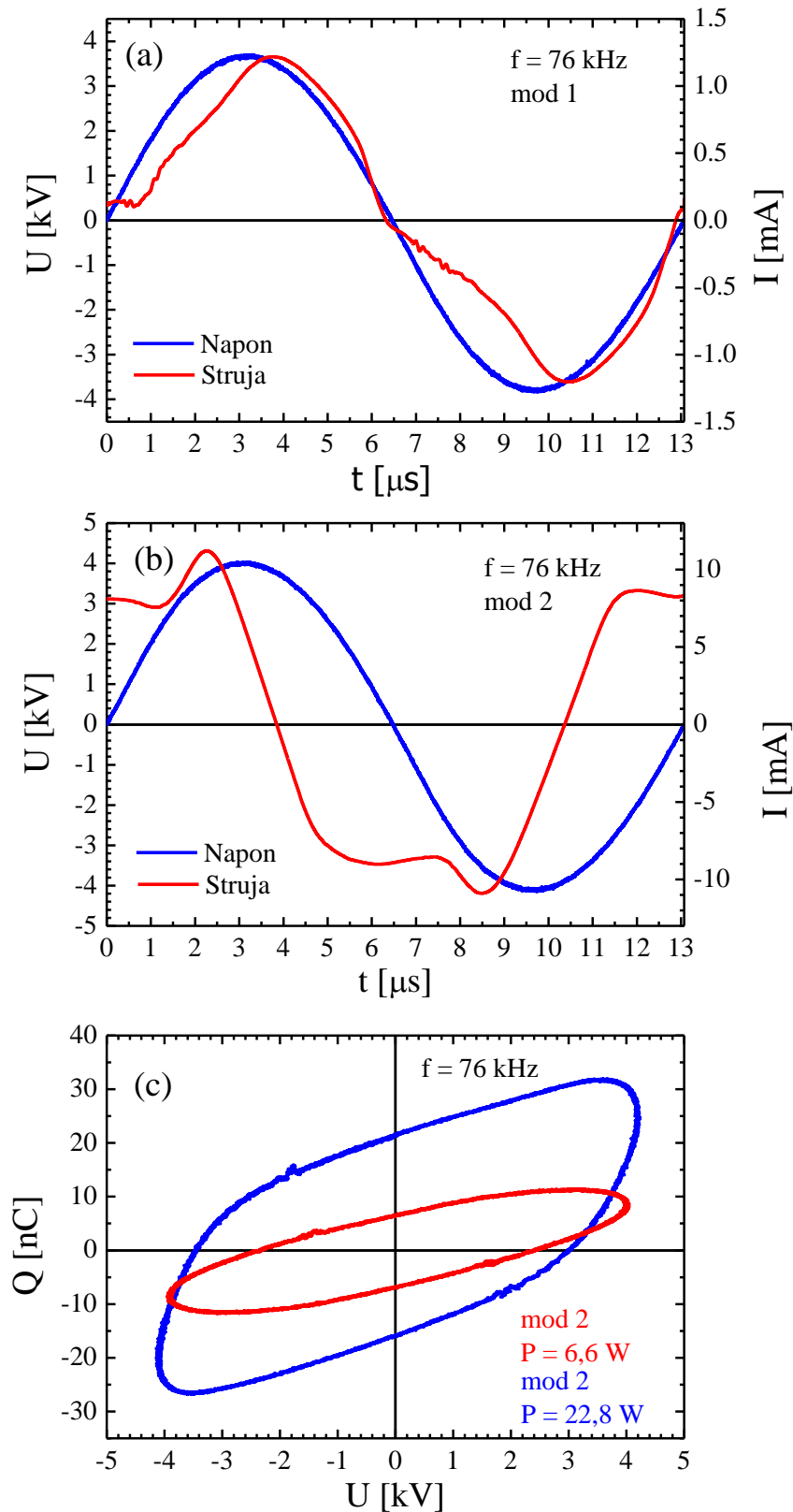
**Слика 3.4:** Зависност струјног сигнала од примењеног напона у ЈЕТ-у II за растојање између стаклене цеви и уземљене електроде (дужину млаза) од 10 mm.



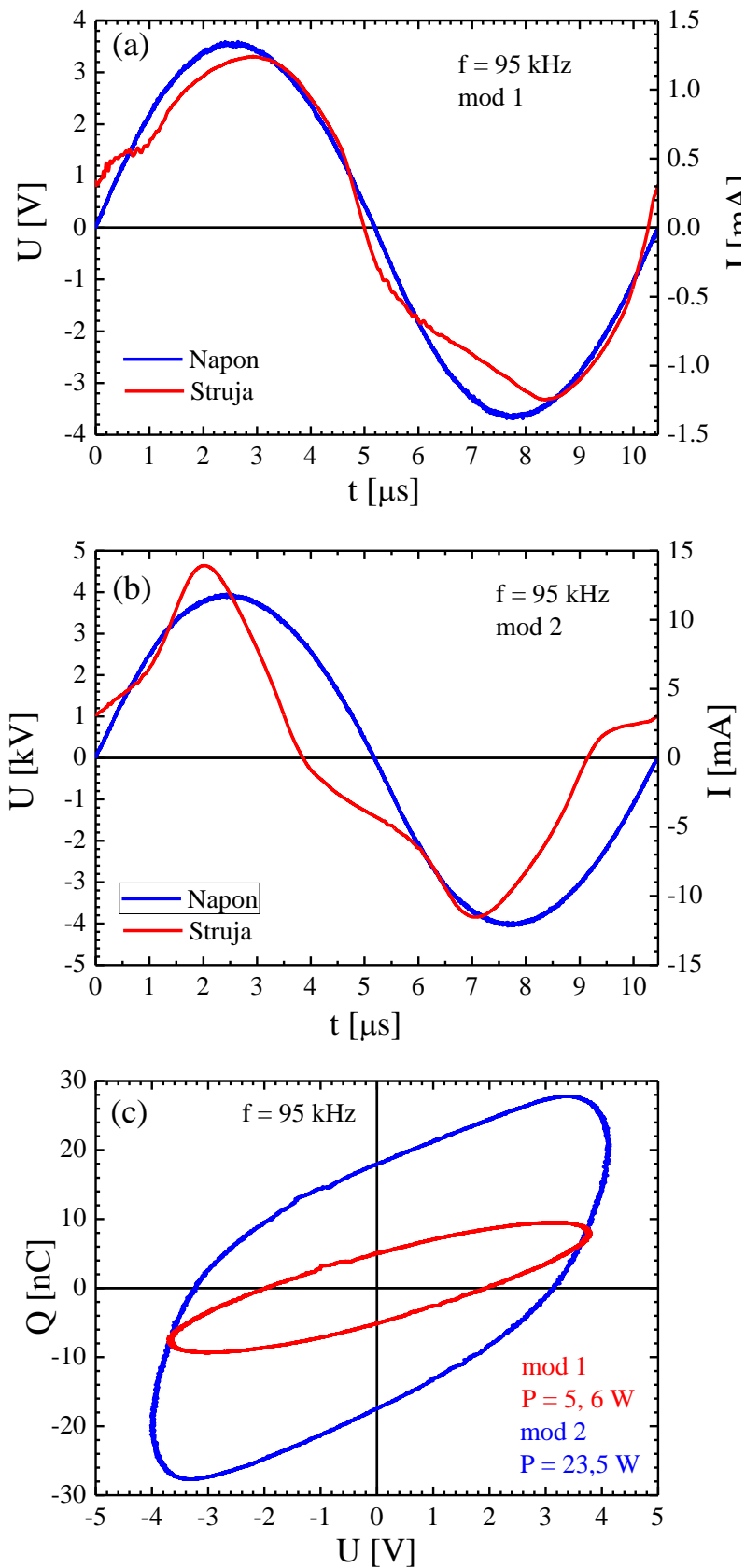
**Слика 3.5:** (a) Лисажуове фигуре снимљене за различите напоне при фреквенцији од 12 kHz и дужини млаза од 10 mm. (b) Зависност снаге од примењеног напона за исто пражњење.



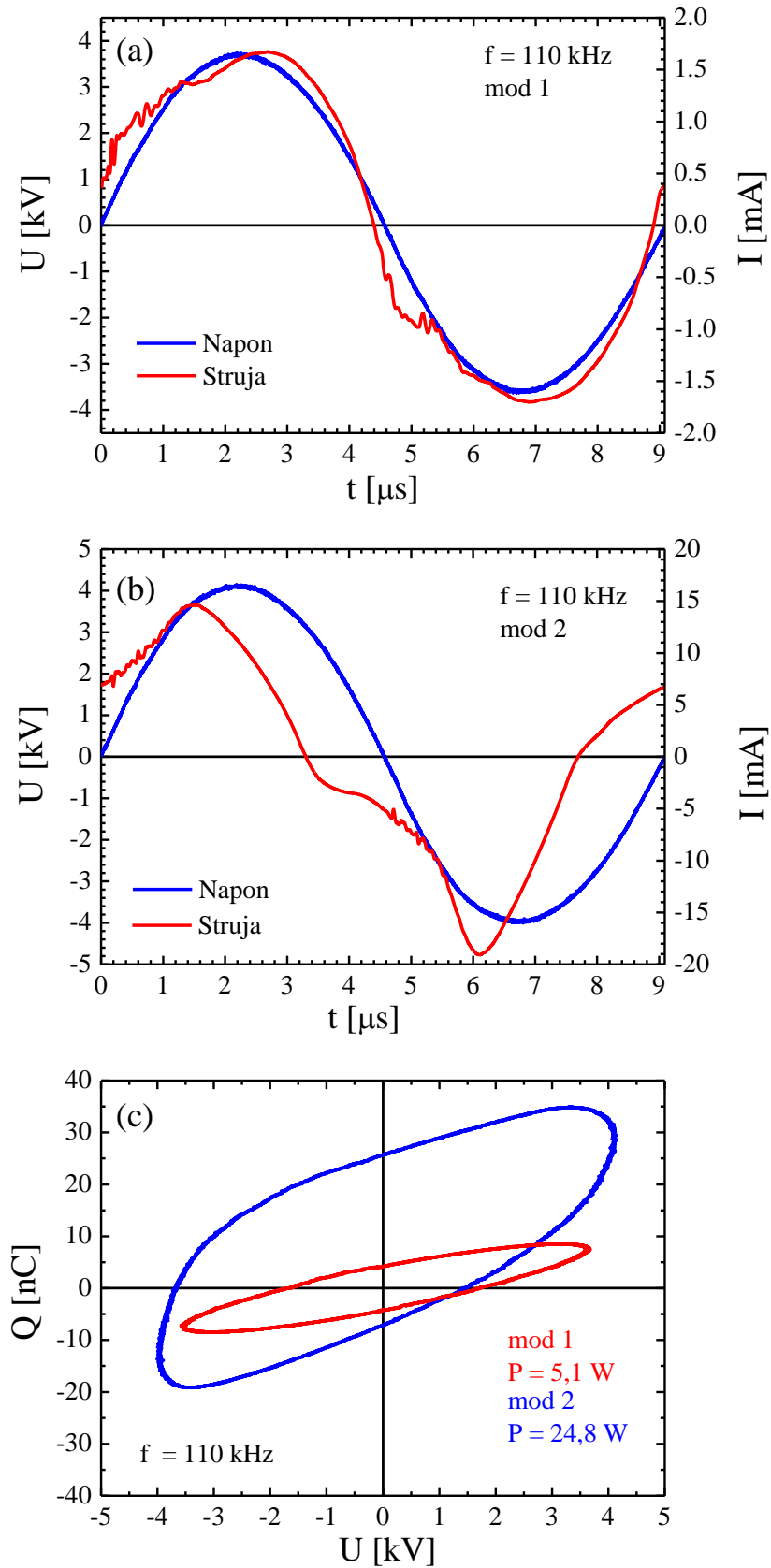
**Слика 3.6:** Промена мода рада ЈЕТ-а II при фреквенцији од 50 kHz за дужину млаза од 10 mm. (a) Напонски и струјни сигнал у првом моду рада. (b) Напонски и струјни сигнал у другом моду рада. (c) Поређење Лисажуових фигура и снага у првом и другом моду рада.



**Слика 3.7:** Промена мода рада ЈЕТ-а II при фреквенцији од 76 kHz за дужину млаза од 10 mm. (a) Напонски и струјни сигнал у првом моду рада. (b) Напонски и струјни сигнал у другом моду рада. (c) Поређење Лисажуових фигура и снага у првом и другом моду рада.



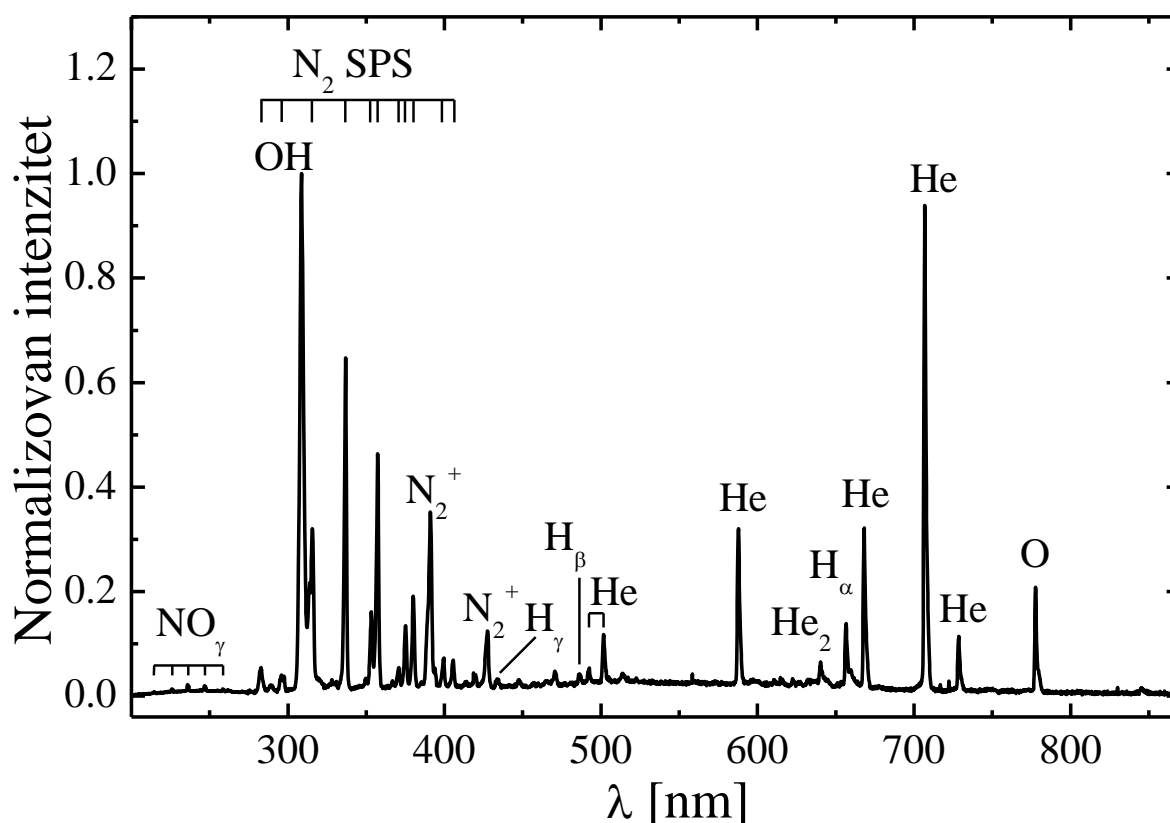
Слика 3.8: Промена мода рада ЈЕТ-а II при фреквенцији од 95 kHz за дужину млаза од 10 mm. (a) Напонски и струјни сигнал у првом моду рада. (b) Напонски и струјни сигнал у другом моду рада. (c) Поређење Лисажуових фигура и снага у првом и другом моду рада.



**Слика 3.9:** Промена мода рада ЈЕТ-а II при фреквенцији од 110 kHz за дужину млаза од 10 mm. (a) Напонски и струјни сигнал у првом моду рада. (b) Напонски и струјни сигнал у другом моду рада. (c) Поређење Лисажуових фигура и снага у првом и другом моду рада.

### 3.2 Емисиони спектар пражњења

Најједноставнији начин да се одреде врсте атома, молекула и јона који настају у пражњењу је снимање његовог емисионог спектра. Слика 3.10 приказује типичан спектар ЈЕТ-а II снимљен спектрометром Ocean Optics USB4000 у опсегу таласних дужина од 200 до 900 nm [266].

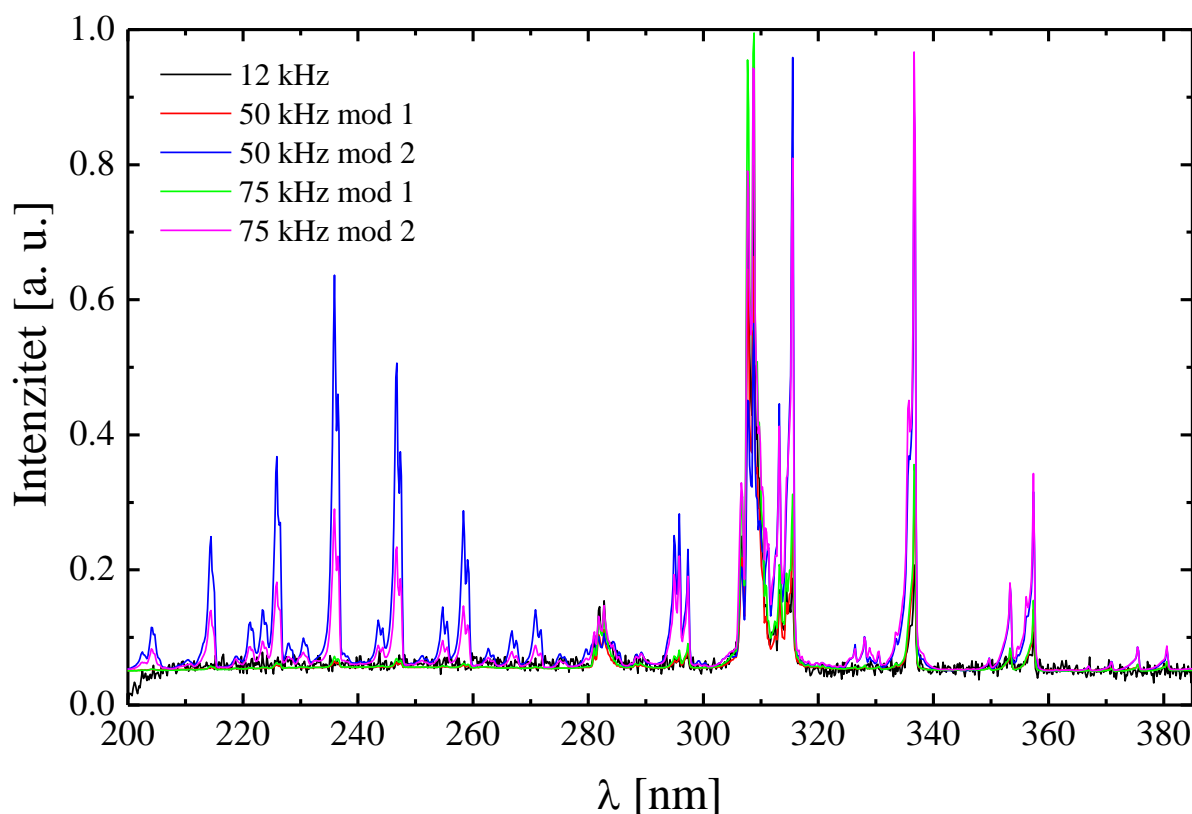


**Слика 3.10:** Оптички емисиони спектар рада ЈЕТ-а II за дужину млаза од 10 mm, при фреквенцији од 12 kHz и амплитуди напона од 4 kV [266].

У спектру се могу детектовати слаба емисија NO- $\gamma$  система, други позитивни систем молекула азота (SPS)  $N_2$  (C-B), OH (A-X), први негативни систем јона азота (FNS)  $N_2^+$  (B-X), као и линије O I, H I и He I, као што је обележено на претходној слици. Атомски кисеоник, хидроксил радикал и NO су неке од најважнијих реактивних врста значајних за биомедицинске примене [151]. Присуство атомског кисеоника директно упућује на присуство озона, и обрнуто, који је такође значајан за поменуте примене [175]. Релативно висок интензитет  $N_2^+$  (B-X) на 391 nm потиче од резонантног реакционог канала између метастабилна хелијума и молекула азота у основном стању, што резултира ефикасном производњом ексцитованих јона  $N_2^+$  ( $B^2\Sigma_u^+$ ) $_v$ . Овај такозвани Пенингов (Penning) процес је праћен емисијом FNS. SPS азота је углавном

последича директне ексцитације електронима. Емисија He I на таласној дужини од 706 nm (горњи ниво  $3^3S$  има енергију од 22,7 eV) индицира присуство електрона високе енергије [28]. Због значајног присуства влаге у ваздуху (на температури од 25°C и при релативној влажности од 25% ваздух садржи око 7750 ppm воде [269]), на око 306 nm се емитује богат спектар OH (A-X). OH (A) се формира путем директне електронске ексцитације воде или дисоцијативне рекомбинације  $H_2O^+$  или  $H_3O^+$  [251]. Уколико је концентрација хидроксил радикала у основном стању OH (X) висока, директна електронска ексцитација у OH (A) стање може такође играти значајну улогу.

Систематско истраживање утицаја промене напона и фреквенције напајања на спектар зрачења није вршено, али је снимљен утицај промене мода рада ЈЕТ-а II на емисију пражњења. Спектри су снимани у ултраљубичастој области од 200 до 380 nm спектрометром Ocean Optics QE65000, Слика 3.11.



**Слика 3.11:** Утицај фреквенције и мода рада ЈЕТ-а II на емисиони спектар пражњења. Амплитуда напона је износила око 4 kV, а дужина млаза 10 mm.

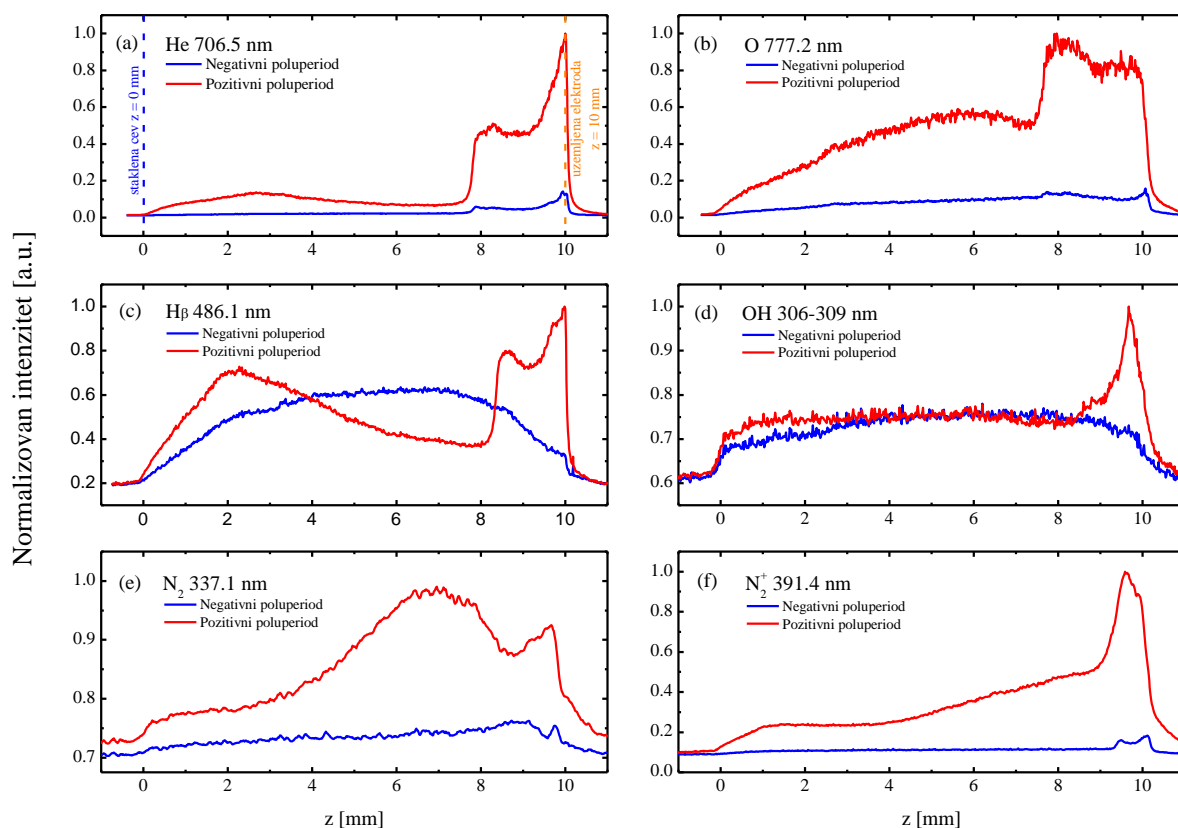
Најинтересантнија информација која се може добити из претходног графика је да при промени мода рада долази не само до промене електричних карактеристика и снаге пражњења, већ и до драстичне промене интензитета неких линија и трака. То се посебно односи на емисију NO-γ система, где интензитет зрачења у другом моду рада



постане упоредив са емисијом азотових и ОН трака. Са друге стране, промена снаге пражњења готово линеарно утиче на промену интензитета зрачења  $N_2$  SPS на 337 nm. И на крају, промена фреквенције, снаге и мода рада пражњења не утиче значајно на промену интензитета ОН траке на 306 nm. Ови прелиминарни резултати указују на то да се мењањем параметара пражњења и модова рада може утицати на производњу хемијских врста, па да се може наћи веза између електричних карактеристика пражњења и концентрације циљаних врста од интереса за примене. Тако би се могло дизајнирати пражњење са могућношћу избора услова и модова рада у зависности од захтева примене. Наравно, потребна су систематска истраживања која би показала да ли су ове претпоставке оправдане или су то погрешни закључци добијени на основу недовољно података.

### 3.3 Просторна расподела емисије доминантних ексцитованих хемијских врста

Слика 3.12 даје просторне расподеле интензитета зрачења неких ексцитованих хемијских врста ДБП плазменог млаза у хелијуму [266].



**Слика 3.12:** Просторна расподела интензитета емисије различитих ексцитованих врста у ЈЕТ-у II у за позитиван и негативан струјни пик. Амплитуда напона је износила око 4 kV, фреквенција 12 kHz, а дужина млаза 10 mm [266].

Ова слика приказује нормализоване интензитете неких линија и трака за позитиван и негативан струјни пик. Снимљене су и приказане просторне расподеле интензитета зрачења следећих врста: линије He I на 706 nm, триплета кисеоника на 777 nm, линије  $H_{\beta}$  на 486 nm, OH траке у опсегу 306-309 nm, SPS молекула азота на 337 nm и FNS молекулског јона азота на 391 nm. Прво што запада у око са свих графика су велики интензитети емисија у позитивном полупериоду уз тренутну катоду, тј. уземљену бакарну электроду. Ово сугерише формирање неке врсте зоне негативног светљења уз катоду, слично њеној појави у тињавим пражњењима на ниском притиску и тињавом ДБП-у на атмосферском притиску. Овај регион је вероватно најважнији у плазменом млазу са становишта примене, јер се налази у директном контакту са третираним материјалом или ткивом. Оваква појава је регистрована и од стране других аутора [28]. У негативном полупериоду нема повећања интензитета зрачења уз уземљену электроду када она има улогу аноде. У зависности од преовлађујућих механизма ексцитације могу се издвојити две групе линија/трака: оне које потичу од радијативних прелаза са виших нивоа који су директно побуђени у сударима са енергетским електронима и оне код којих је до ексцитације дошло индиректно у процесима који обухватају и реакције са метастабилним врстама. Прва група (линија He I на 706 nm и SPS азота на 337 nm) је последица високог електричног поља и концентрације електрона, па њихова емисија прати струјни сигнал. Зрачење друге групе атомских линија и молекулских трака (линија  $H_{\beta}$  на 486 nm, OH траке у опсегу 306-309 nm, линија O I на 777 nm и FNS азота на 391 nm) обично касни у односу на струјни сигнал због претходне неопходне дисоцијације или јонизације ових врста и учешћа метастабилна у тим процесима [46].

Анализу резултата које приказује Слика 3.12 компликује чињеница да састав гаса дуж плазменог млаза није исти. Прорачуни мешања гаса приликом издувавања хелијума у околни ваздух показују да се плазмени меткови простиру у мешавини хелијума и ваздуха са великим градијентом масених удела и у радијалном и у аксијалном правцу [111,112,119]. Као што је раније поменуто, линија He I на 706 nm је добар показатељ присуства високоенергетских електрона, односно високог електричног поља. Велика разлика између интензитета ове линије у позитивном и негативном полупериоду, Слика 3.12 (a), сугерише присуство енергетских електрона само у позитивном полупериоду пражњења, док је у негативном полупериоду интензитет линије незанемарљив једино уз уземљену электроду, тј. привремену аноду. Ова чињеница подржава раније тврдње да се плазмени меци углавном формирају у позитивном полупериоду, што је потврђено резултатима мерења приказаним у Реф. [265,266].

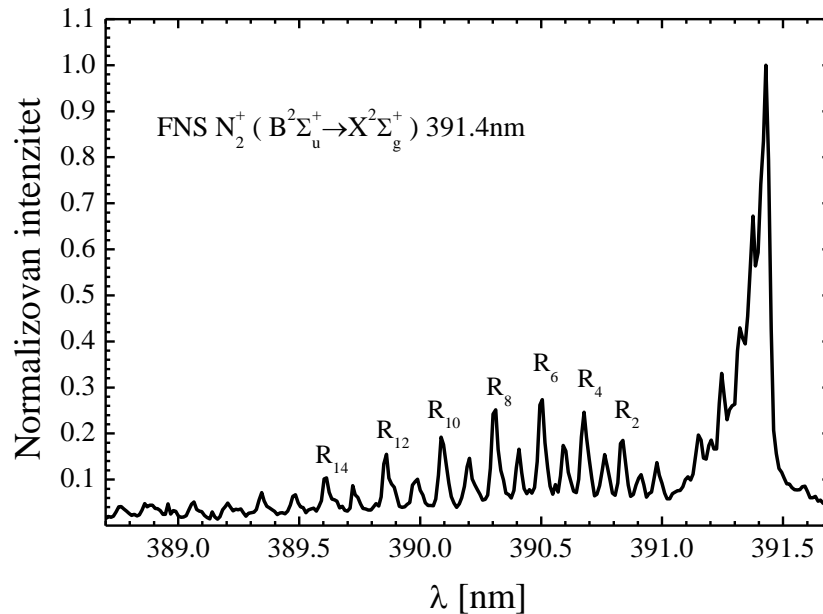
Касније ће бити показано да повећани интензитет зрачења уз катоду потиче из другог дела пражњења, прелазног тињавог пражњења и да дефакто представља неку врсту негативног светљења [264]. Емисија SPS азота на 337 nm такође потиче од директно ексцитованог нивоа азота ( $N_2(C^3\Pi_u)_{v=0}$ , енергија ексцитације 11.0 eV) [44]. Како енергија ексцитације горњег нивоа ове траке није толико висока као у случају  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)_v$  када износи 18,7 eV [267], разлика интензитета за позитиван и негативан полупериод није толико изражена као у случају емисије  $N_2^+$  FNS, Слика 3.12 (f). Јасно је да емисија  $N_2$  SPS расте и у случају позитивне и у случају негативне струје због повећања концентрације азота у хелијуму како се иде од стаклене цеви до уземљене електроде. Међутим, раст је значајно бржи за позитиван струјни пик што је последица синергетског деловања повећања концентрације азота у хелијуму и раста јачине електричног поља дуж плазменог млаза [264]. Електрично поље током негативног полупериода је мало, па је раст интензитета линеаран. Као што је показано у Реф. [28]  $N_2^+$  се углавном производе у процесима Пенингове јонизације молекула азота у сударима са метастабилима хелијума. Поред  $N_2^+$  јона у овом раду посматраних кроз емисију FNS на 391 nm, важну улогу у оваквим типовима пражњења играју јони  $N_4^+$ . Шта више, како расте концентрација азота у хелијуму,  $N_4^+$  све више доминира над  $N_2^+$  јоном и у пражњењима као што су ДБП у хелијуму на атмосферском притиску или плазмени млаз у хелијуму готово у потпуности сачињава позитивно просторно наелектрисање [270]. Према Реф. [270] производња  $N_4^+$  је скоро у потпуности одређена асоцијативним сударима  $N_2^+$  са  $N_2$  и He као трећим партнером. Ова реакција је директно пропорционална парцијалном притиску азота. Деструкција  $N_4^+$  се одвија кроз процесе дисоцијативне рекомбинације и дисоцијативног судара са атомом хелијума који нису директно повезани са парцијалним притиском азота. Дакле, постоји процес настајања  $N_4^+$  јона који је директно пропорционалан уделу азота у хелијуму и два процеса нестајања  $N_4^+$  јона који нису директно пропорционални парцијалном притиску азота. Према томе концентрација  $N_4^+$  јона увек расте са порастом концентрације азота, што може бити разлог повећања електричног поља дуж осе млаза плазме. Слично емисији He I на 706 nm, интензитет траке молекулског јона азота FNS на 391 nm за негативни струјни пик је веома слаб и потврђује ниску енергију електрона и малу концентрацију метастабилна хелијума у овом делу периода пражњења. Са друге стране, у позитивном полупериоду интензитет траке је висок, али се његова расподела разликује од дистрибуције интензитета He I на 706 nm. Расподела интензитета FNS на 391 nm наговештава да Пенингова јонизација доминира у првој половини плазменог

млаза (од излаза цевчице до  $z \sim 5 \text{ mm}$ ), а да директна јонизација сударима са електронима преузима доминацију у другом делу. Ова претпоставка би требало да се верификује посебним просторно-временски разложеним снимањем емисије FNS, као што је то било урађено у Реф. [46]. Готово константна емисија ОН траке је присутна током целог периода пражњења, Слика 3.12 (d), и такво понашање је слично оним детектованим у другим типовима пражњења у хелијуму на атмосферском притиску [46]. Емисија ОН траке у постпражњењу се објашњава рекомбинацијом јона  $\text{H}_2\text{O}^+$  или  $\text{H}_3\text{O}^+$  [46]. Ови јони се производе помоћу метастабилних атома хелијума или метастабилних хелијумових димера  $\text{He}_2$  (a). Према томе, продужена емисија ОН траке је последица дугог времена живота метастабилних хелијумових врста, као и дугог времена живота стања  $\text{H}_2\text{O}^+$  (A) које износи око  $10 \mu\text{s}$  [271]. Упоредивањем расподеле интензитета линије  $\text{H}_\beta$  на 486 nm за позитиван и негативан струјни импулс, такође је могуће анализирати утицај хелијумових метастабилних димера. Најинтересније за ову емисију је то што у негативном полупериоду јако личи на емисију ОН траке. У ранијим студијама је показано да се линија  $\text{H}_\beta$  у постпражњењу у хелијуму са малим додатком водоника појављује услед трансфера енергије са метастабилних атома хелијума [ $\text{He } 2^3\text{S}$ ] и димера хелијума [ $\text{He}_2 (a^3\Sigma_u)$ ] [272]. Шта више, показано је да ексцитација помоћу хелијумових метастабилних димера доминира у касној фази постпражњења. Слика 3.12 (b) представља расподелу интензитета зрачења линије О I на 777 nm током позитивног и негативног струјног импулса. Велика разлика између интензитета упућује на директну електронску ексцитацију кисеоника. Овај закључак је у складу са комплексним моделом нискотемпературне  $\text{He} + \text{O}_2$  плазме на атмосферском притиску, који узима у обзир 21 врсту и 267 реакција [273]. Резултати овог модела предвиђају директну дисоцијативну ексцитацију молекула кисеоника високоенергетским електронима за веће концентрације кисеоника (више од 0,5%  $\text{O}_2$ ). Према наведеном моделу,  $\text{O}_4^+$  постаје један од најдоминантнијих јона за веће уделе кисеоника у хелијуму, слично као  $\text{N}_4^+$  јон у  $\text{He} + \text{N}_2$  пражњењима.

### 3.4 Гасна температура пражњења

Гасна температура плазменог млаза је у овом раду идентификована као ротациона температура молекулских трака хидроксил радикала и молекулског јона азота. Као што је написано у поглављу 2.5, поистовећивање ротационе температуре са гасном температуром има смисла због високо сударне природе пражњења на атмосферском притиску којима припадају и плазмени млазеви. Ексцитовани молекули

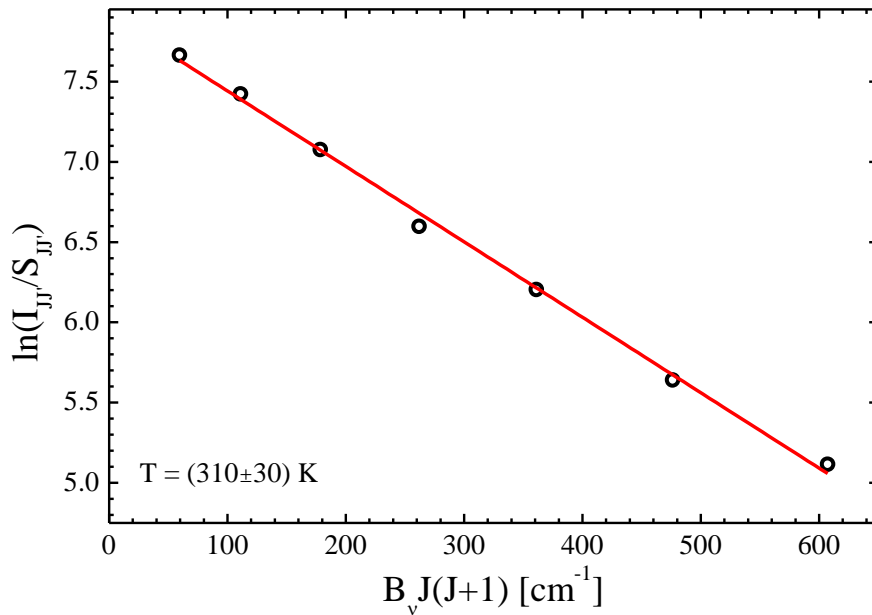
доживљавају велики број судара током свог радијативног времена живота због чега се термализују пре него што емитују фотоне [244]. Процедура одређивања ротационих температура такође је дата у поглављу 2.5.



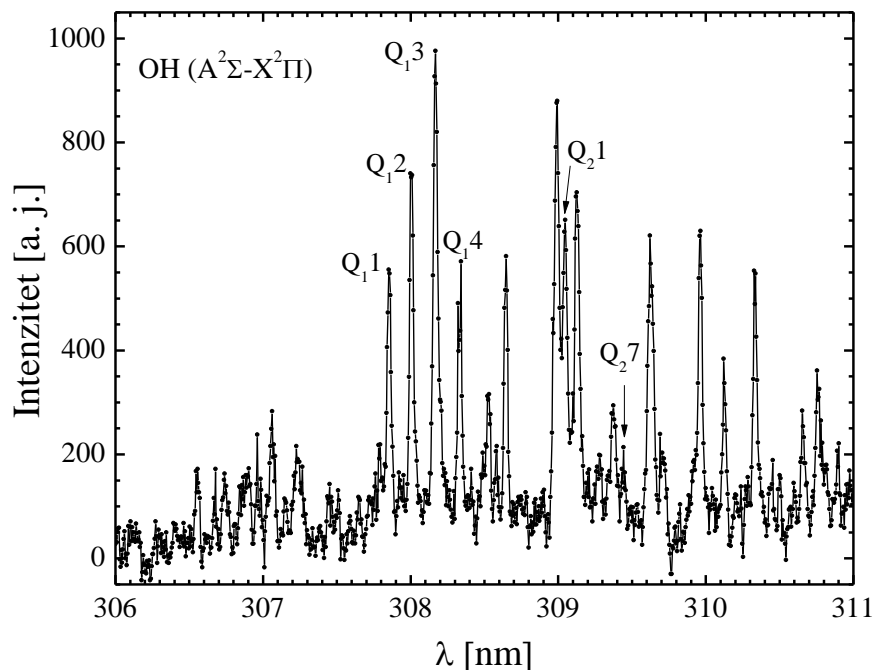
**Слика 3.13:** Ротациони спектар првог негативног система  $N_2^+$  на таласној дужини од 391 nm снимљен у ЈЕТ-у II. Амплитуда напона је износила око 4 kV, фреквенција 12 kHz, а дужина млаза 10 mm [266].

Релативни интензитети линија  $R$  гране првог негативног система  $N_2^+$  на таласној дужини од 391 nm су коришћени у методи Болцманове праве. Слика 3.13 приказује спектар снимљен у ЈЕТ-у II при дужини плазменог млаза од 10 mm [266]. При томе је коришћена решетка од 1200 зареза/mm. Види се да су линије добро раздвојене и могу се лако идентификовати користећи податке из подпоглавља 2.5.1. Права која је цртана користећи интензитете поменутих ротационих линија се добро поклапа са експерименталним тачкама што указује на Болцманову расподелу популације ротационих нивоа, Слика 3.14. Док је интензитет ротационих линија током позитивног струјног импулса био задовољавајући, током негативног струјног импулса интензитет је био слаб што није дозвољавало мерење температуре дуж целог плазменог млаза. Додатно, расподела експерименталних тачака је била расутија због веће грешке мерења узроковане slabим интензитетима линија. Слика 3.15 приказује спектар ОН ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) траке на таласној дужини од око 309 nm снимљен у ЈЕТ-у II. За дисперзију светлости у овом случају је коришћена дифракциона решетка од 2400 зареза/mm. Упркос доброј "pixel to pixel" резолуцији од 5 pm/pixel, број изолованих ротационих линија ОН траке које се добијају из плазменог млаза је ограничен. Разлог је у ван дер

Валсовом ширењу ротационих линија које је изражено и сугерише ниску гасну температуру пражњења [237].

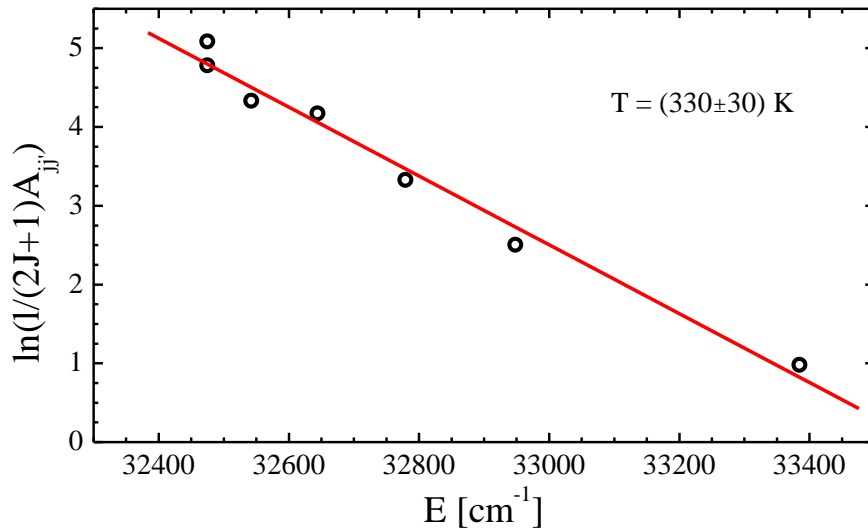


Слика 3.14: Болцманов график ротационих линија  $R$  гране првог негативног система  $N_2^+$  на таласној дужини од 391 nm снимљених у JET-у II [266].



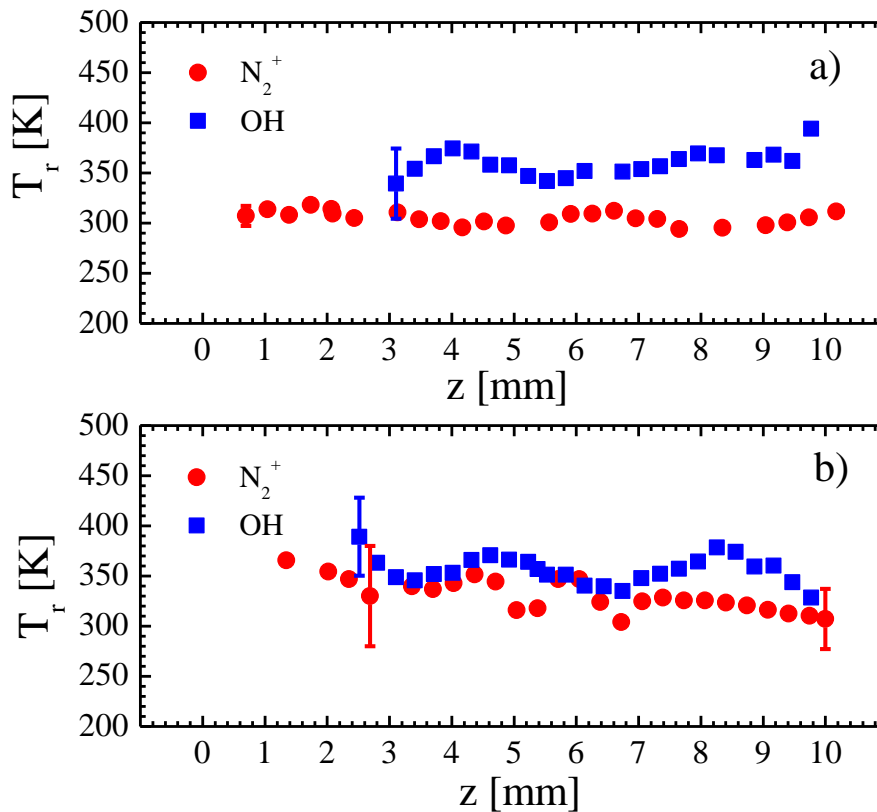
Слика 3.15: Ротациони спектар  $OH$  ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ) траке на таласној дужини од око 309 nm снимљен у JET-у II. Амплитуда напона је износила око 4 kV, фреквенција 12 kHz, а дужина млаза 10 mm [266].

Болцманов график ротационих линија  $OH$  траке исцртаван је према упутству датом у подпоглављу 2.5.2, Слика 3.16.



Слика 3.16: Болцманов график ротационих линија ОН траке [266].

Слика 3.17 представља аксијалне расподеле ротационих температура плазменог млаза ЈЕТ II приликом позитивног и негативног струјног импулса [266]. Оба метода дају резултате који говоре да је температура скоро константна дуж целог млаза плазме. Интересантно је да се температура не мења ни у прикатодној области, за позитиван струјни пик, иако смо видели да интензитет емисије ту нагло расте.



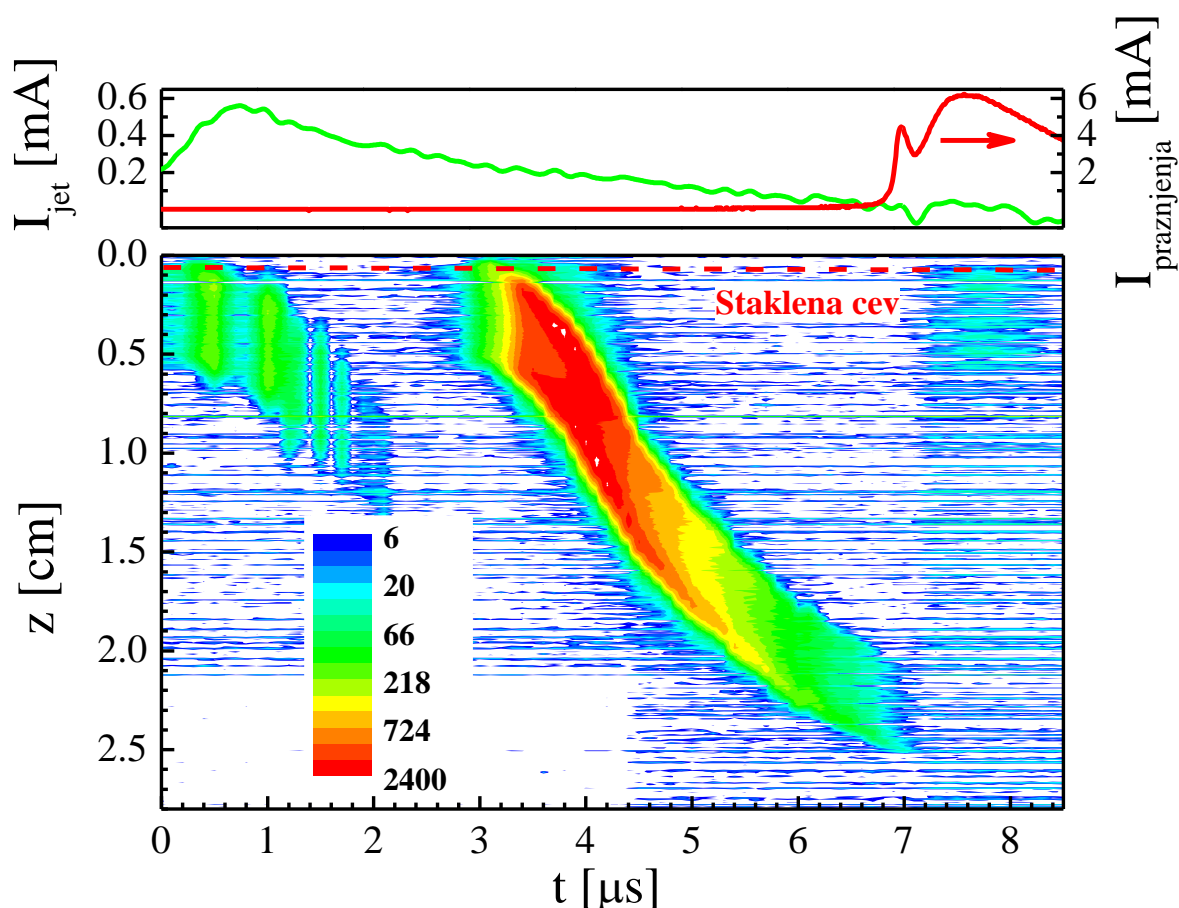
Слика 3.17: Расподеле ротационих температура дуж ЈЕТ-а II добијених помоћу Болцманових графика  $\text{N}_2^+$  и ОН трака за (а) позитиван и (б) негативан струјни импулс [266].

Средња вредност температуре добијене анализом трака азотовог молекулског јона износи око 310 K. Са друге стране температуре добијене помоћу ОН трака имају више вредности које се крећу око 350 K и може се сматрати да ова ротациона температура превазилази праву гасну температуру иако Болцманова права нема значајнија одступања од линеарности. Могући разлог за ово прецењивање температуре је раст степена термодинамичке равнотеже стања ОН (А) са растом електронске температуре у пражњењима са хелијумом, како је показано у Реф. [244]. Чак иако је температура добијена из ОН трака већа, у оквиру вредности грешака два сета резултата се поклапају. Да би се грубо проверили наведени резултати, у плазмени млаз је унет термопар и тако је измерена температура. Резултати мерења температуре помоћу термопара нису превазилазили 35 °C, иако је визуелно било јасно да термопар мења само пражњење. У закључку овог поглавља може се рећи да је мерење температуре у плазменом млазу показало да се ради о извору нискотемпературне плазме који се безбедно може користити за биомедицинске примене.

### 3.5 Просторно-временски развој плазменог млаза

Након утврђивања чињенице да емисија плазмених млазева није континуална, него да се састоји од дискретних светлих пакета, плазмених меткова, који пропадају у околну ваздух брзинама реда 10 km/s [90], вршена су бројна истраживања ове интересантне појаве. Постоје различите студије које представљају резултате добијене снимањима пропагације плазменог метка тј. стримера коришћењем брзих и iCCD камера [106,274–277]. Наведени резултати су углавном спектрално неразложени. У овом поглављу је представљен спектрално разложен просторно-временски развој испитиваних плазмених млазева. Слика 3.18 и Слика 3.19 представљају дводимензионални приказ развоја емисије He ( $2^3P-3^3S$ ) на таласној дужини 706,5 nm за оба плазмена млаза [264], слично као што је то представљено у Реф. [277]. Триплетна линија хелијума на 706,5 nm је најинтензивнија у оваквим типовима пражњења [266]. Енергија горњег нивоа  $3^3S$  ове линије износи 22,7 eV. Основни ексцитациони процес је директан судар атома у основном стању са енергетским електронима, док се једним делом ексцитација може одвијати двостепено, сударом електрона са метастабилним атомима хелијума (стање  $2^3S$ , енергија 19,8 eV). Због тога се развој емисије посматране хелијумове линије може оценити као добра визуелизација развоја електричног поља у плазменом млазу, делом у конволуцији са утицајем концентрације хелијумових метастабилна [46,267].

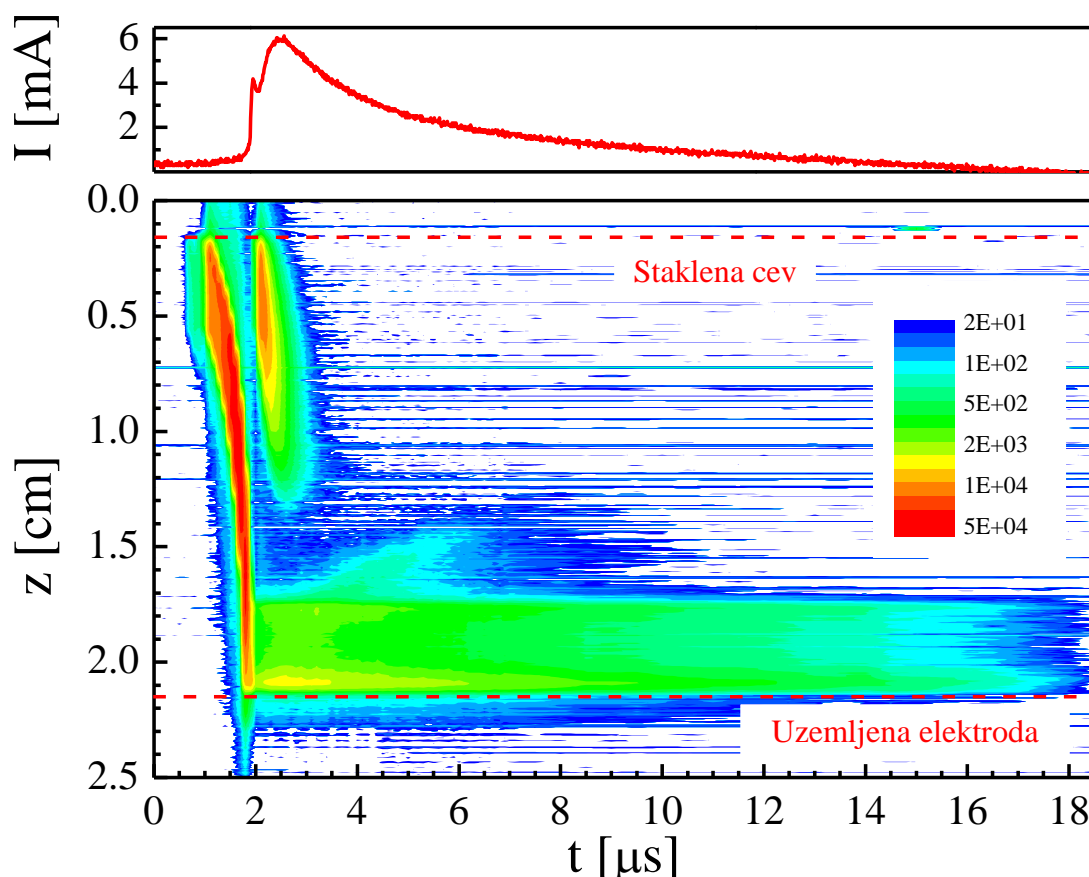




**Слика 3.18:** Просторно-временски развој емисије He ( $2^3\text{P}-3^3\text{S}$ ) на таласној дужини 706,5 nm у ЈЕТ-у I у позитивном полупериоду напона [264]. Горњи део слике представља део струје пражњења и струје млаза у којем долази до емисије. Амплитуда напона је износила 4 kV, фреквенција 12,65 kHz и проток хелијума 4 L/min.

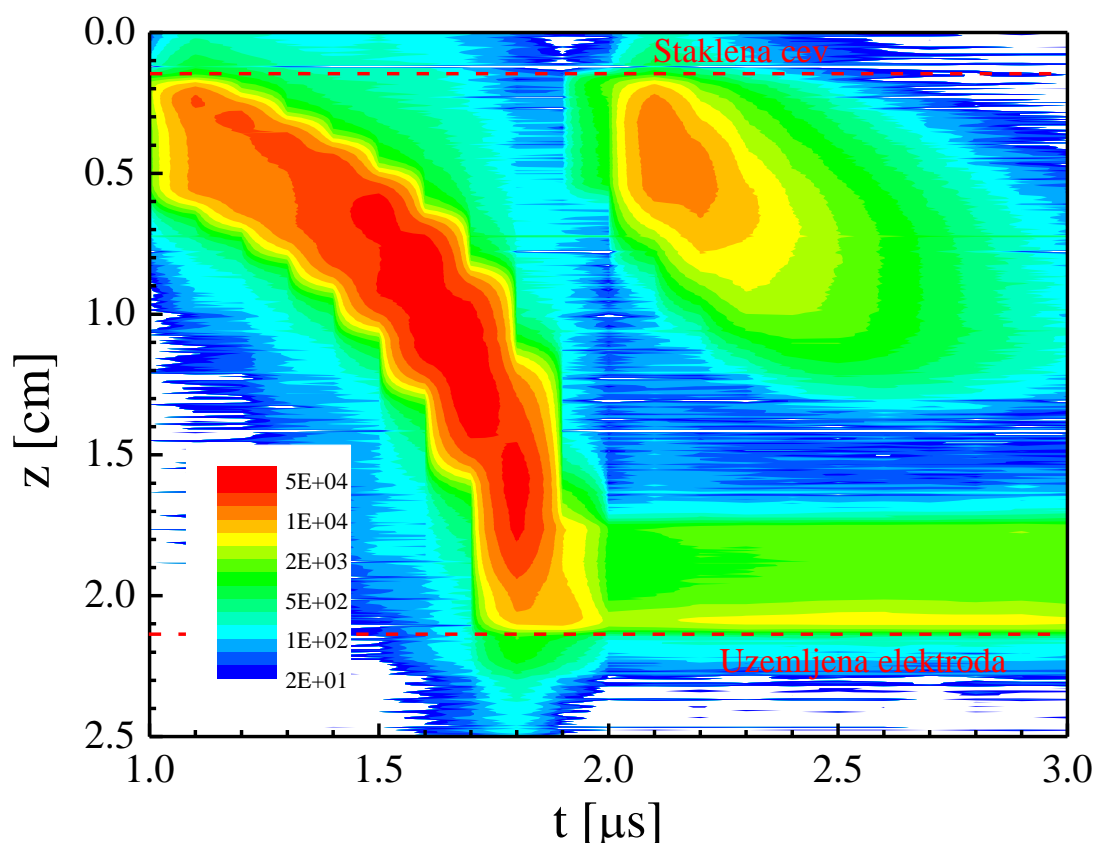
Слика 3.18 представља дводимензионални приказ развоја плазменог метка односно стримера у позитивном полупериоду ЈЕТ-а I. Горњи график приказује сигнале струје плазменог млаза и струје пражњења. Развој пражњења је сниман у типичним условима, амплитуда синусног напона фреквенције 12,65 kHz је износила 4 kV и таквим сигналом су се напајале електроде при протоку хелијума кроз стаклену цевчицу од 4 L/min. Пражњење је кондиционирано око један час, док се за стабилност струјног сигнала могло рећи да је боља од 10 ns. У пракси је то значило да је струјни временски сигнал посматран на осцилоскопу визуелно апсолутно миран и да повратни сигнал камере има непроменљив положај у односу на струју пражњења током свег времена акумулирања снимака. Под наведеним условима плазмени млаз се простире око 2,5 cm у околни ваздух. Ово растојање метак/стример пређе за око  $4 \mu\text{s}$  што одговара средњој брзини од око 6 km/s. Интензитет зрачења плазменог метка опада дуж  $z$ -осе и он нестаје пре него што започне пражњење у међуелектродном простору. Ова појава, типична за плазмени млаз [90], је праћена са два необична феномена видљива на истој

слици. Први феномен представља развој емисије веома сличне развоју главног плазменог метка и претходи му за око  $3 \mu\text{s}$ . Као што се може видети, ово предпражњење започиње када и раст саме струје плазменог млаза. Ова емисија је слабог интензитета и може се протумачити као неуспешна експанзија метка јер започиње у моменту када је напон још увек низак [264]. Предпражњење је веома слично почетку експанзије главног метка, али веома брзо се гаси, отприлике 1 cm од излаза из цевчице. Емисија више плазмених меткова у оквиру једног полупериода напона којим се напаја плазмени млаз је позната појава и више о томе се може наћи у Реф. [144]. Након гашења стримера, током струје пражњења уочава се просторно и временски стабилна, слаба радијација, која је нарочито видљива у близини излаза из стаклене цеви. Овај појава највероватније представља постпражњење главног пражњења у међуелектродном простору. Наиме, емисија хелијумове линије на  $706,5 \text{ nm}$  може бити последица дисоцијативне рекомбинације јона хелијумовог димера  $\text{He}_2^+$  [278,279]. Сумирајући развој плазменог метка у ЈЕТ-у I, може се закључити да је он еквивалентан пропагацији вођеног стримера у хелијуму [26].



**Слика 3.19:** Просторно-временски развој емисије  $\text{He}$  ( $2^3\text{P}-3^3\text{S}$ ) на таласној дужини  $706,5 \text{ nm}$  у ЈЕТ-у II [264]. Горњи део слике представља струју пражњења. Амплитуда напона је износила  $4 \text{ kV}$ , фреквенција  $12,65 \text{ kHz}$  и проток хелијума  $2,6 \text{ L/min}$ .

Развој пражњења ЈЕТ-у II сниман је при истој фреквенцији и амплитуди напона док је проток хелијума кроз баријерну електроду био 2,6 L/min. Овај проток је одржаван константним у временски разложеним снимањима млаза ЈЕТ-а II јер је под тим условима пражњење најстабилније радило. Растојање између стаклене цевчице и уземљене бакарне електроде износило је 2 cm. Конструкција ЈЕТ-а II са уземљеном електродом омогућава продужење трајања емисије млаза у оквиру једног полупериода, Слика 3.19 [264]. Са слике се може видети да се развој пражњења у међуелектродном простору током позитивног полупериода напона може поделити у две фазе: прву, која се одвија пре него што струјни сигнал почне да расте и другу фазу која прати струјни сигнал. Прва фаза одговара пропацији катодно усмереног јонизационог таласа – стримера, какав је посматран код ЈЕТ-а I, али са већом средњом брзином од око 20 km/s. Слика 3.20 истиче најинтересантијих 2  $\mu$ s развоја ЈЕТ-а II [264].



**Слика 3.20:** Главних 2  $\mu$ s развоја емисије He ( $2^3P-3^3S$ ) на таласној дужини 706,5 nm у ЈЕТ-у II [264].

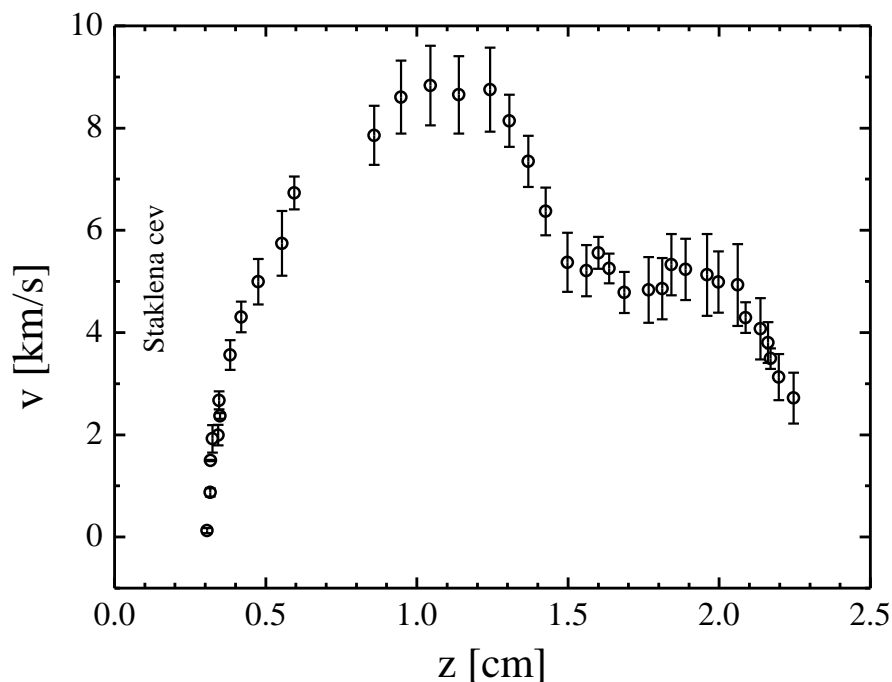
У моменту када плазмени метак дође до катоде започиње раст струје пражњења. Тада долази до развоја позитивног стуба, слично као код прелазног тињавог пражњења [51]. Даље долази до гашења пражњења које прати опадање струјног сигнала. Овакав развој плазменог млаза је потпуно еквивалентан развоју микропражњења у мешавинама азота

и кисеоника [40,44,280]. Разлика у развојима плазменог млаза типа ЈЕТ-а II и микропражњења огледа се у временским скалама у којима се ти развоји одвијају, што је највероватније последица састава радног гаса и примењеног напона. Док је укупно време трајања микропражњења око 20 ns [280], развој плазменог млаза траје три реда величине дуже, тј. око 18  $\mu$ s, Слика 3.19. Ово је веома мотивишући закључак и даља истраживања у том правцу би била веома пожељна. У случају ЈЕТ-а II, електричне карактеристике одговарају тињавом ДБП-у, док емисија показује све карактеристике развоја микропражњења.

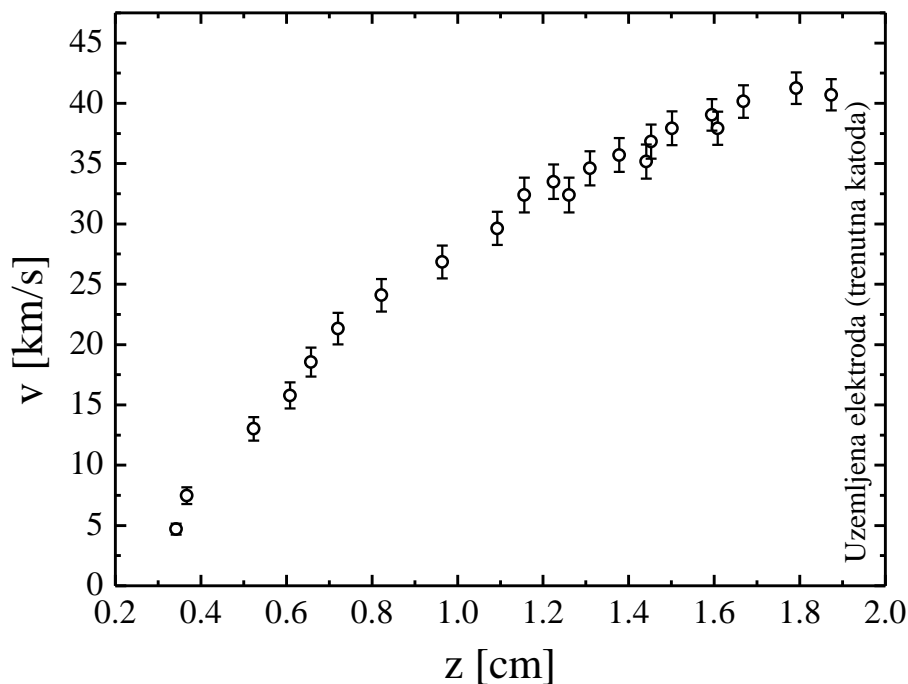
На крају вреди напоменути да су за оба плазмена млаза снимљени и развоји синглетних хелијумових линија ( $2^1P-3^1D$ ) на 667,8 nm и ( $2^1P-3^1S$ ) на 728,1 nm и да је њихов развој потпуно сличан развоју хелијумове линије на 706,5 nm, тако да није било потребе за приказивањем тих резултата у овом тексту.

### 3.6 Брзина плазменог метка

На основу снимака направљених iCCD камером одређене су брзине плазмених метака за оба извора плазмена млаза. Слика 3.21 приказује зависност брзине стримера од позиције дуж осе млаза ЈЕТ-а I, док Слика 3.22 приказује ту исту зависност за ЈЕТ II. Као што се може приметити са тих слика, плазмени меткови тј, стримери у ЈЕТ-у II су знатно бржи од меткова ЈЕТ-а I.



Слика 3.21: Промена брзине плазменог метка/стримера дуж осе млаза за ЈЕТ I.



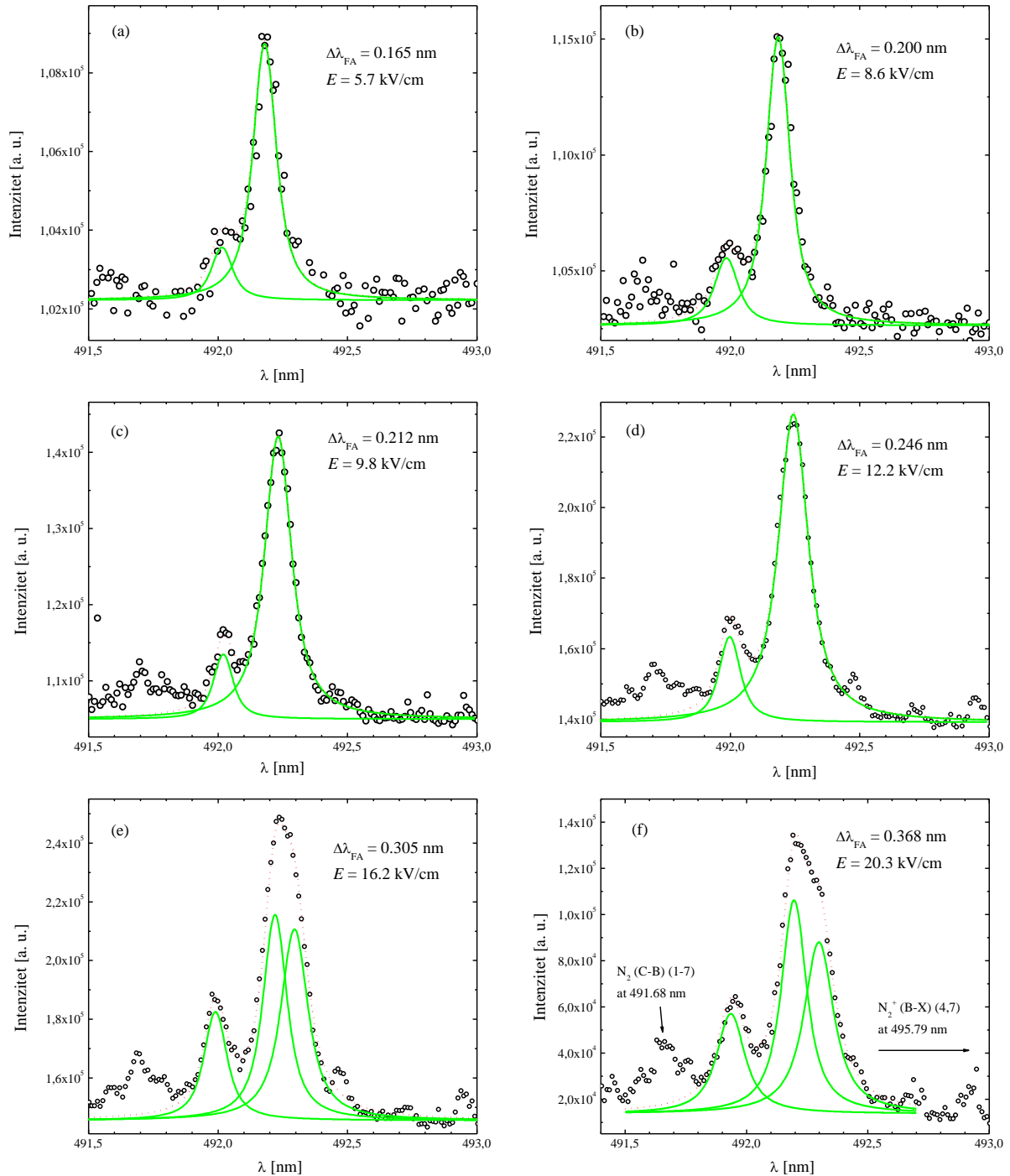
**Слика 3.22:** Промена брзине плазменог метка/стримера дуж осе млаза за ЈЕТ II.

То доводи до закључка да уземљена електрода позиционирана као у случају ЈЕТ-а II има велики утицај на особине плазменог млаза. Иако је примењени напон једнак у оба случаја, расподела потенција у пражњењу је различита, а ова стримерска пражњења су комплетно контролисана потенцијалом у плазми на излазу из стаклене цевчице [26]. Брзине стримера оба млаза расту на излазу из цевчице и њихов развој је веома сличан понашању микропражњења у ваздуху [281]. Након што брзина стримера у ЈЕТ-у I достигне максималних 9 km/s, она почиње да опада све док се сам стример не угаси, што је карактеристика оваквих и сличних конфигурација [115,282]. У случају ЈЕТ-а II брзина стримера расте континуално до његовог приласка катоди, аналогно динамици јонизационог таласа код микропражњења у ваздуху. У непосредној близини уземљене електроде, тренутне катодe, брзина стримера достиже максималних 40 km/s када настају кратак плато и чак благи пад.

### 3.7 Развој електричног поља у плазменим млазевима

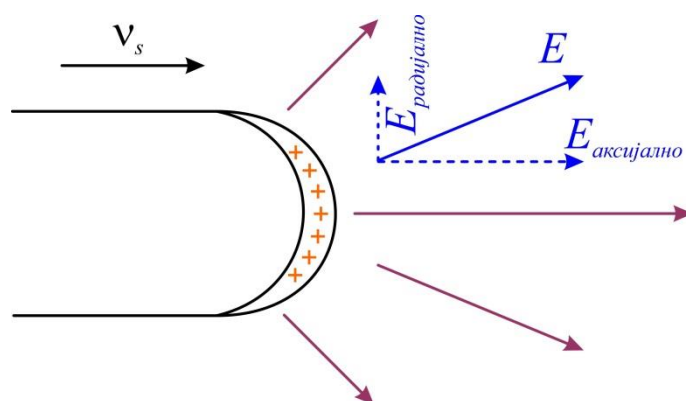
Коришћењем непертурбујуће, Штаркове поларизационе спектроскопије, мерена је просторно-временска расподела јачина аксијалног електричног поља за оба плазмена млаза. За мерење електричног поља у овом раду изабрана је линија He I на таласној дужини од 492,2 nm. Према упутствима датим у поглављу 2.6 и Реф. [60,254,260], када се између пражњења и спектрометра постави поларизатор са својом осом паралелном екстерном електричном пољу у пражњењу, могуће је детектовати три линије:

дозвољену ( $2^1P-4^1D$ ), забрањену ( $2^1P-4^1F$ ) и непомерену компоненту FF, која долази из области са нултим електричним пољем. Мерењем растојања између дозвољене и забрањене линије вредност аксијалног електричног поља се одређује из графика који приказује Слика 2.10 или помоћу формуле (2.19).



**Слика 3.23:** Примери  $\pi$ -поларизованог спектра линије He I на таласној дужини од 492,2 nm снимљени у плазменом млазу ЈЕТ II у позитивном полупериоду за различите вредности електричног поља.

Слика 3.23 приказује профиле линије He I на 492,2 nm при  $\pi$  поларизацији. Спектри су снимљени у различитим моментима и на различитим позицијама у плазменом млазу ЈЕТ II, у позитивном полупериоду пражњења. Интензитет посматране линије у овом типу пражњења су ниски на малим електричним пољима. Може се видети да се FF компонента појављује тек на вредностима електричног поља вишим од 15 kV/cm. Лоренцова полуширина ове компоненте износи око 0,08 nm, што одговара гасној температури од око 300 K, Слика 2.8. Као што је у поглављу 2.4 описано, линија He I на 492,2 nm се шири вандервалсовски и резонантно. Дозвољена и забрањена линија су шире, и њихова Лоренцова компонента полуширеине иде и до 0,15 nm. Постоји неколико ефеката који утичу на проширен профил ових линија. Основни разлог је комплексан геометријски облик плазменог метка. Као што је раније наведено, изглед плазменог метка се може представити прстеном чији се пречник сужава како тај прстен напредује дуж осе млаза [121,265]. Због тога правац вектора електричног поља није паралелан са осом пражњења, односно са правцем поларизације. Као најједноставнија илустрација ове појаве може послужити Слика 1.3 (а) чију модификацију представља Слика 3.24.



**Слика 3.24:** Илустрација правца и смерова вектора електричног поља у глави стримера и њихове аксијалне и радијалне компоненте.

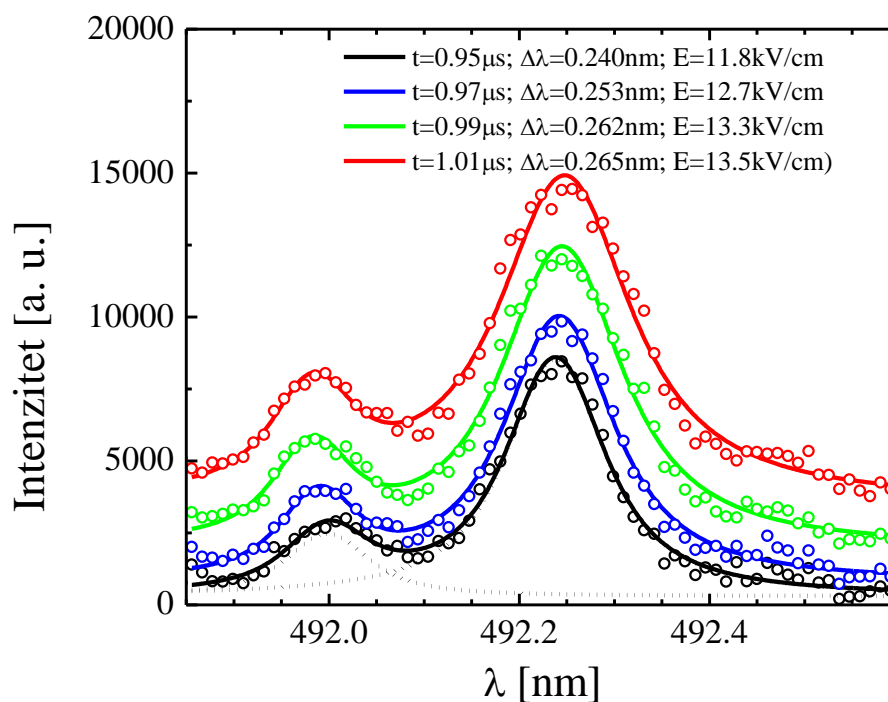
Слика 3.24 илуструје векторе електричног поља у глави класичног стримера, што је једноставнији случај од плазменог метка у ваздуху који има ануларну структуру. Заобљеност главе стримера, односно просторне расподеле позитивног запреминског наелектрисања има за последицу расподелу електричног поља као на поменутој слици. Једном речју, вектор електричног поља није колинеаран са осом дуж које се стример простире. Због тога се у односу на осу и правац поларизације могу раздвојити радијална и аксијална компонента вектора електричног поља. Треба подсетити да се у описаној конфигурацији експеримента мери аксијално електрично поље. Са друге

стране, на периферији главе стримера јачина електричног поља је мања. Описана мерења не раздвајају ове ефекте, па је коначни профил линије збир емисија из различитих зона стримера. На основу тога се може закључити да су профили дозвољене и забрањене линије интегрални профили линија дуж пречника стримера. Такође, јасно је и да је због расподеле просторног наелектрисања најдоминантнији утицај централног дела главе стримера где је електрично поље најјаче, а радијална компонента занемарљива. Због овог ефекта резултат мерења је усредњена вредност електричног поља у глави стримера и проширене дозвољена и забрањена линија. Додатни утицај на проширење забрањене и дозвољене компоненте дају статистика простирања стримера и такозвани "цитер" (jitter), тј. збирна нестабилност електричних сигнала у мерном систему. Ови утицаји су незаобилазни за мерења са великим бројем акумулација и експозиција, видети поглавље 2.3. Поменути ефекти су слабији у деловима плазменог млаза где је метак спорији, па су и линије уже. Коначно, ширење услед притиска, просторна расподела електричног поља и блага нерепродуцибилност пражњења узрокују додатно проширење профила дозвољене и забрањене компоненте. Радијалну расподелу електричног поља је могуће одредити методом Абелове инверзне трансформације. Тада се добијају профили линије He I на 492,2 nm дуж полупречника плазменог млаза који се даље обрађују да би се одредила вредност аксијалног електричног поља у посматраној тачки полупречника. Профили који се добијају применом методе абеловања су ужи и донекле лакши за обраду јер не представљају конволуцију профила из зона са различитим електричним пољем.

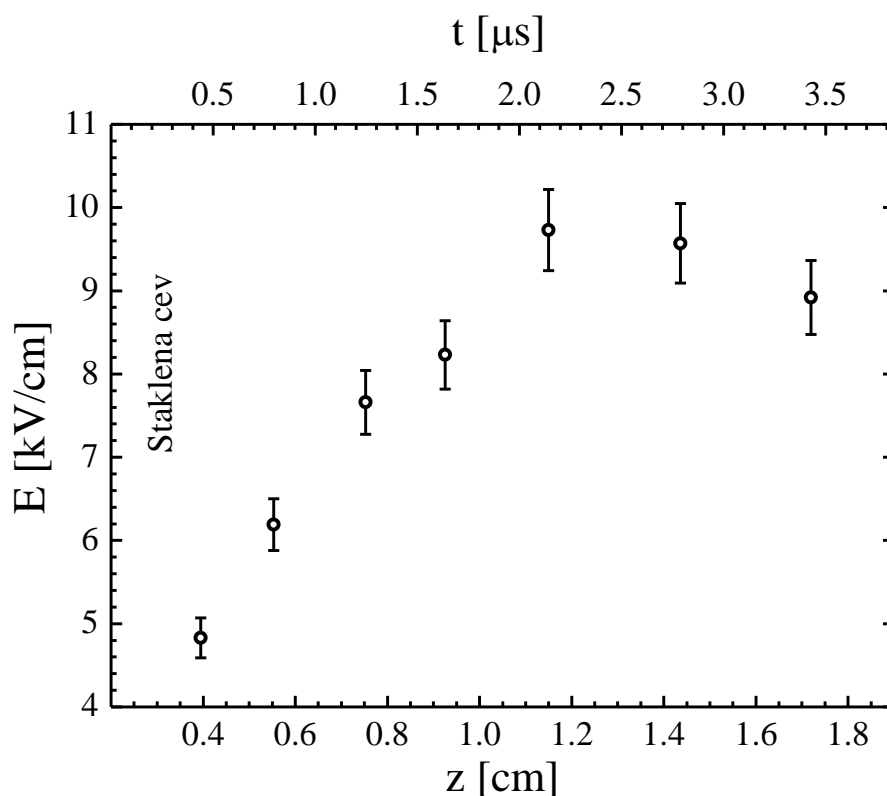
Да би се демонстрирала тачност у одређивању развоја електричног поља и најбоља временска резолуција, приказана су четири узастопна  $\pi$ -поларизована профила линије He I на 492,2 nm са одговарајућим фитовима, Слика 3.25. Снимци потичу из ЈЕТ-а II [264]. Резултујући фитови су приказани за сва четири профила, док су за један од њих приказани посебни фитови за дозвољену и забрањену линију. Профиле карактерише велики број тачака и њихово добро поклапање са фитом.

Слика 3.26 и Слика 3.27 представљају резултате мерења просторно-временске расподеле јачине аксијалног електричног поља у плазменим млазевима ЈЕТ I и ЈЕТ II. Уцртане грешке мерења представљају максимална одступања од средње вредности неколико независних мерења. Овај начин за утврђивање грешке мерења се чинио најбољим јер се тиме на неки начин документује и репродуцибилност самог пражњења.

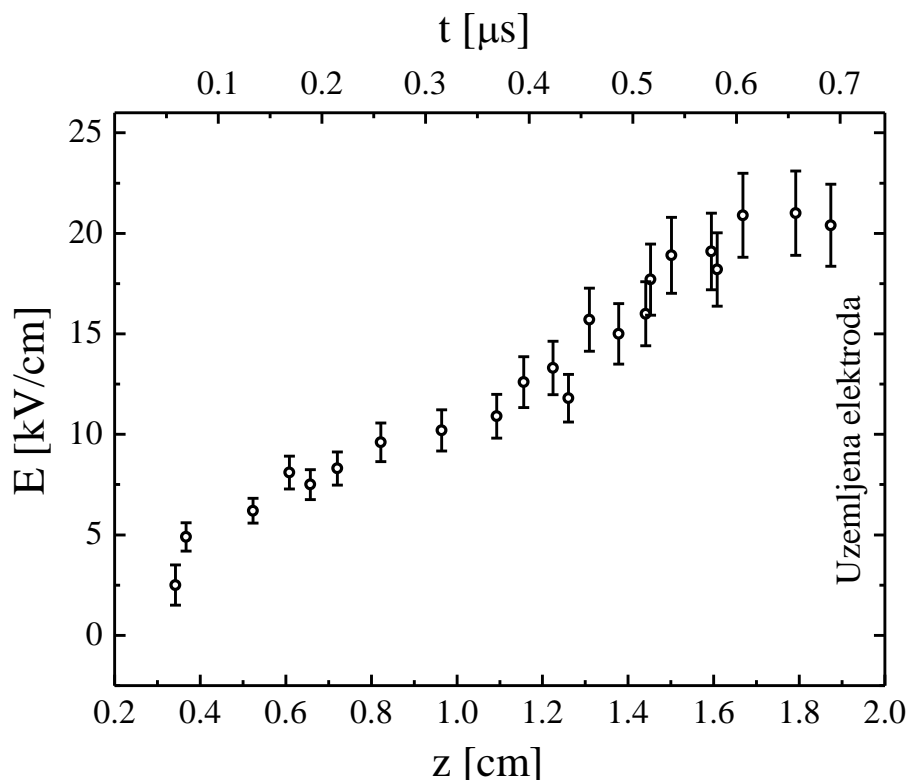




**Слика 3.25:** Примери неколико узастопних профила линије He I на 492,2 nm са фитовима. Компоненте фита (црне испрекидане линије) су дате само за снимак који одговара  $t = 0,95 \mu\text{s}$  [264].



**Слика 3.26:** Просторно-временска расподела електричног поља у ЈЕТ-у I. Резултати су добијени на основу снимака развоја линије He I на 492,2 nm у временским корацима од 500 ns. Број акумулација је био 50 уз 50000 експозиција по једној акумулацији. Време експозиције је износило 500 ns [264].



**Слика 3.27:** Просторно-временска расподела електричног поља у ЈЕТ-у II. Резултати су добијени на основу снимака развоја линије He I на 492,2 nm у временским корацима од 20-100 ns. Број акумулација је био 50 уз 50000 експозиција по једној акумулацији. Време експозиције је износило 20-100 ns, снимање је вршено у позитивном полупериоду напона [264].

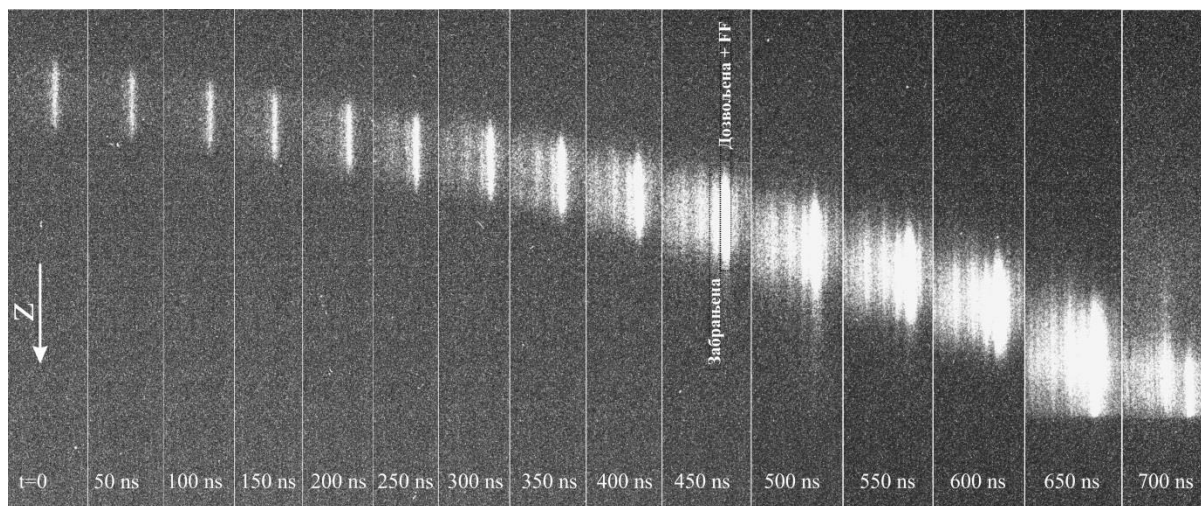
Електрично поље у плазменом млазу ЈЕТ I достиже максималну вредност од око 10 kV/cm. Максимална јачина електричног поља се достиже око 2,2  $\mu$ s након започињања пропације плазменог метка и то одговара удаљености од 1,2 cm од излаза из стаклене цевчице. Пре него што достигне максималну вредност, јачина електричног поља има константан раст, након чега почиње да опада, слично као брзина плазменог метка. На растојањима испод 0,4 cm и преко 1,7 cm од краја цевчице интензитет посматране линије је био недовољан за одређивање електричног поља.

Када се уземљена електрода позиционира као у случају ЈЕТ-а II, електрично поље има скоро линеаран раст у простору и времену све док не достигне плато, на 3 mm испред катоде, Слика 3.27. Максимална вредност поља у овом случају је дупло већа него у случају ЈЕТ-а I. Након достизања максимума, вредност јачине електричног поља започиње благи пад и непосредно испред катоде не може се детектовати размицање дозвољене и забрањене линије, што указује да та вредност пада испод 4 kV/cm. Истраживање које се овде презентује је било фокусирано на посматрање целог плазменог млаза и достигало је просторну резолуцију од 0,025 mm/pixel. Имајући у виду да дужина катодног пада у тињавим пражњењима на атмосферском притиску

може бити краћа од 0,1 mm [283], јасно је да наведена просторна резолуција није довољна за прецизно одређивање расподеле електричног поља у непоредној близини катоде. Због тога је потребно извршити посебна истраживања да би се испитала интеракција између плазменог млаза и уземљене електроде, било да је она огољена или прекривена диелектричним слојем. И у случају ЈЕТ-а II може се утврдити сличност у понашању брзине плазменог метка и јачине електричног поља.

Резултати мерења јачине електричног поља у плазменим млазевима који су приказани у овом раду су у сагласности са теоријским предвиђањима [26,112,113,119,121,137,284]. Осим мерења која су овде представљена, ретки су експериментални резултати одређивања електричног поља у плазменим млазевима. У Реф. [285] електрично поље у истом плазменом млазу одређивано је коришћењем две независне технике. Коришћењем специјално дизајниране сонде за дијагностику плазмених млазева, одређено је максимално електрично поље у хелијумовом плазменом млазу од 24 kV/cm, што је у сагласности са нашим резултатима. Са друге стране, коришћењем добро познате технике базиране на односу интензитета азотових трака FNS на 391,4 nm и SPS на 337,1 nm, на истој позицији је одређена јачина електричног поља од 95 kV/cm. Разлог таквог неслагања лежи у занемаривању резонантног реакционог канала између хелијумових метастабилна и азота у основном стању, тј. Пенингове јонизације [267]. Без познавања концентрације хелијумових метастабилна немогуће је направити колизионо-радијативни модел који описује емисију трака азотовог молекулског јона. Овакав превид доводи до прецењивања вредности електричног поља. Резултати мерења јачине електричног поља које је индуковано на површини диелектрика у његовој интеракцији са плазменим млазем су презентовани у Реф. [286]. Коришћењем метода базираног на Покелсовом (Pockels) ефекту диелектричног материјала добијене су вредности електричног поља у опсегу од 4 до 7 kV/cm што је упоредиво са нашим резултатима. Коначно, две истраживачке групе су, позивајући се на наше радове, вршиле мерења електричног поља у плазменим млазевима коришћењем Штаркове поларизационе спектроскопије [287,288]. У првом раду коришћена је линија He I на 492,2 nm и такође је коришћен  $\pi$ -поларизован спектар [287]. Електрично поље је мерено у плазменом млазу конструкције сличне ЈЕТ-у I које је напајано правоугаоним микросекундним напонским импулсима амплитуде 4,7 kV. У оваквом плазменом млазу мерена су електрична поља у опсегу од 9 до 24 kV/cm. Електрично поље у оваквом плазменом млазу достиже више него дупле вредности у односу на ЈЕТ I и више одговара пољу у ЈЕТ-у II. Разлог томе је напајање са

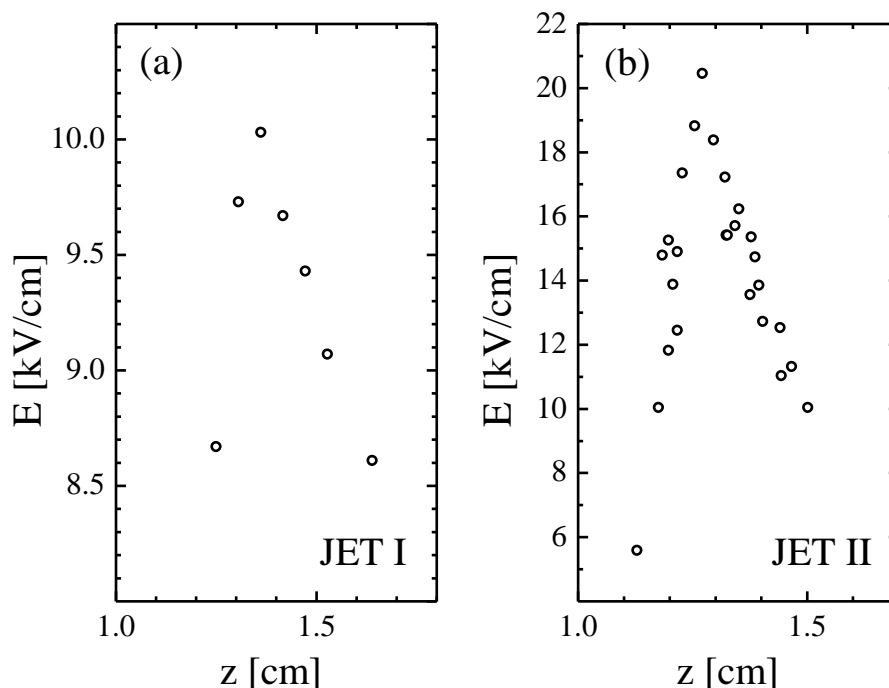
наносекундним растом напонског сигнала, што се одражава и на брзину плазменог метка која достиже и  $100 \text{ km/s}$  [289]. У другом случају коришћена је триплетна линија He I ( $2^3P-4^3D$ ) на  $447,1 \text{ nm}$  и измерена је средња вредност електричног поља од око  $17 \text{ kV/cm}$  [288]. Наведена мерења показују добро слагање са мерењима у нашем раду и теоријским предвиђеним вредностима електричног поља која говоре да су максималне вредности поља у плазменом метку реда неколико десетина  $\text{kV/cm}$  у зависности од електродне конфигурације и напајања плазменог млаза.



**Слика 3.28:** Временски развој профила  $\pi$ -поларизоване линије He I на таласној дужини  $492,2 \text{ nm}$  у стримерској фази пропагације JET-a II. Време експозиције је износило  $50 \text{ ns}$ , док је снимање вршено у позитивном полупериоду напона.

Слика 3.28 приказује развој  $\pi$ -поларизоване линије He I на  $492,2 \text{ nm}$  у JET-у II. Ова слика даје сличне информације као Слика 3.20, са тим што се ради и о спектрално разложеном снимку, па се могу видети и дозвољена и забрањена линија. Упоредивши дату слику са графиком који представља Слика 3.27 уочава се јасна веза између јачине електричног поља и интензитета линије. Међутим, основни разлог зашто је Слика 3.28 дата на овом месту је демонстрација могућности одређивања аксијалне расподеле аксијалног електричног поља у плазменом метку. Када се нафитују профили посматране линије који су добијени у једној секвенци од  $50 \text{ ns}$ , могуће је одредити уздужну расподелу електричног поља у глави стримера, односно у плазменом метку, Слика 3.29. У складу са теоријским предвиђањима [26,119], уздужни профил у плазменом млазу је оштар са израженим максимумом. Још се може закључити да јачина електричног поља спорије опада са растојањем испред плазменог метка него иза, према проводном каналу. И на основу ових особина се потврђује стримерска

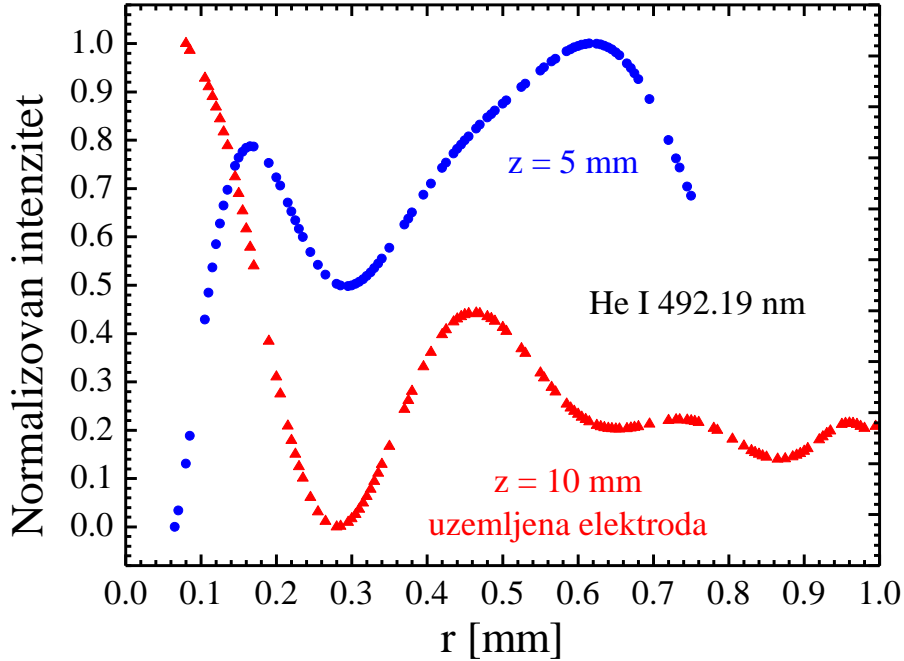
природа плазменог метка јер је расподела електричног поља у глави стримера у ваздуху јако слична [13,19].



**Слика 3.29:** Аксијална дистрибуција електричног поља унутар плазменог метка у једној секвенци за (a) JET I и (b) JET II.

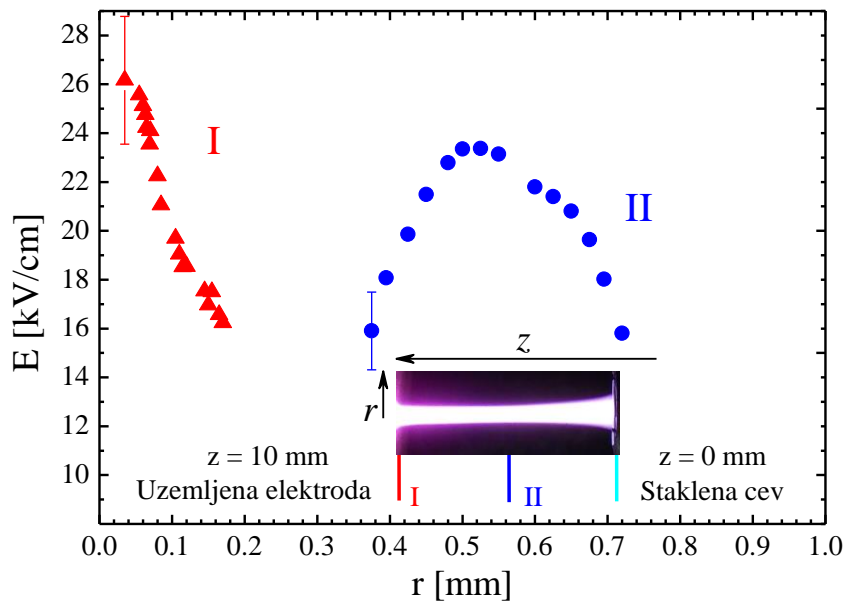
У циљу одређивања радијалне расподеле аксијалног електричног поља у плазменом метку на различитим позицијама плазменог млаза, снимани су латерални профили плазменог млаза током позитивног струјног импулса. На такве профиле је затим примењена процедура Абелове инверзне трансформације која је објашњена у поглављу 2.7. Коначно, фитовањем на тај начин добијених профила линије He I на 492,2 nm добијена је радијална расподела аксијалног електричног поља у плазменом метку [265]. Овај експеримент је вршен са плазменим млазем типа JET II са растојањем између врха стаклене цевчице и уземљене електроде од 10 mm. И у овом случају плазмени млаз је напајан синусоидалним напонским сигналом фреквенције 12 kHz и амплитуде напона од 4kV. Бочни профили су снимљени на две карактеристичне позиције: на средини плазменог млаза, тј. 5 mm од излаза из стаклене цевчице ( $z = 5$  mm) и непосредно испред уземљене електроде ( $z = 10$  mm). Слика 3.30 приказује радијалну расподелу интензитета линије He I на 492,2 nm за позитиван струјни импулс у плазменом млазу и њоме се потврђује прстенаста, ануларна структура плазменог метка [265,266]. Емисија посматране линије има јасно изражен максимум изван центра плазменог млаза на позицији ближој стакленој цевчици

( $z = 5 \text{ mm}$ ), а минимум у центру. Са друге стране, максимум емисије је померен према центру плазменог млаза у близини уземљене електроде ( $z = 10 \text{ mm}$ ), што је у сагласности са осталим студијама [90,109,111,116].



**Слика 3.30:** Нормализована радијална расподела интензитета линије He I на 492,2 nm у плазменом метку ЈЕТ-а II на две карактеристичне позиције [265].

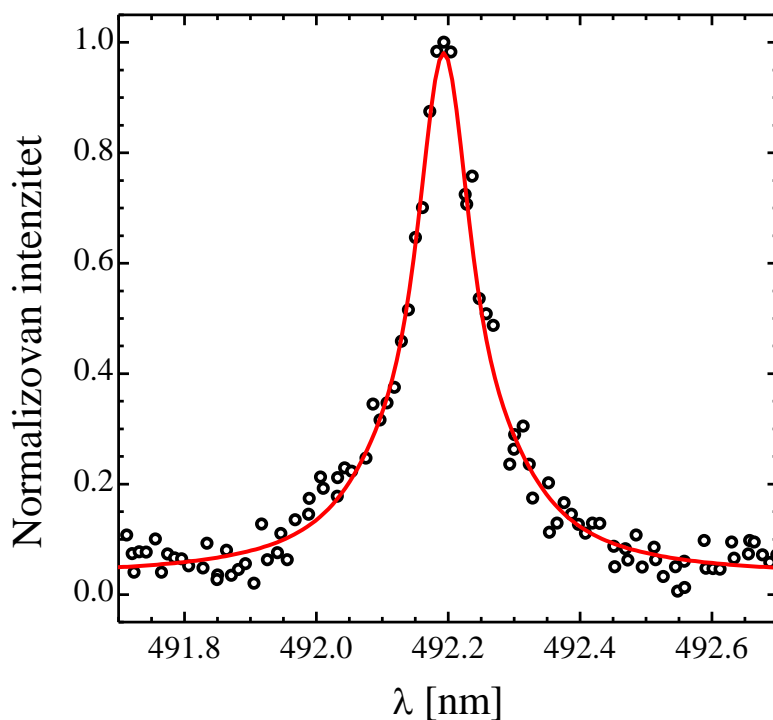
Радијална расподела аксијалног електричног поља такође има ануларну структуру на средини плазменог млаза, Слика 3.31.



**Слика 3.31:** Радијална расподела аксијалног електричног поља у плазменом метку на две карактеристичне позиције плазменог млаза.

У близини уземљене електроде, електрично поље достиже максималну вредност од 26 kV/cm на самој оси, док је на средини плазменог млаза максимум померен из центра и износи 23 kV/cm. Ове експериментално утврђене вредности и расподеле потврђују резултате теоријског моделовања [112,119].

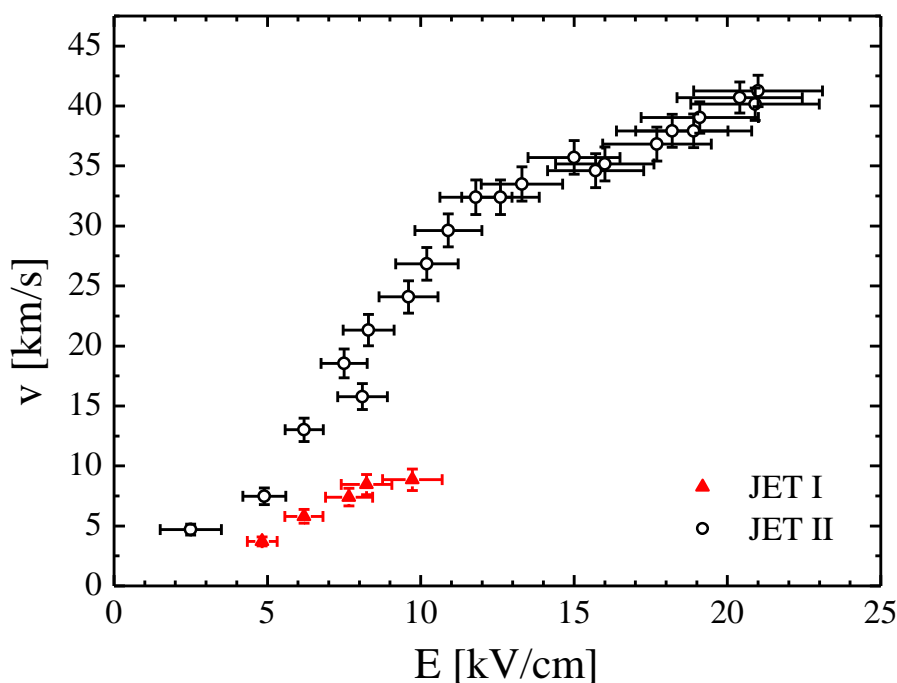
Досадашњи резултати мерења јачине електричног поља у плазменим млазевима тичали су се искључиво позитивног струјног импулса, тј. позитивног полупериода напона. Мерења су вршена и за негативни полупериод. Међутим, због ниског интензитета линије He I на 492,2 nm у негативном полупериоду и доње границе применљивости коришћене методе, није било могуће одредити расподелу електричног поља у овој половини развоја плазменог млаза. Слика 3.32 приказује профил посматране линије у негативном струјном импулсу. Раздвајање дозвољене и забрањене линије је минимално или занемарљиво, што имплицира да је у негативном полупериоду електрично поље у плазменом млазу ниско. Метод који је коришћен за одређивање јачине електричног поља је прикладан за одређивање јачина поља до 3-5 kV/cm, у зависности од односа сигнал-шум. Према томе, за негативан струјни импулс у посматраним експерименталним условима, јачина електричног поља се може проценити на мању од 5 kV/cm, што је такође у сагласности са особинама негативног стримера и резултатима моделовања [107,120,284].



**Слика 3.32:** Примери  $\pi$ -поларизованог спектра линије He I на таласној дужини од 492,2 nm снимљени у плазменом млазу JET II приликом негативног струјног импулса [266].

### 3.8 Веза између брзине стримера и јачине електричног поља

Претходно је више пута наведено да је уочено слично просторно-временско понашање брзине плазменог метка, односно стримера и јачине електричног поља. У класичној стримерској теорији та веза је дата једначином (1.27), где је показано да је брзина функција параметара који директно зависе од јачине електричног поља ( $\mu_e, n_c$ ), али и да је она комплетно одређена познавањем бар још једног параметра, као што је полупречник главе стримера или јачина струје у каналу стримера, тј.  $v_c = f(E_m, r_m)$ . Да би се недвосмислено утврдила оваква веза, приказани су графици зависности брзине плазменог метка од јачине електричног поља за оба плазмена млаза, Слика 3.33 [264].



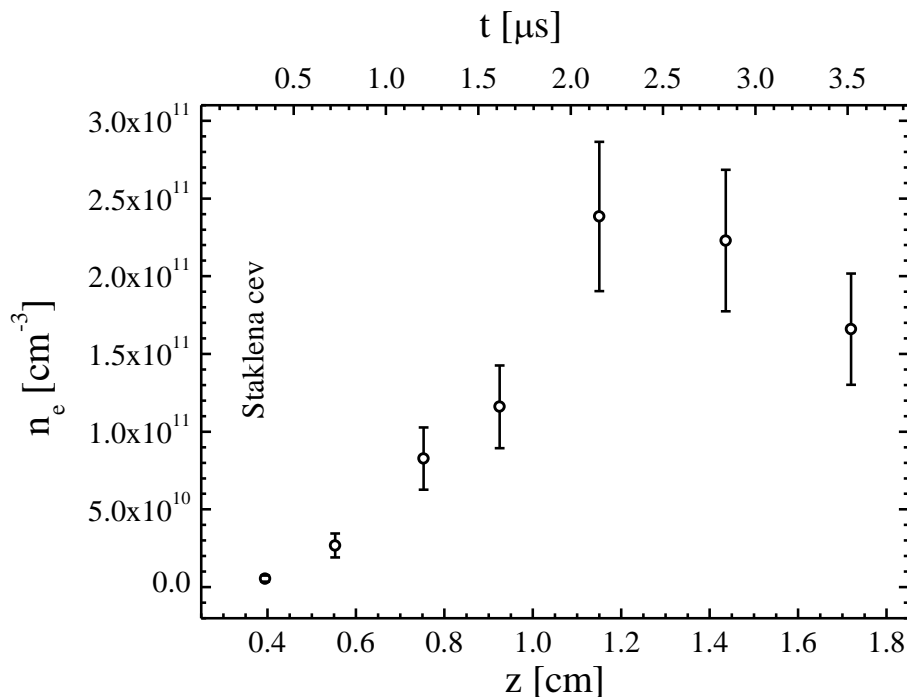
**Слика 3.33:** Зависност брзине плазменог метка, односно стримера у хелијуму од јачине електричног поља за оба плазмена млаза [264].

Са приказаног графика се јасно види да је брзина плазменог метка последица јачине електричног поља у самом метку. Резултати који су овде представљени јако су слични резултатима истраживања везаних за плазмени млаз у хелијуму у Реф. [108] и резултатима који се тичу стримера у ваздуху [86], где је демонстрирана веза између примењеног напона и брзине стримера. Слика 3.33 подржава и тврдње да брзина није само функција јачине електричног поља, већ да зависи и од других параметара повезаних са конструкцијом, протоком гаса, јачином струје итд. Ова интересантна појава завређује пажњу и посвећена јој је наредна глава где је на приказаним експерименталним резултатима тестиран Модел изоловане главе стримера.

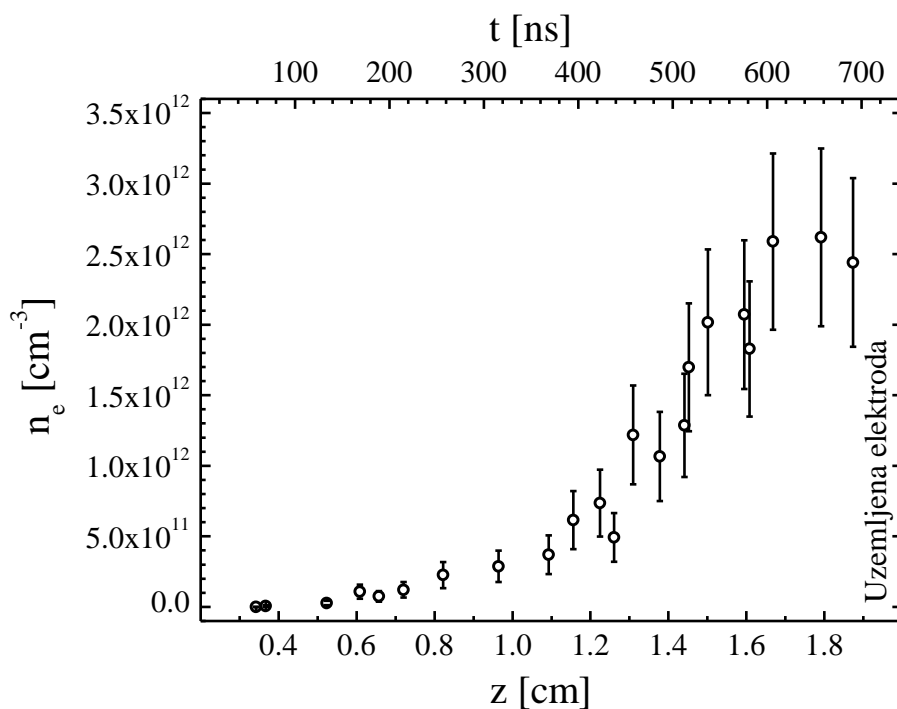


### 3.9 Електронска концентрација у каналу стримера у хелијуму

Директно одређене вредности јачине електричног поља у глави стримера за оба плазмена млаза дале су могућност да се процени електронска концентрација у каналу стримера [290]. Када се изједначе инверзно време Максвелове релаксације и јонизациона фреквенција при максималној вредности електричног поља у глави стримера,  $\frac{e}{\epsilon_0} \mu_e n_e = \nu_i$ , добија се израз за концентрацију електрона  $n_e = \frac{\epsilon_0}{e} \alpha E$ , односно једначина (1.26). У претходним изразима  $e$  је наелектрисање електрона,  $\epsilon_0$  је диелектрична пропустљивост вакуума,  $\mu_e$ ,  $\nu_i$  и  $\alpha$  су покретљивост електрона, јонизациона фреквенција и Таунзендов јонизациони коефицијент при максималној вредности јачине електричног поља  $E$  у глави стримера. Овакав приступ процене електронске концентрације у каналу стримера тј. плазми може се сматрати класичним. Први пут је примењен од стране Ђаконова и Качоровског (М. I. D'yakonov and V. Yu. Kachorovskii) [32], а затим и Куликовског (А. А. Kulikovskiy) [34] за рачунање концентрације електрона у каналу стримера у диелектрицима и стримера у ваздуху. Коначно, коришћен је у моделовању плазмених млазева, односно вођених стримера у хелијуму за израчунавање електронске концентрације из јачине електричног поља добијеног помоћу флуидног модела [26].



Слика 3.34: Процењена електронска концентрација у плазменом млазу JET I.



**Слика 3.35:** Процењена електронска концентрација у плазменом млазу ЈЕТ II [290].

Слика 3.34 и Слика 3.35 приказују процењене просторно-временске расподеле електронске концентрације у плазменим млазевима ЈЕТ I и ЈЕТ II, које су добијене на основу измерених вредности електричног поља у плазменом метку [290]. На први поглед се закључује да је концентрација у плазменом млазу ЈЕТ II за ред величине већа од концентрације у плазменом млазу ЈЕТ I. Ова концентрација достиже максималну вредност од  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Процењене вредности се добро слажу са теоријски предвиђеним концентрацијама за сличне јачине електричног поља у плазменом метку [26,119], као и са резултатима добијеним методом Томсоновог расејања [125].

## 4 Модел изоловане главе стримера

### 4.1 Уводне напомене

Познавање параметара пражњења и хемије плазме је од виталног значаја за разумевање интеракција плазма–ткиво и могуће примене такве плазме у медицинске сврхе [150,152]. У претходном тексту представљени су резултати одређивања параметара плазмених млазева, као што су температура, брзина плазменог метка и јачина електричног поља [264–266]. У поглављу 3.8 јасно је демонстрирана зависност брзине плазменог метка од јачине електричног поља [264]. На овом месту желимо да потврдимо ову релацију коришћењем једноставног модела, тзв. Модела изоловане главе стримера (Isolated head model – ИМ), који је базиран на Миковом критеријуму прелаза из покретне лавине у стример (Avalanche to streamer transition – АСТ) [15]. Пратећи кораке које је први предложио Куликовски [34,291], везе између брзине плазменог метка и јачине електричног поља за чист хелијум и мешавине хелијума и ваздуха су изведене и упоређене са експерименталним резултатима [292]. Слични прорачуни су урађени и за аргон и ваздух. Метод који је овде коришћен је знатно једноставнији од флуидног модела, али је исто тако и непрецизнији, па му у смислу релевантности квантитивних резултата није конкуренција. Софистициранији флуидни модели су коришћени од стране бројних аутора за комплетно описивање механизма и параметара пропагације плазменог метка [26,112,113,119,120,122,137,284,293]. Стога идеја моделовања пражњења ИМ моделом није стварање конкуренције флуидном моделу, већ примена једноставног модела који помаже у опису и објашњењу експерименталних, квантитативних резултата представљених у претходној глави.

Познавање расподеле електричног поља у гасном пражњењу омогућава добијање вредности бројних других параметара и концентрација врста у пражњењу. Као што смо видели у поглављу 3.9, вредности електричног поља се могу искористити за прорачун концентрације електрона у каналу стримера [26,34]. Познавањем вредности електричног поља и нумеричким решавањем Болцманове једначине за електроне у слабо јонизованим гасовима, нпр. коришћењем програма Bolsig+ [11], могуће је одредити параметре као што су: покретљивост електрона, Таунзендов коефицијент, коефицијент дифузије, електронска температура итд. Такође је могуће добити брзине хемијских реакција за различите процесе. Даљим коришћењем добијених података могуће је комплетно описати понашање пражњења које је, примера

ради, манифестовано кроз емисију зрачења, или израчунати концентрације активних врста произведених у пражњењу. Методе за мерење јачине електричног поља су ретке и захтевају посебну опрему коју поседују само специјализоване лабораторије. Због тога је лакше проценити јачину електричног поља на основу познавања других параметара пражњења, као што су брзина стримера и јачина струје, и релација међу овим параметрима. Такве релације које представљају исход ИМ модела ће бити представљене у наредном поглављу.

## 4.2 Основе модела

Суштина модела лежи у Миковом критеријуму за прелазак покретне лавине у проводни стример [15]. Према том критеријуму, стример настаје када електрично поље индуковано позитивним запреминским наелектрисањем у лавини достигне вредност спољашњег електричног поља, видети подпоглавље 1.3.2. Пре преласка у стример, лавина дрифтује и расте у униформном екстерном електричном пољу. Када производ Таунзендовога коефицијента  $\alpha$  и пређеног пута лавине  $d$  достигне вредност  $\alpha d = 20$  долази до прелазка лавине у стример. У преводу, ова квантитативна форма Миковог критеријума постулира да је за прелаз лавине у стример неопходан број позитивних јона у облаку позитивног наелектрисања око  $e^{\alpha d} \sim e^{20} \approx 5 \cdot 10^8$ .

Овај критеријум омогућава даљу анализу на начин како је то предложио Куликовски [34,291]. Прва претпоставка коју уводи ИМ модел је да се расподела просторног наелектрисања распоређеног око главе стримера може описати равномерно наелектрисаном куглом густине наелектрисања  $\rho = \rho_{\max}$  и полупречника  $l_p$ . Променљиве  $\rho_{\max}$  и  $l_p$  одговарају параметрима расподеле просторног наелектрисања која се добија у нумеричким симулацијама. Ова расподела се иначе често у литератури назива краљевском "короном" или "круном" (king's corona) [34]. У том случају  $l_p$  је ширина облака просторног наелектрисања на позицији максималног електричног поља у стримеру, док  $\rho_{\max}$  представља максималну вредност густине просторног наелектрисања. Електрично поље на врху стримера се тада може представити једначином:

$$E_{\max} = E_{\rho_{\max}} = \frac{e}{\epsilon_0} \frac{\rho_{\max} l_p}{3}, \quad (4.1)$$

где су  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  С и  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-11}$  С кV<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup> елементарно наелектрисање и пермитивност вакуума, респективно. Једначина (4.1) занемарује утицај примењеног напона, тј. претпоставља слабо Лапласово поље и према тврдњи Куликовског оваква представа јачине електричног поља на врху стримера има грешку од око 20% [34,291]. Такође, јачина електричног поља изван сфере не опада са квадратом растојања. Функција која добро фитује расподелу јачине електричног поља добијену дводимензионалном симулацијом поља просторног наелектрисања дата је следећом релацијом [34,291]:

$$E_\rho(x) = \begin{cases} E_{\rho\max} \left( 1 + \frac{x}{l_p} \right), & -l_p \leq x < 0, \\ E_{\rho\max} / \left( 1 + \frac{x}{2l_p} \right), & x \geq 0. \end{cases} \quad (4.2)$$

Овде је  $x = z_{\max} - z$ , а  $z_{\max}$  је позиција максималне јачине електричног поља. Из једначине (4.2) се види да опадање електричног поља са удаљавањем од врха стримера зависи и од дебљине просторног наелектрисања  $l_p$ .

Куликовски дефинише Миков број  $M$  као јонизациони интеграл у домену  $-l_p \leq x \leq l_p$ ,

$$M = \int_{-l_p}^{l_p} \alpha dx. \quad (4.3)$$

Број наелектрисања у јонизационом домену у моменту прелаза лавине у стример треба да буде реда величине одређеног Миковим бројем  $N_p \approx e^M$ . Као што је раније наведено, расподела просторног наелектрисања око врха стримера је апроксимирана равномерно наелектрисаном куглом радијуса  $l_p$ , па важи  $\frac{4}{3} \pi l_p^3 \rho_{\max} = e^M$ . Коришћењем тог израза и једначине (4.1) добија се израз за  $E_{\rho\max}$ :

$$E_{\rho\max} = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^M}{l_p^2}. \quad (4.4)$$

Поред релације која повезује параметре расподеле просторног наелектрисања и максимално електрично поље, израз за брзину стримера  $v_s$ , варијација једначине (1.21) коју је прво увео Лоуб [18] ће такође бити искоришћен:

$$v_s = \frac{l_p \bar{v}_i}{\ln(n_h/n_{id})}. \quad (4.5)$$

$\bar{v}_i$  је средња вредност јонизационе фреквенције у јонизационом домену,  $n_{id}$  је концентрација примарних електрона ван јонизационог домена и  $n_h$  је концентрација електрона непосредно испред врха стримера. Однос  $\frac{\bar{v}_i}{\ln(n_h/n_{id})}$  се може добити из израза за јачину електричне струје у каналу стримера  $I$ , која се може мерити у спољашњем колу [34,291]:

$$I = \frac{ee^M \bar{v}_i}{\ln(n_h/n_{id})}. \quad (4.6)$$

Коначно, коришћењем једначина (4.5) и (4.6) израз за брзину стримера добија следећу форму:

$$v_s = \frac{Il_p}{ee^M}. \quad (4.7)$$

За израчунавање есенцијалног интеграла (4.3) важно је познавати функционалну зависност Таунзендовог јонизационог коефицијента  $\alpha$  од јачине електричног поља. У овом раду коришћена је уобичајена, генерализована форма дата једначином (1.4)  $\alpha = ANe^{\frac{BN}{E}}$  [4,16]. Параметри  $A$  и  $B$  зависе од врсте гаса и опсега електричног поља, и за наше потребе су добијени коришћењем кода Volsig+ [11]. Подаци за пресеке судара електрона су узети из Бијађијевог сета (Biagi) [12]. Прорачуни су вршени за атмосферски притисак и температуру од 300 К за различите саставе гаса и опсега електричног поља. Табела 4.1 сумира резултате добијене овим прорачунима.

Уз познавање зависности  $\alpha(E)$  у стању смо да израчунамо интеграл (4.3). Како вредност  $\alpha$  брзо опада са растојањем  $x$ , интеграл у једначини (4.3) може бити проширен до бесконачности:

$$M = \int_{-l_p}^{\infty} \alpha dx = \int_{-l_p}^{\infty} ANe^{\frac{BN}{E_p}} dx. \quad (4.8)$$

У једначини (4.8) електрично поље у глави стримера се сматра екстерним. Убацавањем израза за профил аксијалног електричног поља (4.2) у једначину (4.8) добија се:

$$M = I_1 + I_2 = \int_{-l_p}^0 ANe^{\frac{BN}{E_{p\max}(1+\frac{x}{l_p})}} dx + \int_0^{\infty} ANe^{\frac{BN(1+\frac{x}{2l_p})}{E_{p\max}}} dx. \quad (4.9)$$

Сменом  $t = 1/(1+x/l_p)$ , први интеграл постаје  $I_1 = ANl_p \int_1^\infty \frac{1}{t^2} e^{-Ft} dt$ , где је  $F = BN/E_{\rho_{\max}}$ . Такав интеграл је специјалан случај некомплетне гама функције  $F \Gamma(-1, F)$  која се назива експоненцијалним интегралом  $E_2(F)$ . Тако је  $I_1 = ANl_p (e^{-F} - F \text{Ei}(1, F))$  при чему експоненцијални интеграл  $\text{Ei}(1, F) = \int_1^\infty e^{-Ft} dt$  мора да се реши нумерички.

Помоћу смене  $t = 1 + x/l_p$  други интеграл добија следеће решење

$$I_2 = 2ANl_p \int_1^\infty e^{-Ft} dt = \frac{2ANl_p}{F} e^{-F}.$$

**Табела 4.1:** Вредности параметара  $AN$  и  $BN$  са одговарајућим грешкама фита  $\varepsilon_{AN}$  и  $\varepsilon_{BN}$ , и коефицијент корелације  $R^2$ . Представљене вредности су валидне у назначеном опсегу јачина електричног поља. Концентрација молекула гаса коришћена у прорачунима је  $N=2.4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Захват електрона није узиман у обзир.

Састав гаса	$AN$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	$\varepsilon_{AN}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	$BN$ [ $\text{kV/cm}$ ]	$\varepsilon_{BN}$ [ $\text{kV/cm}$ ]	$R^2$	Опсег електричног поља [ $\text{kV/cm}$ ]
He pure	920	30	29.5	0.6	0.9972	3-25
He + 10 ppm N <sub>2</sub>	920	30	29.5	0.6	0.9972	3-25
He + 100 ppm N <sub>2</sub>	920	30	29.5	0.7	0.9970	3-25
He + 1000 ppm N <sub>2</sub>	910	40	29.4	0.7	0.9966	3-25
He + 1% N <sub>2</sub>	890	40	29.4	0.9	0.9948	3-25
He + 2% N <sub>2</sub>	910	40	30.5	0.8	0.9956	3-25
He + 3% N <sub>2</sub>	940	40	32.0	0.8	0.9968	3-25
He + 4% N <sub>2</sub>	980	40	33.8	0.7	0.9977	3-25
He + 5% N <sub>2</sub>	1030	30	35.7	0.6	0.9983	3-25
He + 10% N <sub>2</sub>	1580	20	62.3	0.2	0.9999	3-25
He + 1000 ppm Air	910	40	29.3	0.7	0.9965	3-25
He + 1% Air	880	40	28.9	0.9	0.9941	3-25
He + 2% Air	890	40	29.7	0.8	0.9951	3-25
He + 3% Air	930	40	31.1	0.8	0.9965	3-25
He + 4% Air	980	40	32.8	0.7	0.9975	3-25
He + 5% Air	1030	30	34.6	0.6	0.9982	3-25
He + 10% Air	1280	30	43.9	0.4	0.9996	3-25
He pure	1860	20	45.6	0.6	0.9970	3-250
Air	10400	200	249	4	0.9974	3-250
Ar pure	9900	200	137	3	0.9915	3-250
Ar pure	1620	50	49.6	0.6	0.9993	3-25
Ar + 5% N <sub>2</sub>	2060	30	62.7	0.4	0.9998	3-25
Ar + 10% N <sub>2</sub>	2400	30	73.5	0.3	0.9999	3-25

Коначно, решење једначине (4.9) представља израз:

$$\frac{M}{ANl_p} = e^{-F} - F \operatorname{Ei}(1, F) + \frac{2e^{-F}}{F}. \quad (4.10)$$

Знањем вредности једног од параметара  $E_{\rho_{\max}}$ ,  $l_p$  или  $M$ , коришћењем једначина (4.4) и (4.10), могу се израчунати остала два параметра. У нашем случају рачunate су вредности  $l_p$  и  $M$ , помоћу вредности  $E_{\rho_{\max}}$  које су експериментално одређиване, као што је приказано у претходној глави овог текста. На крају, коришћењем експериментално одређених вредности за јачину струје у каналу стримера и једначине (4.7), утврђена је функционална зависност брзине плазменог метка од јачине електричног поља.

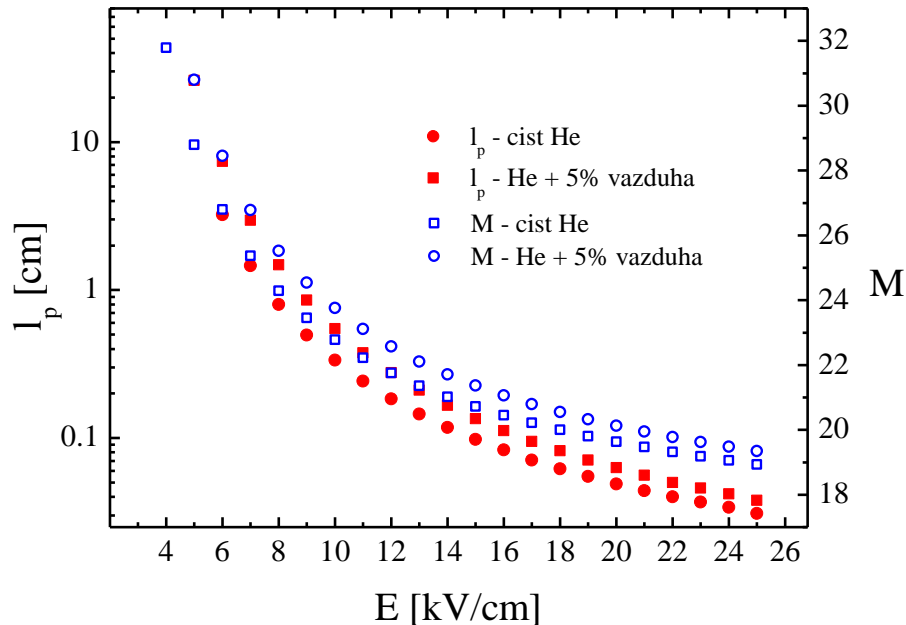
### 4.3 Резултати и дискусија

Модел који је описан у претходном поглављу занемарује постојање канала стримера. Према овом моделу, при датој концентрацији радног гаса, динамика стримера је одређена само једним параметром. Стога, познавање јачине електричног поља  $E$ , јонизационог интеграла  $M$  или дебљине слоја просторног наелектрисања  $l_p$ , омогућава прорачун остала два параметра. Наравно, овакво поједностављење проблема засигурно доводи до веће грешке добијених резултата, али циљ ове студије да се квалитативно и делом квантитативно опишу експериментално утврђени резултати и тако може бити остварен. Постоје истраживања у којима се тврди да било каква квантитативна предвиђања захтевају укључивање процеса дифузије у модел [294]. При малим електричним пољима, дифузија је доминантна дужи период и изазива кашњење ефеката које узрокује гомилање просторног наелектрисања, а самим тим и прелазак у стример. Са друге стране, на основу нумеричких резултата добијених флуидним моделом, Куликовски је закључио да дифузија нема утицаја на простирање стримера [291]. У овом раду је дифузија занемарена, што може имати додатни утицај на поузданост квантитативних резултата. Са друге стране, предност овог модела је у начину дефинисања Миковог броја као јонизационог интеграла дуж слоја просторног наелектрисања  $M = \int_{-l_p}^{l_p} \alpha dx$ , док га друге студије једноставно дефинишу као производ  $\alpha d$ .

Сви резултати прорачуна упоређени су са резултатима мерења представљеним у претходној глави. Мерене јачине електричног поља у плазменом метку у хелијуму



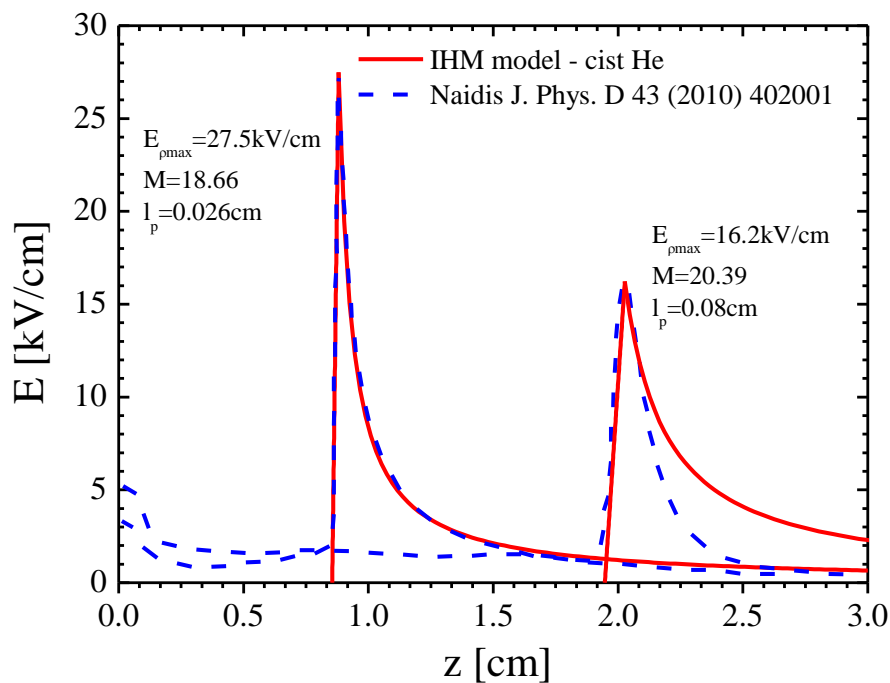
кретале су се у опсегу од неколико kV/cm до 25 kV/cm, па су и прорачуни јонизационог интеграла и дебљине слоја просторног наелектрисања рађени за опсег 3–25 kV/cm, Слика 4.1 [292].



**Слика 4.1:** Зависност дебљине слоја просторног наелектрисања  $l_p$  и јонизационог интеграла  $M$  од јачине електричног поља за чист хелијум и хелијум са додатком 5% ваздуха [292].

Добијени резултати за јонизациони интеграл су у складу са вредностима представљеним у Реф. [294]. Резултати за јонизациони интеграл припадају доста ширем опсегу вредности него код оригиналног критеријума где је  $M \approx 18-21$ . На већим вредностима електричног поља  $M$  се асимптотски приближава вредности 18, док на нижим пољима расте, што условљава проширивање слоја просторног наелектрисања. Овај феномен је изражен за електрична поља нижа од вредности  $BN/2$ , што је у складу и са резултатима анализе где је дифузија узета у обзир [294]. У гасним мешавинама где постоји захват електрона, као што је нпр. ваздух, захват електрона доминира над процесом јонизације у сударима са електронима, тако да један почетни електрон не може изазвати стример. У случају хелијума са додатком 5% ваздуха, минимално електрично поље на којем долази до образовања стримера износи 5 kV/cm. Та вредност одговара вредности јонизационог интеграла  $M \approx 31$  и на први поглед нереалној вредности дебљине слоја просторног наелектрисања  $l_p \approx 10$  cm, ако се има у виду пречник плазменог млаза од  $\sim 2$  mm. Међутим ако се осврнемо на изглед плазмених меткова у гасној мешавини хелијума са 1% азота који даје Слика 1.23, добијене вредности коректно осликавају тренд понашања посматраних величина [144].

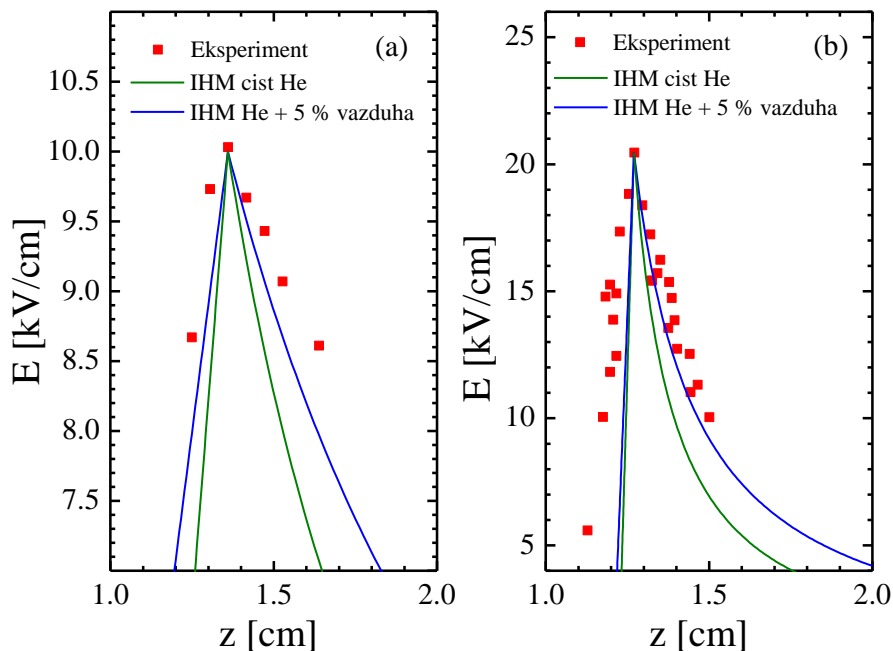
У Реф. [144], под наведеним условима простирања плазменог млаза, представљени су плазмени меткови пречника већег од 1 cm како излазе из цевчице пречника 2 mm, где су оригинално генерисани. Плазмене меткове ових димензија није могуће добити у млазевима који истичу у ваздух, јер удео ваздуха у млазу расте са удаљавањем од осе пражњења, што захтева знатно виша електрична поља да би дошло до стримерског пробоја тј. до задовољења Миковог критеријума. Значајни резултати презентовани у Реф. [144] доказују да вредности које су добијене за  $M$  и  $l_p$  при нижим електричним пољима нису бесмислене. За електрична поља виша од  $BN/2$ , резултати добијени за  $l_p$  имају вредности ниже од 2 mm, док се вредности за  $M$  налазе у опсегу 18-21.



**Слика 4.2:** Поређење профила електричног поља у плазменом метку тј. глави стримера добијених помоћу ИМ модела са резултатима флуидног модела представљеним у Реф. [119].

Даља евалуација поузданости методе наставља се поређењем резултата са резултатима флуидног модела. Слика 4.2 представља поређење профила електричног поља добијених помоћу ИМ модела, за дату максималну вредност електричног поља, са профилима добијеним у флуидном моделу [292]. Аксијални профили аксијалног електричног поља дати у Реф. [119] са којима су поређени резултати ИМ модела су рачунати за хелијум са 0,01% нечистоћа. Максималне вредности поља из Реф. [119] су коришћене да се израчуна  $l_p$  коришћењем релација (4.4) и (4.10), а затим су коришћењем израза (4.2) цртани профили аксијалног електричног поља. Као што се

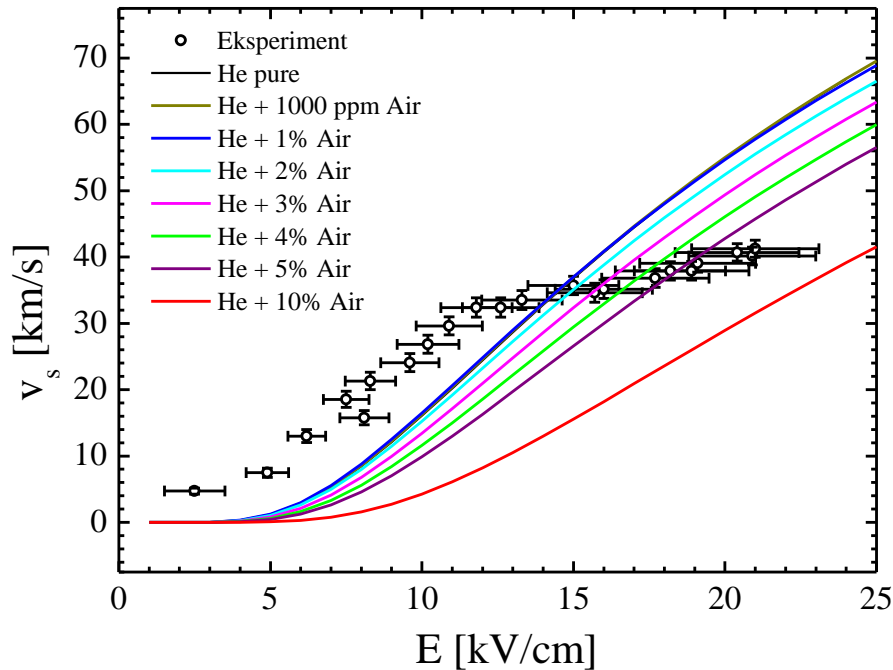
може видети са наведене слике, при вишим електричним пољима, слагање профила добијених на два различита начина је изванредно, док неслагање постаје значајно у опадајућем делу профила при нижим вредностима максималног електричног поља.



**Слика 4.3:** Поређење профила електричног поља у плазменом метку тј. глави стримера добијених помоћу ИМ модела са експерименталним профилима за (а) JET I и (б) JRT II [292].

Поређење профила добијених помоћу ИМ модела и експериментално добијених профила које приказује Слика 3.29 је такође извршено. Као улазни податак за модел коришћене су максималне вредности јачине електричног поља из експерименталних профила. Прорачуни су урађени за две композиције радног гаса, чист хелијум и хелијум са 5% ваздуха. Облици експерименталних профила се слажу профилима добијеним помоћу модела иако слагање није потпуно услед раније образложених несавршености експеримента, а и тачности модела.

У поглављу 3.8 је демонстрирана веза између брзине плазменог метка и јачине електричног поља, Слика 3.33 и Слика 4.4. Из експериментално одређене зависности се види да брзина плазменог метка константно расте са растом јачине електричног поља до вредности  $\sim 12$  kV/cm, када достиже неку врсту платоа. Овај плато је уско повезан са повећањем удела ваздуха у млазу хелијума дуж осе пражњења. Наиме, са растом удела ваздуха у хелијуму, за дато електрично поље, брзина стримера опада због мање вредности Таунзендовог јонизационог коефицијента за мешавине хелијума и ваздуха [26].



**Слика 4.4:** Израчунате зависности брзине стримера од јачине електричног поља за различите саставе гаса у поређењу са експериментално одређеном релацијом за ЈЕТ II [292].

У овом раду, зависност брзине од јачине електричног поља рачуната је помоћу једначине (4.7) у опсегу 3-25 kV/cm и поређена са експериментално одређеном зависношћу за ЈЕТ II [292]. За те потребе узета је мерена јачина струје од 6 mA, видети поглавље 3.1. Пре него што пређемо на анализу добијених резултата, потребно је продискутовати оправданост коришћења наведене вредности за јачину струје. Као што се може видети за јачину струје коју пренесе стример узета је константна, максимална измерена вредност струје. У прорачунима базираним на Шокли-Рамо (Shockley-Ramo) теорему, за примењени потенцијал од 8 kV и вредност електричног поља у глави стримера од 30 kV/cm која из њега следи, добијено је да стример пренесе струју од око 10 mA [119]. Према тој анализи, вредност од 6 mA, која је измерена у спољашњем електричном колу се може сматрати оправданом за коришћење у формули (4.7). Процена вредности брзине стримера за дато електрично поље може се извршити и помоћу једначине (4.5). У случају чистог хелијума за поље  $E = 20$  kV/cm дебљина слоја просторног наелектривања биће  $l_p = 0,049$  cm. Средња јонизациона фреквенција

се може израчунати помоћу израза 
$$\bar{v}_i = \frac{1}{2l_p} \int_{-l_p}^{l_p} v_i dx = \frac{1}{2l_p} \int_{-l_p}^{l_p} \mu_e E \alpha(E) dx = 1,68 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1},$$

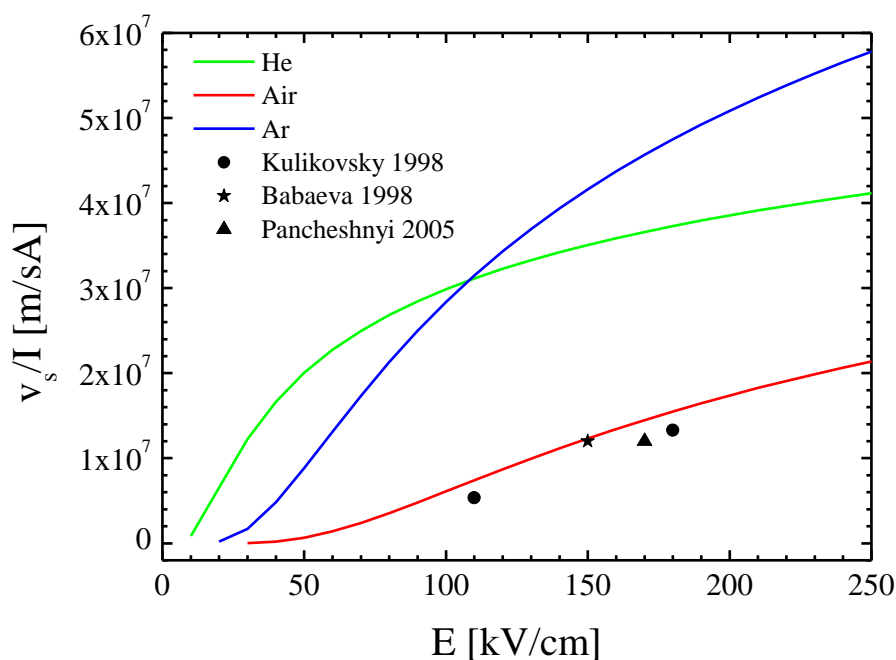
при чеми покретљивост електрона  $\mu_e$  слабо зависи од  $E$  и може се одредити помоћу Bolsig+ кода ( $\mu_e = 9,3 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/(\text{kV s})$ ). Основни недостатак у оваквом рачунању брзине

лежи у непознавању вредности  $\ln(n_h/n_{id})$ , која мора да се процени. Према Реф. [26,291]  $n_h$  се може добити из једначине  $n_h = (\epsilon_0/e)\alpha(E)E = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Процењена концентрација почетних електрона  $n_{id} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$  је преузета из Реф. [26]. Коначно,  $\ln(n_h/n_{id}) \approx 10$  даје вредност од 82 km/s за брзину стримера у хелијуму, наспрам 55 km/s које дају једначина (4.7) и струја од 6 mA, што је задовољавајуће слагање за овај тип анализе.

Слика 1.2 приказује прорачуне зависности брзине стримера од електричног поља за различите мешавине хелијума и ваздуха. Очигледно је да брзина стримера опада са повећањем удела ваздуха што објашњава плато на експериментално добијеној  $v_s(E)$  зависности. У посматраним условима вредност јачине електричног поља расте дуж осе плазменог млаза, Слика 3.27. У исто време расте и удео ваздуха у струји хелијума. Када се пореде експерименталне и прорачунате расподеле види се да су нагиби исти у првој половини графика, тј. у делу где је мешање хелијума и ваздуха занемарљиво, али да су експериментални подаци "померени" улево. Овај померај сугерише да би за дату вредност поља брзина требала да буде већа од оне која је добијена прорачуном. Објашњење за ову разлику лежи у дискусији датој у поглављу 3.7, коју илуструје Слика 3.24. Наиме ту је показано да су добијене вредности електричног поља нешто мање од максималних, што је последица неколико узрока. У другом делу графика долази до пресека теоријских криви са експерименталним резултатима, што демонстрира раст удела ваздуха у хелијуму и у неколико омогућава процену колики је тај удео. На крају, може се закључити да предложени модел даје резултате који се, квалитативно, а делом и квантитативно, слажу са експериментално одређеном зависношћу брзине плазменог метка од јачине електричног поља.

Ради комплетности, израчунате су зависности брзине стримера од јачине електричног поља за хелијум, аргон и ваздух. Брзина стримера је нормирана на јачину струје у каналу стримера, а покривен је опсег електричног поља од 10 до 250 kV/cm, Слика 4.5. У случају ваздуха, резултати ИМ модела су упоређени са доступним резултатима флуидних модела из литературе [34,295,296]. Из тих студија је била могућа екстракција брзине стримера, јачине електричног поља и струје пражњења. Добијено је добро поклапање резултата овог рада са тим резултатима. Није на одмет да се на овом месту још једном истакне чињеница да веза између брзине стримера и електричног поља није једнозначна. То је утврђено и у истраживањима односа брзине

стримера и његовог радијуса [19,20]. Према тим истраживањима, за дато електрично поље, опсег брзина стримера може бити врло широк, па је за утврђивање релације између ове две величине неопходно познавање додатног параметра. Тај параметар је најчешће полупречник стримера, или као у нашем случају, струја пражњења која је директно пропорционална квадрату полупречника стримера, видети подпоглавље 1.3.2.



**Слика 4.5:** Зависност односа брзине и јачине струје од електричног поља добијена за три различита гаса помоћу ИМ модела. Резултати за ваздух су упоређени са доступним резултатима из литературе [34,292,295,296].

Коришћење полупречника у случају плазменог метка је дискутабилно због његове ануларне структуре која се мења како плазмени млаз продире дубље у ваздух. Због тога би мерење полупречника стримера на свакој позицији осе пражњења морало укључити процедуру Абелове инверзије, као у поглављу 3.7 и Реф. [265] и облик плазменог метка би требао да буде укључен у прорачун. Ефективни радијус стримера је тешко проценити на начин предложен у Реф. [34,291], пошто је у том случају неопходно знати јачину електричног поља изнад врха стримера и  $\ln(n_h/n_{id})$ , а наше жеље су биле да се у модел уноси што мање претпоставки.

Однос  $v_s/I$  је знатно већи за аргон и хелијум него за ваздух. То говори да је, за одређено електрично поље и брзину стримера, јачина струје у стримерском каналу много мања код племенитих гасова. Иначе би се могло закључити да су стримери у хелијуму и аргону бржи од стримера у ваздуху или да достижу много веће брзине за мање вредности електричног поља. Истраживања класичних стримера у племенитим

гасовима су малобројна. У раду посвећеном импулсном корона пражњењу у аргону аутори нису били у стању да добију струју пражњења из разлике укупне струје и струје помераја [76]. У другој студији је утврђено да је брзина стримера у ваздуху и хелијуму готово иста за исту вредност примењеног напона [297]. Ове две наведене чињенице подржавају претходну хипотезу да стримери у племенитим гасовима пропагирају са сличним вредностима електричног поља и брзине као стримери у ваздуху. У том случају струја стримера у племенитом гасу је за ред величине нижа од струје стримера у ваздуху.

## Закључак

Ова докторска дисертација је посвећења истраживању плазмених млазева у хелијуму, а посебно плазменим мецима, односно стримерима које ти млазеви емитију.

У овом раду су представљени резултати електричних и спектроскопских мерења. Спектроскопска мерења се могу поделити у квалитативна и квантитативна. Квалитативним мерењима, која су најчешћа, идентификују се ексцитоване врсте у пражњењу. Квантитативна мерења су захтевнија, у таквим мерењима се на основу расподеле интензитета линија, трака или континуума, или облика спектралне линије одређују вредности неких физичких величина. Најзахтевнија су просторно и временски разложена квантитативна спектроскопска мерења. Резултати управо таквих мерења су представљени и овој докторској дисертацији. Основни резултат, који даје посебан квалитет овој докторској дисертацији и представља посебност у односу на остала истраживања плазмених млазева, су просторно и временски разложена мерења јачине електричног поља у стримеру у хелијуму. Сада се може тврдити, да су мерења електричног поља у плазменим млазевима први пут објављена у радовима из којих произилази ова теза. Шта више, коришћењем исте методе, Штаркове поларизационе спектроскопије, од стране две различите, изузетно релевантне групе које се баве овом облашћу, потврђени су резултати приказани у овој дисертацији. Ради се о групама које воде Ксинпеи Лу (XinPei Lu) са Хуазонг универзитета у Кини (HuaZhong University of Science and Technology) и Џејмс Волш (James Walsh) са Универзитета у Ливерпулу из Велике Британије (University of Liverpool). Вредности електричног поља у плазменим млазевима од неколико десетина киловолти по сантиметру које су добијене у нашим мерењима су у сагласности са свим моделима плазмених млазева. Ануларна структура стримера у хелијуму који емитије плазмени млаз која се добија у снимцима пропагације стримера кратке експозиције у складу је са расподелом електричног поља у глави стримера, односно у плазменом метку. И ова чињеница је потврђена мерењима радијалне расподеле електричног поља у плазменом метку представљеним у овој тези.

Поређењем резултата мерења различитих параметара за две конфигурације плазменог млаза, од којих је једна имала уземљену електроду, постављену неколико центиметара даље од стаклене цевчице, за исти проток гаса, напон и попречни пресек стаклене цевчице, утврђено је различито понашање два пражњења. Утицај уземљене електроде на развој пражњења је пресудан. Плазмени млаз усмерен на уземљену электроду одговара ситуацији каква постоји приликом његове примене, јер свако ткиво



које се третира, представља неку врсту уземљене електроде. Плазмени млаз који је у контакту са објектом мења своје особине. Брзина плазменог метка, стримера, се повећава неколико пута, вредност максималног електричног поља у стримеру се дуплира, док након пристизања стримера на објекат долази до формирања додатног, прелазног тињавог пражњења, које не постоји код млаза који истиче у околни у ваздух. Развој плазменог млаза који је у контакту са уземљеном електродом је аналоган развоју микропражњења у ваздуху. Разлика је у просторним и временским димензијама. Микропражњење у ваздуху се простире у међуелектродном простору величине реда милиметра и траје двадесетак наносекунди, док развој плазменог млаза траје двадесетак микросекунди, при чему је растојање између стаклене цевчице и мете реда центиметра.

Анализом резултата мерења расподеле електричног поља и брзине стримера, утврђено је постојање везе између вредности ове две величине. Јасно је показано да брзина стримера у плазменом млазу зависи од јачине електричног поља у његовој глави, али да та веза није једнозначна, већ је потребно познавати вредност још једног параметра, као што је пречник стримера или јачина струје коју стример пренесе. Овај закључак је у потпуној сагласности са класичном стримерском теоријом. Да би се ова веза у потпуности описала, направљен је једноставан модел, базиран на основним постулатима стримерске теорије. Модел изоловане главе стримера, описан у посебној глави, потврдио је експериментално добијене резултате. На основу овог модела, познавањем једног параметра од три (максималне јачине електричног поља у глави стримера, дебљине слоја просторног наелектрисања и Миковог броја), могуће је добити преостала два. Та три параметра потпуно дефинишу карактеристике стримера.

Почетни захтев који треба да испуни извор плазме да би могао да се примењује у биомедицини је да његова температура не прелази  $40-50^{\circ}\text{C}$ . Из тог разлога вршена су спектроскопска мерења ротационих температура азотових и хидроксилних трака и утврђено је да пражњење које је проучавано у оквиру ове тезе задовољава поменути услов. Мерења температуре су била просторно разложена.

Мерења параметара пражњења су вршена углавном при истим условима, на једном напону, фреквенцији и протоку гаса. Систематска параметарска мерења нису рађена, мада је било неких излета у том смеру на основу којих су донети прилично храбри и не потпуно утемељени закључци. Наиме, утврђено је да при вишим фреквенцијама долази до каскадне промене мода рада пражњења при незнатном повећању примењеног напона. При промени мода рада долази до повећања снаге

пражњења од неколико пута. То се одражава и на емитоване спектре. Интензитет неких трака несразмерно порасте са порастом снаге, неки интензитети расту пропорционално снази пражњења, док интензитети емисије неких врста остану непромењени приликом промене мода рада. Овакво понашање спектра пражњења доводи до закључка да се променом параметара пражњења и услова рада може утицати на производњу активних хемијских врста. Шта више, да се може наћи веза између електричних карактеристика пражњења и концентрације врста од интереса за примене. У крајњој линији, да се може дизајнирати пражњење са могућношћу избора мода рада у зависности од захтева примене.

На крају, после детаљних истраживања развоја плазменог млаза, са акцентом на његову стримерску природу, логично је да се у пракси провери ефикасност примене оваквог уређаја у различите биомедицинске сврхе. Из тог разлога конструисан је компактан, преносив плазмени млаз са променљивим напоном напајања и протоком гаса. Технике одређивања физичких параметара плазменог млаза и његова будућа примена у интеракцијама са живом материјом, у будућности би требало да нам обезбеде дубље разумевање овог интересантног пражњења и да нам осветле неке нове могућности његове примене.

## Литература

- [1] Rutscher A 2008 Characteristics of low-temperature plasmas under nonthermal conditions – A short summary *Low temperature plasmas: Fundamentals, technologies and techniques* ed R Hippler, H Kersten, M Schmidt and K H Schoenbach (Weinheim: Wiley-VCH) pp 1–14
- [2] Cabannes F and Chapelle J 1970 Spectroscopic plasma diagnostics *Reactions under plasma conditions* ed M Venugopalan (New York: Wiley) pp 367–469
- [3] Лабат J 1991 *Физика јонизованих гасова* (Београд: Физички факултет)
- [4] Raizer Y P 1991 *Gas discharge physics* (Berlin: Springer)
- [5] Napartovich A P 2001 Overview of atmospheric pressure discharges producing nonthermal plasma *Plasmas Polym.* **6** 1–14
- [6] Kogelschatz U, Akishev Y S and Napartovich A P 2005 History of non-equilibrium air discharges *Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure* ed K H Becker, U Kogelschatz, K H Schoenbach and R J Barker (Bristol: Institute of Physics Publishing) pp 17–70
- [7] Fridman A A and Kennedy L A 2004 *Plasma physics and engineering* (New York: Taylor and Francis)
- [8] Fridman A, Chirokov A and Gutsol A 2005 Non-thermal atmospheric pressure discharges *J. Phys. D. Appl. Phys.* **38** R1–24
- [9] Makabe T and Petrović Z L 2006 *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication* (New York: Taylor and Francis, CRC Press)
- [10] Townsend J S 1910 *The theory of ionization of gases by collision* (New York: D. Van Nostrand co.)
- [11] Hagelaar G J M and Pitchford L C 2005 Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722–33
- [12] Biagi-v8.9 database (Extracted from the Fortran code Magboltz version 8. 9). 2010 [www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr](http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr)
- [13] Bazelyan E M and Raizer Yu P 1998 *Spark discharge* (CRC Press, Boca Raton FL)
- [14] Loeb L B 1939 *Fundamental processes of electrical discharge in gases* (New York: Wiley and Sons)
- [15] Meek J M 1940 Theory of Spark Discharge *Phys. Rev.* **57** 722–8
- [16] Meek J M and Craggs J D 1953 *Electrical breakdown of gases* (Oxford: Clarendon)

- [17] Raether H 1937 Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer *Zeitschrift für Phys.* **107** 91–110
- [18] Loeb L B 1965 Ionization waves of potential gradient *Science (80-. )*. **148** 1417–26
- [19] Naidis G 2009 Positive and negative streamers in air: Velocity-diameter relation *Phys. Rev. E* **79** 057401
- [20] Luque A, Ratushnaya V and Ebert U 2008 Positive and negative streamers in ambient air: modelling evolution and velocities *J. Phys. D. Appl. Phys.* **41** 234005
- [21] Montijn C-S 2005 *Evolution of negative streamers in nitrogen: a numerical investigation on adaptive grids* (Technische Universiteit Eindhoven)
- [22] Briels T 2007 *Exploring streamer variability in experiments* (Technische Universiteit Eindhoven)
- [23] Wang M C and Kunhardt E E 1990 Streamer dynamics *Phys. Rev. A* **42**
- [24] Morrow R and Lowke J J 1997 Streamer propagation in air *J. Phys. D. Appl. Phys.* **30** 614–27
- [25] Qin J and Pasko V P 2014 On the propagation of streamers in electrical discharges *J. Phys. D. Appl. Phys.* **47** 435202
- [26] Boeuf J-P, Yang L L and Pitchford L C 2013 Dynamics of a guided streamer (“plasma bullet”) in a helium jet in air at atmospheric pressure *J. Phys. D. Appl. Phys.* **46** 015201
- [27] Dawson G A and Winn W P 1965 A model for streamer propagation *Zeitschrift für Phys.* **183** 159–71
- [28] Walsh J L, Iza F, Janson N B, Law V J and Kong M G 2010 Three distinct modes in a cold atmospheric pressure plasma jet *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 075201
- [29] Gallimberti I 1972 A computer model for streamer propagation *J. Phys. D. Appl. Phys.* **5** 2179–89
- [30] Lozanskii E D 1975 Development of electron avalanches and streamers *Sov. Phys. Uspekhi* **18** 893
- [31] Li D, Liu D X, Nie Q Y, Li H P, Chen H L and Kong M G 2014 Array of surface-confined glow discharges in atmospheric pressure helium: Modes and dynamics *Appl. Phys. Lett.* **104** 204101
- [32] D’yakonov M I and Kachorovskii V Y 1988 Theory of streamer discharge in semiconductors *J. Exp. Theor. Phys.* **332** 1049–54

- [33] Bazelyan E M and Raizer Y P 1997 Streamer channel intergrowth: The field and density of plasma behind the ionization wave and initiating electrons before it *High Temp.* **35** 179–84
- [34] Kulikovskiy A A 1998 Analytical model of positive streamer in weak field in air: application to plasma chemical calculations *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1339–46
- [35] Warburg E 1909 Über chemische Reaktionen, welche durch die stille Entladung in gasförmigen Körpern herbeigeführt werden *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik vol. 6* ed J Stark (Leipzig: Teubner) pp 181–229
- [36] Glockler G and Lind S C 1939 *The electrochemistry of gases and other dielectrics* (New York: Wiley)
- [37] Rummel T 1951 *Hochspannungs-Entladungschemie und ihre industrielle Anwendung* (Munich: Verlag von R. Oldenbourg und Hanns Reich Verlag)
- [38] Buss K 1932 Der Stufendurchschlag *Arch. für Elektrotechnik* **26** 266–72
- [39] Massines F, Gherardi N, Naudé N and Ségur P 2009 Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **47** 22805
- [40] Kozlov K V, Brandenburg R, Wagner H-E, Morozov A M and Michel P 2005 Investigation of the filamentary and diffuse mode of barrier discharges in N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> mixtures at atmospheric pressure by cross-correlation spectroscopy *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 518–29
- [41] Brandenburg R, Maiorov V A, Golubovskii Y B, Wagner H-E, Behnke J and Behnke J F 2005 Diffuse barrier discharges in nitrogen with small admixtures of oxygen: discharge mechanism and transition to the filamentary regime *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 2187–97
- [42] Brandenburg R, Navrátil Z, Jánský J, St'ahel P, Trunec D and Wagner H-E 2009 The transition between different modes of barrier discharges at atmospheric pressure *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 085208
- [43] Kloc P, Wagner H-E, Trunec D, Navrátil Z and Fedoseev G 2010 An investigation of dielectric barrier discharge in Ar and Ar/NH<sub>3</sub> mixture using cross-correlation spectroscopy *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 345205
- [44] Kozlov K V, Wagner H, Brandenburg R and Michel P 2001 Spatio-temporally resolved spectroscopic diagnostics of the barrier discharge in air at atmospheric pressure *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 3164–76
- [45] Wagner H-E, Brandenburg R, Kozlov K V, Morozov A M and Michel P 2005 Cross-Correlation Spectroscopy Applied to the Investigation of Barrier Discharges in N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> Mixtures at Atmospheric Pressure *Contrib. to Plasma Phys.* **45** 338–47

- [46] Navrátil Z, Brandenburg R, Trunec D, Brablec A, St'ahel P, Wagner H-E and Kopecký Z 2006 Comparative study of diffuse barrier discharges in neon and helium *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 8–17
- [47] Wagner H-E, Kozlov K V and Brandenburg R 2008 Cross-Correlation Emission Spectroscopy *Low Temperature Plasmas: Fundamentals, Technologies and Techniques* ed R Hippler, H Kersten, M Schmidt and K H Schoenbach (Weinheim: Wiley) pp 271–302
- [48] Wagner H-E, Brandenburg R, Kozlov K V, Sonnenfeld A, Michel P and Behnke J F 2003 The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment *Vacuum* **71** 417–36
- [49] Brandenburg R, Wagner H-E, Morozov A M and Kozlov K V 2005 Axial and radial development of microdischarges of barrier discharges in N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> mixtures at atmospheric pressure *J. Phys. D. Appl. Phys.* **38** 1649–57
- [50] Paris P, Aints M, Valk F, Plank T, Haljaste A, Kozlov K V and Wagner H-E 2005 Intensity ratio of spectral bands of nitrogen as a measure of electric field strength in plasmas *J. Phys. D. Appl. Phys.* **38** 3894–9
- [51] Kogelschatz U 2003 Dielectric-barrier Discharges : Their History , Discharge Physics , and Industrial Applications *Plasma Chem. Plasma Process.* **23** 1–46
- [52] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2002 Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen *J. Phys. D. Appl. Phys.* **35** 751–61
- [53] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J and Behnke J F 2003 Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure *J. Phys. D. Appl. Phys.* **36** 39–49
- [54] Luo H, Liang Z, Wang X, Guan Z and Wang L 2010 Homogeneous dielectric barrier discharge in nitrogen at atmospheric pressure *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 155201
- [55] Martens T, Brok W J M, van Dijk J and Bogaerts a 2009 On the regime transitions during the formation of an atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** 122002
- [56] Martens T 2010 *Numerical simulations of dielectric barrier discharges*
- [57] Bogaczyk M, Nemschokmichal S, Zagoskin A, Sretenović G B, Meichsner J and Wagner H 2012 Spatio-temporally Resolved Investigation of Surface Charges, N<sub>2</sub> (A) Metastables and Discharge Development in Barrier Discharges *J. Adv. Oxid. Technol.* **15** 310–20
- [58] Wang Y-H and Wang D-Z 2004 Modes of Homogeneous Barrier Discharge at Atmospheric Pressure in Helium *Chinese Phys. Lett.* **21** 2234

- [59] Wang D, Wang Y and Liu C 2006 Multipeak behavior and mode transition of a homogeneous barrier discharge in atmospheric pressure helium *Thin Solid Films* **506-507** 384–8
- [60] Obradović B M, Ivković S S and Kuraica M M 2008 Spectroscopic measurement of electric field in dielectric barrier discharge in helium *Appl. Phys. Lett.* **92** 191501
- [61] Ivković S S, Obradović B M, Cvetanović N, Kuraica M M and Purić J 2009 Measurement of electric field development in dielectric barrier discharge in helium *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** 225206
- [62] Ivković S S, Sretenović G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M 2014 On the use of the intensity ratio of He lines for electric field measurements in atmospheric pressure dielectric barrier discharge *J. Phys. D. Appl. Phys.* **47** 055204
- [63] Urabe K, Sakai O and Tachibana K 2011 Combined spectroscopic methods for electron-density diagnostics inside atmospheric-pressure glow discharge using He/N<sub>2</sub> gas mixture *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44** 115203
- [64] Kogelschatz U 1999 Ozone Generation and Dust Collection *Electrical discharges for environmental purposes* ed E M van Veldhuizen (New York: Nova Science Publishers) pp 315–44
- [65] Laan M and Mirme A 1999 Aerosols and Corona Discharges *Electrical discharges for environmental purposes* ed E M van Veldhuizen (New York: Nova Science Publishers) pp 193–220
- [66] Bityurin V A, Deminsky M A and Potapkin B V 1999 Chemical Activity of Discharges *Electrical discharges for environmental purposes* ed E M van Veldhuizen (New York: Nova Science Publishers) pp 49–118
- [67] Rutgers W R and van Veldhuizen E M 1999 Fundamentals of Non-Thermal Gas Discharges at Atmospheric Pressure *Electrical Discharges for Environmental Purposes : Fundamentals and Applications* ed E M van Veldhuizen (New York: Nova Science Publishers) pp 5–20
- [68] Creighton Y L M 1994 *Pulsed positive corona discharges* (Eindhoven University of Technology)
- [69] Winands H G J J 2007 *Efficient streamer plasma generation* (Technische Universiteit Eindhoven)
- [70] Marode E, Djermoune D, Dessante P, Deniset C, Ségur P, Bastien F, Bourdon A and Laux C 2009 Physics and applications of atmospheric non-thermal air plasma with reference to environment *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 124002
- [71] Winands G J J, Liu Z, van Heesch E J M, Pemen A J M and Yan K 2008 Matching a Pulsed-Power Modulator to a Streamer Plasma Reactor *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 243–52

- [72] Yimin Z and Rongyi W 1998 Matching between generator and reactor for producing pulsed corona discharge *J. Electrostat.* **44** 41–5
- [73] Winands H G J J, Yan K, Nair S A, Pemen G A J M and van Heesch B E J M 2005 Evaluation of Corona Plasma Techniques for Industrial Applications: HPPS and DC/AC Systems *Plasma Process. Polym.* **2** 232–7
- [74] Sretenović G B, Obradović B M, Kovačević V V and Kuraica M M 2013 Pulsed corona discharge driven by Marx generator: Diagnostics and optimization for NO<sub>x</sub> treatment *Curr. Appl. Phys.* **13** 121–9
- [75] Mok Y S 2000 Efficient Energy Delivery Condition from Pulse Generation Circuit to Corona Discharge Reactor *Plasma Chem. Plasma Process.* **20** 353–64
- [76] Van Veldhuizen E M and Rutgers W R 2002 Pulsed positive corona streamer propagation and branching *J. Phys. D. Appl. Phys.* **35** 2169–79
- [77] Yan K, van Heesch E J M, Pemen A J M, Huijbrechts P A H J, van Gompel F M, van Leuken H and Matyas Z 2002 A high-voltage pulse generator for corona plasma generation *IEEE Trans. Ind. Appl.* **38** 866–72
- [78] Yan K, Smulders H W M, Wouters P A A F, Kapora S, Nair S A, van Heesch E J M, van der Laan P C T and Pemen A J M 2003 A novel circuit topology for pulsed power generation *J. Electrostat.* **58** 221–8
- [79] Winands G J J, Liu Z, Pemen A J M, Heesch E J M Van, Yan K and Veldhuizen E M Van 2006 Temporal development and chemical efficiency of positive streamers in a large scale wire-plate reactor as a function of voltage waveform parameters *J. Phys. D. Appl. Phys.* **39** 3010–7
- [80] Mok Y S, Lee H W and Hyun Y J 2001 Flue gas treatment using pulsed corona discharge generated by magnetic pulse compression modulator *J. Electrostat.* **53** 195–208
- [81] Pokryvailo A, Wolf M, Yankelevich Y, Wald S, Grabowski L R, van Veldhuizen E M, Rutgers W R, Reiser M, Glocker B, Eckhardt T, Kempnaers P and Welleman A 2006 High-Power Pulsed Corona for Treatment of Pollutants in Heterogeneous Media *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1731–43
- [82] Cook E G, Allen F V, Anaya E M, Gower E J, Hawkins S A, Hickman B C, Lee B S, Sullivan J S, Watson J A, Brooksby C A, Yuhas J and Nevada B 2002 Solid-State Modulator R & D at LLNL *International Workshop on Recent Progress of Induction Accelerators*
- [83] Marx E 1923 Verfahren zur Schlagpruefung von Isolatoren und anderen elektrischen Vorrichtungen
- [84] Winands G J J, Liu Z, van Heesch E J M, Pemen A J M and Yan K 2008 ADS and CDS Streamer Generation as Function of Pulse Parameters *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 926–7



- [85] Sigmond R S 1984 The residual streamer channel: Return strokes and secondary streamers *J. Appl. Phys.* **56** 1355
- [86] Briels T M P, van Veldhuizen E M and Ebert U 2008 Positive streamers in air and nitrogen of varying density: experiments on similarity laws *J. Phys. D. Appl. Phys.* **41** 234008
- [87] Kong M G, Ganguly B N and Hicks R F 2012 Plasma jets and plasma bullets *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 030201
- [88] Samukawa S, Hori M, Rauf S, Tachibana K, Bruggeman P, Kroesen G, Whitehead J C, Murphy A B, Gutsol A F, Starikovskaia S, Kortshagen U, Boeuf J-P, Sommerer T J, Kushner M J, Czarnetzki U and Mason N 2012 The 2012 Plasma Roadmap *J. Phys. D. Appl. Phys.* **45** 253001
- [89] Stoffels E, Flikweert A J, Stoffels W W and Kroesen G M W 2002 Plasma needle: a non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio)materials *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 383–8
- [90] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E G, Korzec D and Engemann J 2005 High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 310–1
- [91] Laroussi M and Akan T 2007 Arc-free atmospheric pressure cold plasma jets: A review *Plasma Process. Polym.* **4** 777–88
- [92] Lu X, Laroussi M and Puech V 2012 On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034005
- [93] Schutze A, Jeong J Y, Babayan S E, Park J, Selwyn G S and Hicks R F 1998 The atmospheric-pressure plasma jet: a review and comparison to other plasma sources *Plasma Sci. IEEE Trans.* **26** 1685–94
- [94] Babayan S E, Jeong J Y, Tu V J, Park J, Selwyn G S and Hicks R F 1998 Deposition of silicon dioxide films with an atmospheric-pressure plasma jet *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 286–8
- [95] Babayan S E, Ding G, Nowling G R, Yang X and Hicks R F 2002 Characterization of the Active Species in the Afterglow of a Nitrogen and Helium Atmospheric-pressure Plasma *Plasma Chem. Plasma Process.* **22** 255–69
- [96] Xian Y, Lu X, Wu S, Chu P K and Pan Y 2012 Are all atmospheric pressure cold plasma jets electrically driven? *Appl. Phys. Lett.* **100** 123702
- [97] Li Q, Li J-T, Zhu W-C, Zhu X-M and Pu Y-K 2009 Effects of gas flow rate on the length of atmospheric pressure nonequilibrium plasma jets *Appl. Phys. Lett.* **95** 141502
- [98] Lu X, Jiang Z, Xiong Q, Tang Z and Pan Y 2008 A single electrode room-temperature plasma jet device for biomedical applications *Appl. Phys. Lett.* **92** 151504

- [99] Lu X, Jiang Z, Xiong Q, Tang Z, Hu X and Pan Y 2008 An 11 cm long atmospheric pressure cold plasma plume for applications of plasma medicine *Appl. Phys. Lett.* **92** 081502
- [100] Shashurin A, Shneider M N, Dogariu A, Miles R B and Keidar M 2009 Temporal behavior of cold atmospheric plasma jet *Appl. Phys. Lett.* **94** 231504
- [101] Léveillé V and Coulombe S 2005 Design and preliminary characterization of a miniature pulsed RF APGD torch with downstream injection of the source of reactive species *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 467–76
- [102] Stoffels E, Kieft I E and Sladek R E J 2003 Superficial treatment of mammalian cells using plasma needle *J. Phys. D. Appl. Phys.* **36** 2908
- [103] Lu X, Cao Y, Yang P, Xiong Q, Xiong Z, Xian Y and Pan Y 2009 An RC plasma device for sterilization of root canal of teeth *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 668–73
- [104] Gerling T, Hoder T, Bussiahn R, Brandenburg R and Weltmann K-D 2013 On the spatio-temporal dynamics of a self-pulsed nanosecond transient spark discharge: a spectroscopic and electrical analysis *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 065012
- [105] Walsh J L, Shi J J and Kong M G 2006 Contrasting characteristics of pulsed and sinusoidal cold atmospheric plasma jets *Appl. Phys. Lett.* **88** 171501
- [106] Karakas E, Akman M A and Laroussi M 2012 The evolution of atmospheric-pressure low-temperature plasma jets: jet current measurements *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034016
- [107] Lu X, Naidis G V, Laroussi M and Ostrikov K 2014 Guided ionization waves: Theory and experiments *Phys. Rep.* **540** 123–66
- [108] Karakas E and Laroussi M 2010 Experimental studies on the plasma bullet propagation and its inhibition *J. Appl. Phys.* **108** 063305
- [109] Mericam-Bourdet N, Laroussi M, Begum a and Karakas E 2009 Experimental investigations of plasma bullets *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** 055207
- [110] Leiweke R J, Sands B L and Ganguly B N 2011 Effect of Gas Mixture on Plasma Jet Discharge Morphology *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2304–5
- [111] Sakiyama Y, Graves D B, Jarrige J and Laroussi M 2010 Finite element analysis of ring-shaped emission profile in plasma bullet *Appl. Phys. Lett.* **96** 041501
- [112] Naidis G V 2011 Modelling of plasma bullet propagation along a helium jet in ambient air *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44** 215203
- [113] Breden D, Miki K and Raja L L 2012 Self-consistent two-dimensional modeling of cold atmospheric-pressure plasma jets/bullets *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034011

- [114] Reuter S, Winter J, Iseni S, Peters S, Schmidt-Bleker a, Dünnbier M, Schäfer J, Foest R and Weltmann K-D 2012 Detection of ozone in a MHz argon plasma bullet jet *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034015
- [115] Jarrige J, Laroussi M and Karakas E 2010 Formation and dynamics of plasma bullets in a non-thermal plasma jet: influence of the high-voltage parameters on the plume characteristics *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065005
- [116] Urabe K, Morita T, Tachibana K and Ganguly B N 2010 Investigation of discharge mechanisms in helium plasma jet at atmospheric pressure by laser spectroscopic measurements *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 095201
- [117] Wu S, Huang Q, Wang Z and Lu X 2011 The effect of nitrogen diffusion from surrounding air on plasma bullet behavior *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2286–7
- [118] Li Q, Zhu W-C, Zhu X-M and Pu Y-K 2010 Effects of Penning ionization on the discharge patterns of atmospheric pressure plasma jets *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 382001
- [119] Naidis G V 2010 Modelling of streamer propagation in atmospheric-pressure helium plasma jets *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 402001
- [120] Naidis G V 2011 Simulation of streamers propagating along helium jets in ambient air: Polarity-induced effects *Appl. Phys. Lett.* **98** 141501
- [121] Naidis G V 2012 Modeling of helium plasma jets emerged into ambient air: Influence of applied voltage, jet radius, and helium flow velocity on plasma jet characteristics *J. Appl. Phys.* **112** 103304
- [122] Yousfi M, Eichwald O, Merbahi N and Jomaa N 2012 Analysis of ionization wave dynamics in low-temperature plasma jets from fluid modeling supported by experimental investigations *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 045003
- [123] Carbone E and Nijdam S Thomson scattering on non-equilibrium low density plasmas: principles, practice and challenges *Plasma Phys. Control. Fusion* **014026** 14026
- [124] Hübner S, Hofmann S, van Veldhuizen E M and Bruggeman P J 2013 Electron densities and energies of a guided argon streamer in argon and air environments *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 065011
- [125] Hübner S, Sousa J S, Puech V, Kroesen G M W and Sadeghi N 2014 Electron properties in an atmospheric helium plasma jet determined by Thomson scattering *J. Phys. D. Appl. Phys.* **47** 432001
- [126] Karakas E, Koklu M and Laroussi M 2010 Correlation between helium mole fraction and plasma bullet propagation in low temperature plasma jets *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 155202

- [127] Xiong Q, Lu X, Xian Y, Liu J, Zou C, Xiong Z, Gong W, Chen K, Pei X, Zou F, Hu J, Jiang Z and Pan Y 2010 Experimental investigations on the propagation of the plasma jet in the open air *J. Appl. Phys.* **107** 073302
- [128] Zhu W-C, Li Q, Zhu X-M and Pu Y-K 2009 Characteristics of atmospheric pressure plasma jets emerging into ambient air and helium *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** 202002
- [129] Park H S, Kim S J, Joh H M, Chung T H, Bae S H and Leem S H 2010 Optical and electrical characterization of an atmospheric pressure microplasma jet with a capillary electrode *Phys. Plasmas* **17** 033502
- [130] Walsh J L, Iza F, Janson N B and Kong M G 2012 Chaos in atmospheric-pressure plasma jets *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034008
- [131] Walsh J L, Olszewski P and Bradley J W 2012 The manipulation of atmospheric pressure dielectric barrier plasma jets *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034007
- [132] Robert E, Sarron V, Riès D, Dozias S, Vandamme M and Pouvesle J-M 2012 Characterization of pulsed atmospheric-pressure plasma streams (PAPS) generated by a plasma gun *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034017
- [133] Wu S, Xu H, Lu X and Pan Y 2013 Effect of Pulse Rising Time of Pulse dc Voltage on Atmospheric Pressure Non-Equilibrium Plasma *Plasma Process. Polym.* **10** 136–40
- [134] Lu X P, Jiang Z H, Xiong Q, Tang Z Y, Xiong Z L, Hu J, Hu X W and Pan Y 2008 Effect of E-field on the length of a plasma jet *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 988–9
- [135] Breden D, Miki K and Raja L L 2011 Computational study of cold atmospheric nanosecond pulsed helium plasma jet in air *Appl. Phys. Lett.* **99** 111501
- [136] Jánský J, Tholin F, Bonaventura Z and Bourdon A 2010 Simulation of the discharge propagation in a capillary tube in air at atmospheric pressure *J. Phys. D. Appl. Phys.* **43** 395201
- [137] Jánský J and Bourdon A 2011 Simulation of helium discharge ignition and dynamics in thin tubes at atmospheric pressure *Appl. Phys. Lett.* **99** 161504
- [138] Ostrikov K and Azarenkov N A 1998 Nonlinear effects of ionization on surface waves on a plasma–metal interface *J. Appl. Phys.* **84** 4176
- [139] Xiong R, Xiong Q, Nikiforov A Y, Vanraes P and Leys C 2012 Influence of helium mole fraction distribution on the properties of cold atmospheric pressure helium plasma jets *J. Appl. Phys.* **112** 1–9
- [140] Liu J J and Kong M G 2011 Sub-60 °C atmospheric helium–water plasma jets: modes, electron heating and downstream reaction chemistry *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44** 345203
- [141] Hofmann S, Sobota A and Bruggeman P 2012 Transitions between and control of guided and branching streamers in dc nanosecond pulsed excited plasma jets *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2888–99

- [142] Sands B L, Huang S K, Speltz J W, Niekamp M a. and Ganguly B N 2013 Role of Penning ionization in the enhancement of streamer channel conductivity and Ar(1s[sub 5]) production in a He-Ar plasma jet *J. Appl. Phys.* **113** 153303
- [143] Naidis G V. 2009 Simulation of streamer dynamics in atmospheric pressure plasma jets *19th International Symposium on Plasma Chemistry—ISPC* (Bochum) p 22
- [144] Xian Y, Lu X, Liu J, Wu S, Liu D and Pan Y 2012 Multiple plasma bullet behavior of an atmospheric-pressure plasma plume driven by a pulsed dc voltage *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034013
- [145] Akman M A and Laroussi M 2013 Insights Into Sustaining a Plasma Jet: Boundary Layer Requirement *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 839–42
- [146] Laroussi M and Akman M A 2011 Ignition of a large volume plasma with a plasma jet *AIP Adv.* **1** 032138
- [147] Laroussi M 2002 Nonthermal decontamination of biological media by atmospheric-pressure plasmas: Review, analysis, and prospects *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1409–15
- [148] Deng X T, Shi J J, Chen H L and Kong M G 2007 Protein destruction by atmospheric pressure glow discharges *Appl. Phys. Lett.* **90** 013903
- [149] Fridman G, Friedman G, Gutsol A, Shekhter A B, Vasilets V N and Fridman A 2008 Applied Plasma Medicine *Plasma Process. Polym.* **5** 503–33
- [150] Park G Y, Park S J, Choi M Y, Koo I G, Byun J H, Hong J W, Sim J Y, Collins G J and Lee J K 2012 Atmospheric-pressure plasma sources for biomedical applications *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 043001
- [151] Graves D B 2012 The emerging role of reactive oxygen and nitrogen species in redox biology and some implications for plasma applications to medicine and biology *J. Phys. D. Appl. Phys.* **45** 263001
- [152] Von Woedtke T, Reuter S, Masur K and Weltmann K-D 2013 Plasmas for medicine *Phys. Rep.* **530** 291–320
- [153] Graves D B 2014 Low temperature plasma biomedicine: A tutorial review *Phys. Plasmas* **21** 080901
- [154] Petrovic Z, Puac N, Malovic G, Lazovic S, Maletic D, Miletic M, Mojsilovic S, Milenkovic P and Bugarski D 2012 Application of non-equilibrium plasmas in medicine *J. Serbian Chem. Soc.* **77** 1689–99
- [155] Noeske M, Degenhardt J, Strudthoff S and Lommatzsch U 2004 Plasma jet treatment of five polymers at atmospheric pressure: surface modifications and the relevance for adhesion *Int. J. Adhes. Adhes.* **24** 171–7

- [156] Girard-Lauriault P-L, Mwale F, Iordanova M, Demers C, Desjardins P and Wertheimer M R 2005 Atmospheric Pressure Deposition of Micropatterned Nitrogen-Rich Plasma-Polymer Films for Tissue Engineering *Plasma Process. Polym.* **2** 263–70
- [157] Laroussi M 2005 Low temperature plasma-based sterilization: Overview and state-of-the-art *Plasma Process. Polym.* **2** 391–400
- [158] Fridman G, Peddinghaus M, Ayan H, Fridman A, Balasubramanian M, Gutsol A, Brooks A and Friedman G 2006 Blood coagulation and living tissue sterilization by floating-electrode dielectric barrier discharge in air *Plasma Chem. Plasma Process.* **26** 425–42
- [159] Kieft I E, Broers J L V, Caubet-Hilloutou V, Slaaf D W, Ramaekers F C S and Stoffels E 2004 Electric discharge plasmas influence attachment of cultured CHO K1 cells *Bioelectromagnetics* **25** 362–8
- [160] Fridman G, Shereshevsky A, Jost M M, Brooks A D, Fridman A, Gutsol A, Vasilets V and Friedman G 2007 Floating electrode dielectric barrier discharge plasma in air promoting apoptotic behavior in Melanoma skin cancer cell lines *Plasma Chem. Plasma Process.* **27** 163–76
- [161] Kim W, Woo K-C, Kim G-C and Kim K-T 2011 Nonthermal-plasma-mediated animal cell death *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44** 013001
- [162] Berekzi N and Laroussi M 2013 Effects of low temperature plasmas on cancer cells *Plasma Process. Polym.* **10** 1039–50
- [163] Schlegel J, Köritzer J and Boxhammer V 2013 Plasma in cancer treatment *Clin. Plasma Med.* **1** 2–7
- [164] Kalghatgi S, Fridman G, Nagaraj G, Cooper M, Peddinghaus M, Balasubramanian M, Vasilets V, Gutsol A, Fridman A and Friedman G 2007 Mechanism of blood coagulation by non-thermal atmospheric pressure dielectric barrier discharge *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 1559–66
- [165] Kuo S P, Tarasenko O, Chang J, Popovic S, Chen C Y, Fan H W, Scott A, Lahiani M, Alusta P, Drake J D and Nikolic M 2009 Contribution of a portable air plasma torch to rapid blood coagulation as a method of preventing bleeding *New J. Phys.* **11**
- [166] Lloyd G, Friedman G, Jafri S, Schultz G, Fridman A and Harding K 2010 Gas plasma: Medical uses and developments in wound care *Plasma Process. Polym.* **7** 194–211
- [167] Heinlin J, Morfill G, Landthaler M, Stolz W, Isbary G, Zimmermann J L, Shimizu T and Karrer S 2010 Plasma medicine: possible applications in dermatology. *J. Dtsch. Dermatol. Ges.* **8** 968–76
- [168] Lee H W, Kim G J, Kim J M, Park J K, Lee J K and Kim G C 2009 Tooth Bleaching with Nonthermal Atmospheric Pressure Plasma *J. Endod.* **35** 587–91

- [169] Sun P, Pan J, Tian Y, Bai N, Wu H, Wang L, Yu C, Zhang J, Zhu W, Becker K H and Fang J 2010 Tooth whitening with hydrogen peroxide assisted by a direct-current cold atmospheric-pressure air plasma microjet *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1892–6
- [170] Jiang C, Chen M T, Schaudinn C, Gorur A, Vernier P T, Costerton J W, Jaramillo D E, Sedghizadeh P P and Gundersen M A 2009 Pulsed atmospheric-pressure cold plasma for endodontic disinfection *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1190–5
- [171] Park J K, Nam S H, Kwon H C, Mohamed A A H, Lee J K and Kim G C 2011 Feasibility of nonthermal atmospheric pressure plasma for intracoronary bleaching *Int. Endod. J.* **44** 170–5
- [172] Dobrynin D 2011 *Physical and Chemical Mechanisms of Direct and Controllable Plasma Interaction with Living Objects* (Drexel University)
- [173] Laroussi M and Leipold F 2004 Evaluation of the roles of reactive species, heat, and UV radiation in the inactivation of bacterial cells by air plasmas at atmospheric pressure *Int. J. Mass Spectrom.* **233** 81–6
- [174] Laroussi M, Richardson J P and Dobbs F C 2002 Effects of nonequilibrium atmospheric pressure plasmas on the heterotrophic pathways of bacteria and on their cell morphology *Appl. Phys. Lett.* **81** 772–4
- [175] Stoffels E, Sakiyama Y and Graves D B 2008 Cold Atmospheric Plasma: Charged Species and Their Interactions With Cells and Tissues *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1441–57
- [176] Xiong Q, Lu X P, Ostrikov K, Xian Y, Zou C, Xiong Z and Pan Y 2010 Pulsed dc- and sine-wave-excited cold atmospheric plasma plumes: A comparative analysis *Phys. Plasmas* **17** 1–9
- [177] Fröhling A, Baier M, Ehlbeck J, Knorr D and Schlüter O 2012 Atmospheric pressure plasma treatment of *Listeria innocua* and *Escherichia coli* at polysaccharide surfaces: Inactivation kinetics and flow cytometric characterization *Innov. Food Sci. Emerg. Technol.* **13** 142–50
- [178] Marchal F, Robert H, Merbahi N, Fontagné-Faucher C, Yousfi M, Romain C E, Eichwald O, Rondel C and Gabriel B 2012 Inactivation of Gram-positive biofilms by low-temperature plasma jet at atmospheric pressure *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 345202
- [179] Van Gils C a J, Hofmann S, Boekema B K H L, Brandenburg R and Bruggeman P J 2013 Mechanisms of bacterial inactivation in the liquid phase induced by a remote RF cold atmospheric pressure plasma jet *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 175203
- [180] Sedghizadeh P P, Chen M-T, Schaudinn C, Gorur A and Jiang C 2012 Inactivation Kinetics Study of an Atmospheric-Pressure Cold-Plasma Jet Against Pathogenic Microorganisms *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2879–82

- [181] Pothiraja R, Lackmann J W, Keil G, Bibinov N and Awakowicz P 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* ed Z Machala, K Hensel and Y Akishev (Dordrecht: Springer Netherlands)
- [182] Daeschlein G, Scholz S, Emmert S, von Podewils S, Haase H, von Woedtke T and Junger M 2012 Plasma Medicine in Dermatology: Basic Antimicrobial Efficacy Testing as Prerequisite to Clinical Plasma Therapy *Plasma Med.* **2** 33–69
- [183] Herrmann H W, Henins I, Park J and Selwyn G S 1999 Decontamination of chemical and biological warfare (CBW) agents using an atmospheric pressure plasma jet (APPJ) *Phys. Plasmas* **6** 2284–9
- [184] Panikov N S, Paduraru S, Crowe R, Ricatto P J, Christodoulatos C and Becker K 2002 Destruction of *Bacillus Subtilis* cells using an atmospheric-pressure capillary plasma electrode discharge *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1424–8
- [185] Brandenburg R, Ehlbeck J, Stieber M, Woedtke T V., Zeymer J, Schlüter O and Weltmann K D 2007 Antimicrobial treatment of heat sensitive materials by means of atmospheric pressure Rf-driven plasma jet *Contrib. to Plasma Phys.* **47** 72–9
- [186] Uhm H S, Lim J P and Li S Z 2007 Sterilization of bacterial endospores by an atmospheric-pressure argon plasma jet *Appl. Phys. Lett.* **90** 261501
- [187] Uhm H S and Hong Y C 2011 Various microplasma jets and their sterilization of microbes *Thin Solid Films* **519** 6974–80
- [188] Shen J, Cheng C, Fang S, Xie H, Lan Y, Ni G, Meng Y, Luo J and Wang X 2012 Sterilization of *Bacillus subtilis* Spores Using an Atmospheric Plasma Jet with Argon and Oxygen Mixture Gas *Appl. Phys. Express* **5** 036201
- [189] Na Y H, Park G, Choi E H and Uhm H S 2013 Effects of the physical parameters of a microwave plasma jet on the inactivation of fungal spores *Thin Solid Films* **547** 125–31
- [190] Takemura Y, Umeji S, Ito K, Furuya S and Furuta M 2014 Inactivation Treatment of Bacterial Spores Contaminated Spices by Atmospheric Plasma Jet *Plasma Med.* **4** 89–100
- [191] Shen J, Cheng C, Zhao Y, Xiao D, Lan Y, Xie H, Cheng J, Meng Y, Li J and Chu P K 2014 Observation of inactivation of *Bacillus sbtilis* spores under exposures of oxygen added argon atmospheric pressure plasma jet *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** 110310
- [192] Zhang X, Liu D, Zhou R, Song Y, Sun Y, Zhang Q, Niu J, Fan H and Yang S 2014 Atmospheric cold plasma jet for plant disease treatment *Appl. Phys. Lett.* **104** 043702
- [193] Suhem K, Matan N, Nisoa M and Matan N 2013 Inhibition of *Aspergillus flavus* on agar media and brown rice cereal bars using cold atmospheric plasma treatment. *Int. J. Food Microbiol.* **161** 107–11



- [194] Robert E, Barbosa E, Dozias S, Vandamme M, Cachoncinlle C, Viladrosa R and Pouvesle J M 2009 Experimental Study of a Compact Nanosecond Plasma Gun *Plasma Process. Polym.* **6** 795–802
- [195] Laroussi M 2009 Low-Temperature Plasmas for Medicine? *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 714–25
- [196] Kong M G, Kroesen G, Morfill G, Nosenko T, Shimizu T, Van Dijk J and Zimmermann J L 2009 Plasma medicine: An introductory review *New J. Phys.* **11**
- [197] Heinlin J, Isbary G, Stolz W, Morfill G, Landthaler M, Shimizu T, Steffes B, Nosenko T, Zimmermann J L and Karrer S 2011 Plasma applications in medicine with a special focus on dermatology *J. Eur. Acad. Dermatology Venereol.* **25** 1–11
- [198] Stoffels E 2007 Wound treatment in wound care: Efficacy and risk assessment *International Conference of Plasma Medicine* (Corpus Christi, Texas) p 14
- [199] Lademann J, Richter H, Alborova A, Humme D, Patzelt A, Kramer A, Weltmann K-D, Hartmann B, Ottomann C, Fluhr J W, Hinz P, Hübner G and Lademann O 2009 Risk assessment of the application of a plasma jet in dermatology. *J. Biomed. Opt.* **14** 054025
- [200] Nastuta A V, Topala I, Grigoras C, Pohoata V and Popa G 2011 Stimulation of wound healing by helium atmospheric pressure plasma treatment *J. Phys. D. Appl. Phys.* **44** 105204
- [201] Tipa R S and Kroesen G M W 2011 Plasma-Stimulated Wound Healing *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2978–9
- [202] Hoentsch M, von Woedtke T, Weltmann K-D and Barbara Nebe J 2012 Time-dependent effects of low-temperature atmospheric-pressure argon plasma on epithelial cell attachment, viability and tight junction formation in vitro *J. Phys. D. Appl. Phys.* **45** 025206
- [203] Kuo S P, Chen C-Y, Lin C-S and Chiang S-H 2012 Applications of Air Plasma for Wound Bleeding Control and Healing *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 1117–23
- [204] Topala I and Nastuta A 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* ed Z Machala, K Hensel and Y Akishev (Dordrecht: Springer Netherlands)
- [205] Tipa R S and Stoffels E 2009 13th International Conference on Biomedical Engineering *IFMBE Proceedings* IFMBE Proceedings vol 23, ed C T Lim and J C H Goh (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp 1385–8
- [206] Park C H, Lee J S, Kim J H, Kim D-K, Lee O J, Ju H W, Moon B M, Cho J H, Kim M H, Sun P P, Park S-J and Eden J G 2014 Wound healing with nonthermal microplasma jets generated in arrays of hourglass microcavity devices *J. Phys. D. Appl. Phys.* **47** 435402

- [207] Jacofsky M C, Lubahn C, McDonnell C, Seepersad Y, Fridman G, Fridman A A and Dobrynin D 2014 Spatially Resolved Optical Emission Spectroscopy of a Helium Plasma Jet and its Effects on Wound Healing Rate in a Diabetic Murine Model *Plasma Med.* **4** 177–91
- [208] Lademann J, Richter H, Patzelt A, Meinke M C, Fluhr J W, Kramer A, Weltmann K D and Lademann O 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* ed Z Machala, K Hensel and Y Akishev (Dordrecht: Springer Netherlands)
- [209] Sladek R E J, Stoffels E, Walraven R, Tielbeek P J A and Koolhoven R A 2004 Plasma treatment of dental cavities: a feasibility study *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**
- [210] Rupf S, Lehmann A, Hannig M, Schäfer B, Schubert A, Feldmann U and Schindler A 2010 Killing of adherent oral microbes by a non-thermal atmospheric plasma jet. *J. Med. Microbiol.* **59** 206–12
- [211] Jiang C, Chen M-T, Gorur A, Schaudinn C, Jaramillo D E, Costerton J W, Sedghizadeh P P, Vernier P T and Gundersen M A 2009 Nanosecond Pulsed Plasma Dental Probe *Plasma Process. Polym.* **6** 479–83
- [212] Koban I, Matthes R, Hübner N-O, Welk A, Meisel P, Holtfreter B, Sietmann R, Kindel E, Weltmann K-D, Kramer A and Kocher T 2010 Treatment of *Candida albicans* biofilms with low-temperature plasma induced by dielectric barrier discharge and atmospheric pressure plasma jet *New J. Phys.* **12** 073039
- [213] Duske K, Koban I, Kindel E, Schröder K, Nebe B, Holtfreter B, Jablonowski L, Weltmann K D and Kocher T 2012 Atmospheric plasma enhances wettability and cell spreading on dental implant metals. *J. Clin. Periodontol.* **39** 400–7
- [214] Lehmann A, Rueppell A, Schindler A, Zylla I-M, Seifert H J, Nothdurft F, Hannig M and Rupf S 2013 Modification of Enamel and Dentin Surfaces by Non-Thermal Atmospheric Plasma *Plasma Process. Polym.* **10** 262–70
- [215] Kim J-H, Lee M-A, Han G-J and Cho B-H 2014 Plasma in dentistry: a review of basic concepts and applications in dentistry. *Acta Odontol. Scand.* **72** 1–12
- [216] Kwon J-S, Kim Y H, Choi E H and Kim K-N 2013 The effects of non-thermal atmospheric pressure plasma jet on attachment of osteoblast *Curr. Appl. Phys.* **13** S42–7
- [217] Jiang C, Schaudinn C, Jaramillo D E, Gundersen M A and Costerton J W 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* ed Z Machala, K Hensel and Y Akishev (Dordrecht: Springer Netherlands)
- [218] Koban I, Jablonowski L, Kramer A, Weltmann K D and Kocher T 2012 *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security* ed Z Machala, K Hensel and Y Akishev (Dordrecht: Springer Netherlands)
- [219] Xiong Z, Cao Y, Lu X and Du T 2011 Plasmas in Tooth Root Canal *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2968–9

- [220] Falkenstein Z and Coogan J J 1997 Microdischarge behaviour in the silent discharge of nitrogen - oxygen and water - air mixtures *J. Phys. D. Appl. Phys.* **30** 817–25
- [221] Pipa A V, Koskulics J, Brandenburg R and Hoder T 2012 The simplest equivalent circuit of a pulsed dielectric barrier discharge and the determination of the gas gap charge transfer. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 115112
- [222] Pipa A V, Hoder T, Koskulics J, Schmidt M and Brandenburg R 2012 Experimental determination of dielectric barrier discharge capacitance. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 075111
- [223] Pipa A V., Hoder T and Brandenburg R 2013 On the Role of Capacitance Determination Accuracy for the Electrical Characterization of Pulsed Driven Dielectric Barrier Discharges *Contrib. to Plasma Phys.* **53** 469–80
- [224] Liu S and Neiger M 2003 Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage *J. Phys. D. Appl. Phys.* **36** 3144–50
- [225] Massines F, Gherardi N, Naudé N and Ségur P 2005 Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** B577–88
- [226] Konjević N 1999 Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications *Phys. Rep.* **316** 339–401
- [227] Konjević N, Jovićević S and Ivković M 2009 Optical emission spectroscopy for simultaneous measurement of plasma electron density and temperature in a low-pressure microwave induced plasma *Phys. Plasmas* **16** 103501
- [228] Konjević R and Konjević N 1997 On the use of non-hydrogenic spectral line profiles for electron density diagnostics of inductively coupled plasmas *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **52** 2077–84
- [229] Mijatovic Z, Konjevic N, Ivkovic M and Kobilarov R 1995 Influence of ion dynamics on the width and shift of isolated He I lines in plasmas *Phys. Rev. E* **51** 4891–6
- [230] Konjević N, Lesage A, Fuhr J R and Wiese W L 2002 Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31** 819–927
- [231] Lindholm E 1945 Pressure broadening of spectral lines *Ark. för Mat. Astron. och Fys.* **32A** 1–18
- [232] Foley H M 1946 The Pressure Broadening of Spectral Lines *Phys. Rev.* **69** 616–28
- [233] Allard N and Kielkopf J 1982 The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines *Rev. Mod. Phys.* **54** 1103–82
- [234] Griem H R 1997 *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [235] Allen C W 1973 *Astrophysical Quantities* (London: Athlone Press)

- [236] Miller T M 1990 Atomic and molecular polarizabilities *Handbook of Chemistry and Physics* ed D R Lide (Boca Raton: CRC Press) pp 10–193
- [237] Djurović S and Konjević N 2009 On the use of non-hydrogenic spectral lines for low electron density and high pressure plasma diagnostics *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 035011
- [238] Konjević N, Ivković M and Sakan N 2012 Hydrogen Balmer lines for low electron number density plasma diagnostics *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **76** 16–26
- [239] Ali A W and Griem H R 1965 Theory of resonance broadening of spectral lines by atom-atom impacts *Phys. Rev.* **140** 1044
- [240] Wiese W L and Fuhr J R 2009 Accurate Atomic Transition Probabilities for Hydrogen, Helium, and Lithium *J. Phys. Chem. Ref. Data* **38** 565
- [241] Kunze H-J 2009 *Introduction to Plasma Spectroscopy* (Berlin, Heidelberg: Springer)
- [242] Tudor Davies J and Vaughan J M 1963 A New Tabulation of the Voigt Profile *Astrophys. J.* **137** 1302
- [243] Tümmel S, Mertens N, Wang J and Viöl W 2007 Low temperature plasma treatment of living human cells *Plasma Process. Polym.* **4** S465–9
- [244] Hofmann S, van Gessel A F H, Verreycken T and Bruggeman P 2011 Power dissipation, gas temperatures and electron densities of cold atmospheric pressure helium and argon RF plasma jets *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 065010
- [245] Herzberg G 1950 *Molecular Spectra and Molecular Structure I: Spectra of Diatomic Molecules* (New York: Van Nostrand)
- [246] Lofthus A and Krupenie P 1977 The spectrum of molecular nitrogen *J. Phys. Chem. Ref. Data* **6** 113–307
- [247] Мајсторовић Г Љ 2000 *Просторна расподела насељености ротационих нивоа молекуларног јона азота и вибрационих нивоа молекула азота у тињавом пражњењу* (Универзитет у Београду)
- [248] Parra-Rojas F C, Passas M, Carrasco E, Luque A, Tanarro I, Simek M and Gordillo-Vázquez F J 2013 Spectroscopic diagnostics of laboratory air plasmas as a benchmark for spectral rotational (gas) temperature determination in TLEs *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* **118** 4649–61
- [249] Bruggeman P, Schram D, González M Á, Rego R, Kong M G and Leys C 2009 Characterization of a direct dc-excited discharge in water by optical emission spectroscopy *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 025017
- [250] Bruggeman P, Schram D C, Kong M G and Leys C 2009 Is the Rotational Temperature of OH(A-X) for Discharges in and in Contact with Liquids a Good Diagnostic for Determining the Gas Temperature? *Plasma Process. Polym.* **6** 751–62

- [251] Bruggeman P, Iza F, Guns P, Lauwers D, Kong M G, Gonzalvo Y A, Leys C and Schram D C 2010 Electronic quenching of OH (A) by water in atmospheric pressure plasmas and its influence on the gas temperature determination by OH (A –X) emission *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 015016
- [252] Chidsey I L and Crosley D R 1980 Calculated rotational transition probabilities for the A–X system of OH *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **23** 187–99
- [253] Dieke G H and Crosswhite H M 1962 The ultraviolet bands of OH Fundamental data *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **2** 97–199
- [254] Kuraica M M and Konjević N 1997 Electric field measurement in the cathode fall region of a glow discharge in helium *Appl. Phys. Lett.* **70** 1521–3
- [255] Kuraica M M, Konjević N and Videnović I R 1997 Spectroscopic study of the cathode fall region of Grimm-type glow discharge in helium *Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc.* **52** 745–53
- [256] Konjević N, Videnović I R and Kuraica M M 1997 Emission spectroscopy of the cathode fall region of an analytical glow discharge *J. Phys. IV JP* **7** 247–58
- [257] Кураица М М 1998 *Развој нових спектроскопских метода за дијагностику титљавог пражњења* (Универзитет у Београду)
- [258] Foster J S 1927 Application of Quantum Mechanics to the Stark Effect in Helium *Proc. R. Soc. London. Ser. A* **117** 137–63
- [259] Cvetanović N, Martinović M M, Obradović B M and Kuraica M M 2015 Electric field measurement in gas discharges using Stark shifts of He I lines and their forbidden counterparts *J. Phys. D. Appl. Phys.* **48** 205201
- [260] Obradović B M and Kuraica M M 2008 On the use of relative line intensities of forbidden and allowed components of several HeI lines for electric field measurements *Phys. Lett. A* **372** 137–40
- [261] Ivković S S, Obradović B M and Kuraica M M 2012 Electric field measurement in a DBD in helium and helium–hydrogen mixture *J. Phys. D. Appl. Phys.* **45** 275204
- [262] Álvarez R, Rodero A and Quintero M C 2002 An Abel inversion method for radially resolved measurements in the axial injection torch *Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc.* **57** 1665–80
- [263] Chan G C-Y and Hieftje G M 2005 A LabVIEW program for determining confidence intervals of Abel-inverted radial emission profiles *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **60** 1486–501
- [264] Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M 2014 Spatio-temporally resolved electric field measurements in helium plasma jet *J. Phys. D. Appl. Phys.* **47** 102001

- [265] Sretenović G B, Krstić I B, Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M 2011 Spectroscopic measurement of electric field in atmospheric-pressure plasma jet operating in bullet mode *Appl. Phys. Lett.* **99** 161502
- [266] Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M 2012 Spectroscopic Study of Low-Frequency Helium DBD Plasma Jet *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2870–8
- [267] Bogaczyk M, Sretenović G B and Wagnerl H E 2013 Influence of the applied voltage shape on the barrier discharge operation modes in helium *Eur. Phys. J. D* **67** 212
- [268] Briels T M P, Kos J, Winands G J J, van Veldhuizen E M and Ebert U 2008 Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy *J. Phys. D. Appl. Phys.* **41** 234004
- [269] Liu D X, Bruggeman P, Iza F, Rong M Z and Kong M G 2010 Global model of low-temperature atmospheric-pressure He + H<sub>2</sub>O plasmas *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 025018
- [270] Martens T, Bogaerts A, Brok W J M and Dijk J V 2008 The dominant role of impurities in the composition of high pressure noble gas plasmas *Appl. Phys. Lett.* **92** 139–42
- [271] Ricard A, Décomps P and Massines F 1999 Kinetics of radiative species in helium pulsed discharge at atmospheric pressure *Surf. Coatings Technol.* **112** 1–4
- [272] Skoblo Y É and Ivanov V A 2000 Role of metastable atoms and molecules of helium in excitation transfer to hydrogen atoms *Opt. Spectrosc.* **88** 151–7
- [273] Liu D-X, Rong M-Z, Wang X-H, Iza F, Kong M G and Bruggeman P 2010 Main Species and Physicochemical Processes in Cold Atmospheric-pressure He + O<sub>2</sub> Plasmas *Plasma Process. Polym.* **7** 846–65
- [274] Lu X and Laroussi M 2006 Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses *J. Appl. Phys.* **100** 063302
- [275] Shashurin A, Shneider M N and Keidar M 2012 Measurements of streamer head potential and conductivity of streamer column in cold nonequilibrium atmospheric plasmas *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034006
- [276] Puač N, Maletić D, Lazović S, Malović G, Orević a. and Petrović Z L 2012 Time resolved optical emission images of an atmospheric pressure plasma jet with transparent electrodes *Appl. Phys. Lett.* **101** 024103
- [277] Gerling T, Nastuta a V, Bussiahn R, Kindel E and Weltmann K-D 2012 Back and forth directed plasma bullets in a helium atmospheric pressure needle-to-plane discharge with oxygen admixtures *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034012

- [278] Nersisyan G and Graham W G 2004 Characterization of a dielectric barrier discharge operating in an open reactor with flowing helium *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 582–7
- [279] Chan G C Y, Shelley J T, Wiley J S, Engelhard C, Jackson A U, Graham Cooks R and Hieftje G M 2011 Elucidation of reaction mechanisms responsible for afterglow and reagent-ion formation in the low-temperature plasma probe ambient ionization source *Anal. Chem.* **83** 3675–86
- [280] Brandenburg R, Bogaczyk M, Höft H, Nemschokmichal S, Tschiersch R, Kettlitz M, Stollenwerk L, Hoder T, Wild R, Weltmann K-D, Meichsner J and Wagner H-E 2013 Novel insights into the development of barrier discharges by advanced volume and surface diagnostics *J. Phys. D. Appl. Phys.* **46** 464015
- [281] Höft H, Kettlitz M, Hoder T, Weltmann K-D and Brandenburg R 2013 The influence of O<sub>2</sub> content on the spatio-temporal development of pulsed driven dielectric barrier discharges in O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> gas mixtures *J. Phys. D. Appl. Phys.* **46** 095202
- [282] Shi J, Zhong F, Zhang J, Liu D W and Kong M G 2008 A hypersonic plasma bullet train traveling in an atmospheric dielectric-barrier discharge jet *Phys. Plasmas* **15** 013504
- [283] Arkhipenko V I, Kirillov A A, Safronau Y A, Simonchik L V and Zgirouski S M 2009 Self-sustained dc atmospheric pressure normal glow discharge in helium: from microamps to amps *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045013
- [284] Naidis G V 2012 Simulation of interaction between two counter-propagating streamers *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034003
- [285] Begum A, Laroussi M and Pervez M R 2013 Atmospheric pressure He-air plasma jet: Breakdown process and propagation phenomenon *AIP Adv.* **3** 062117
- [286] Sobota A, Guaitella O and Garcia-Caurel E 2013 Experimentally obtained values of electric field of an atmospheric pressure plasma jet impinging on a dielectric surface *J. Phys. D. Appl. Phys.* **46** 372001
- [287] Olszewski P, Wagenaars E, McKay K, Bradley J W and Walsh J L 2014 Measurement and control of the streamer head electric field in an atmospheric-pressure dielectric barrier plasma jet *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 015010
- [288] Wu S and Lu X 2014 Two counter-propagating He plasma plumes and ignition of a third plasma plume without external applied voltage *Phys. Plasmas* **21** 023501
- [289] Naidis G V and Walsh J L 2013 The effects of an external electric field on the dynamics of cold plasma jets—experimental and computational studies *J. Phys. D. Appl. Phys.* **46** 095203
- [290] Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M 2014 Experimental study of the electric field development in helium plasma jet *14th International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry*

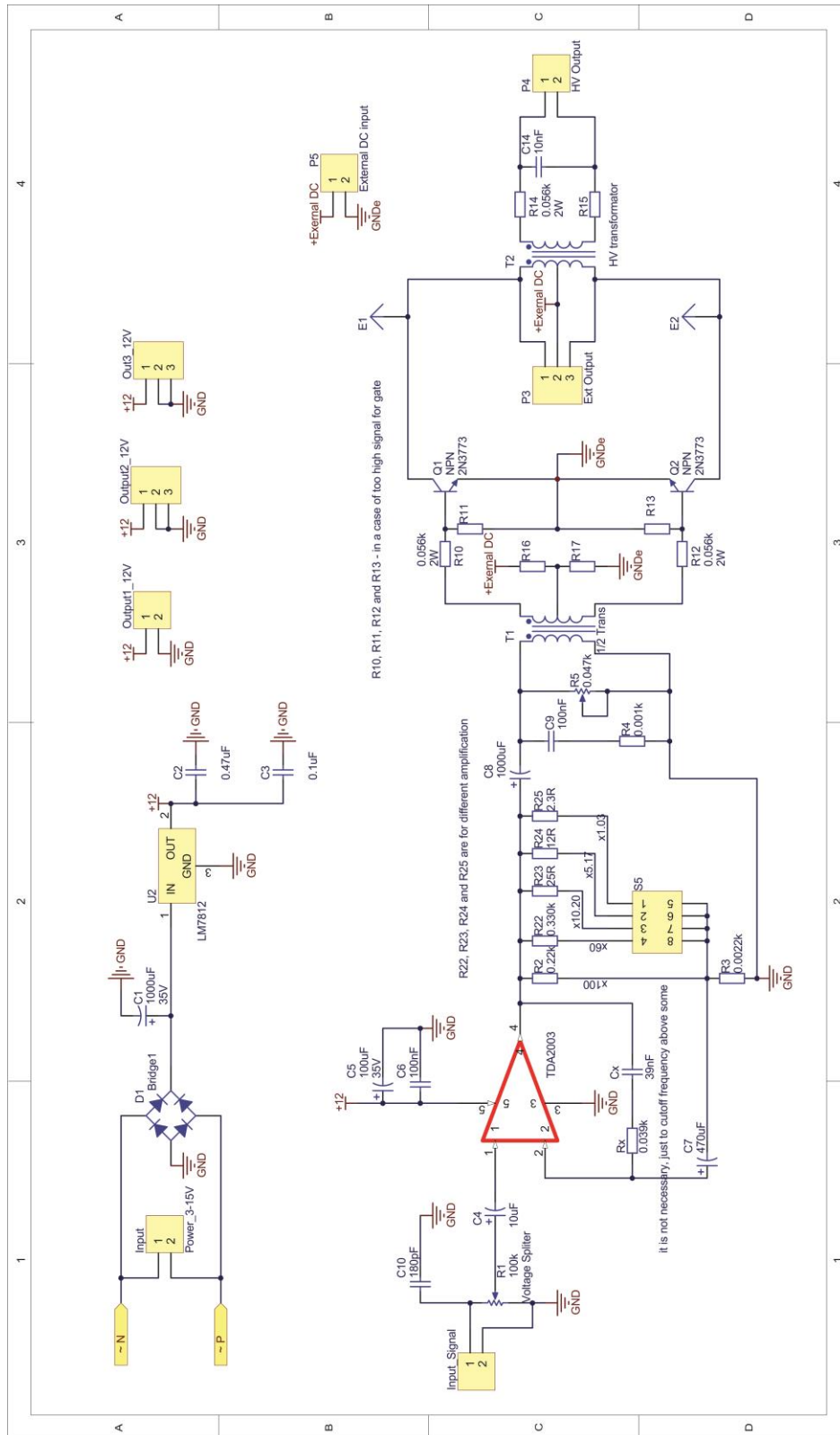
(*HAKONE XIV*) ed R Brandenburg and L Stollenwerk (Zinnowitz: INP Greifswald and IfP Greifswald)

- [291] Kulikovskiy A A 1998 Positive streamer in a weak field in air: A moving avalanche-to-streamer transition *Phys. Rev. E* **57** 7066–74
- [292] Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M 2014 The isolated head model of the plasma bullet/streamer propagation: electric field-velocity relation *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 355201
- [293] Naidis G V 2012 Simulation of a Single Streamer Traveling Along Two Counterpropagating Helium Jets in Ambient Air *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2866–9
- [294] Montijn C and Ebert U 2006 Diffusion correction to the Raether–Meek criterion for the avalanche-to-streamer transition *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 2979–92
- [295] Babaeva N Y and Naidis G V 1998 Two-dimensional modeling of positive streamer propagation in flue gases in sphere-plane gaps *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 41–5
- [296] Pancheshnyi S, Nudnova M M and Starikovskii A Y 2005 Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation *Phys. Rev. E* **71** 016407
- [297] Wormeester G, Pancheshnyi S, Luque A, Nijdam S and Ebert U 2010 Probing photoionization: simulations of positive streamers in varying N<sub>2</sub>:O<sub>2</sub> -mixtures *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 505201

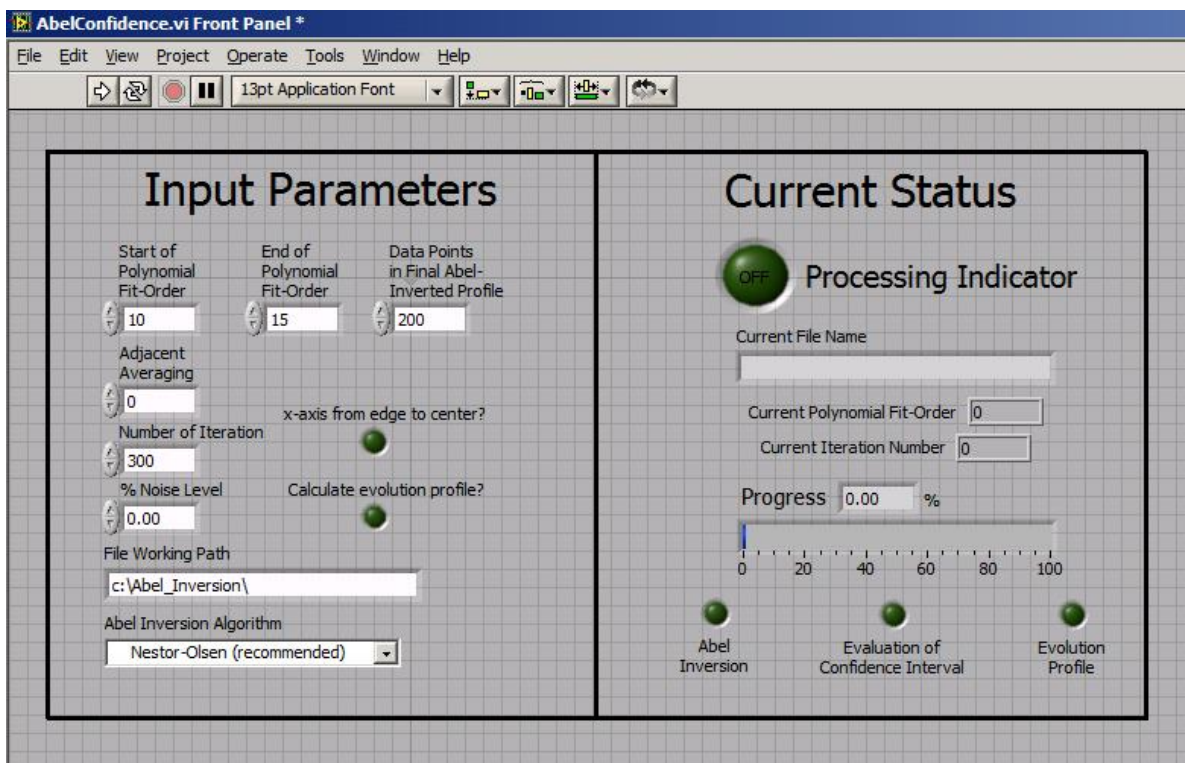


# Прилози

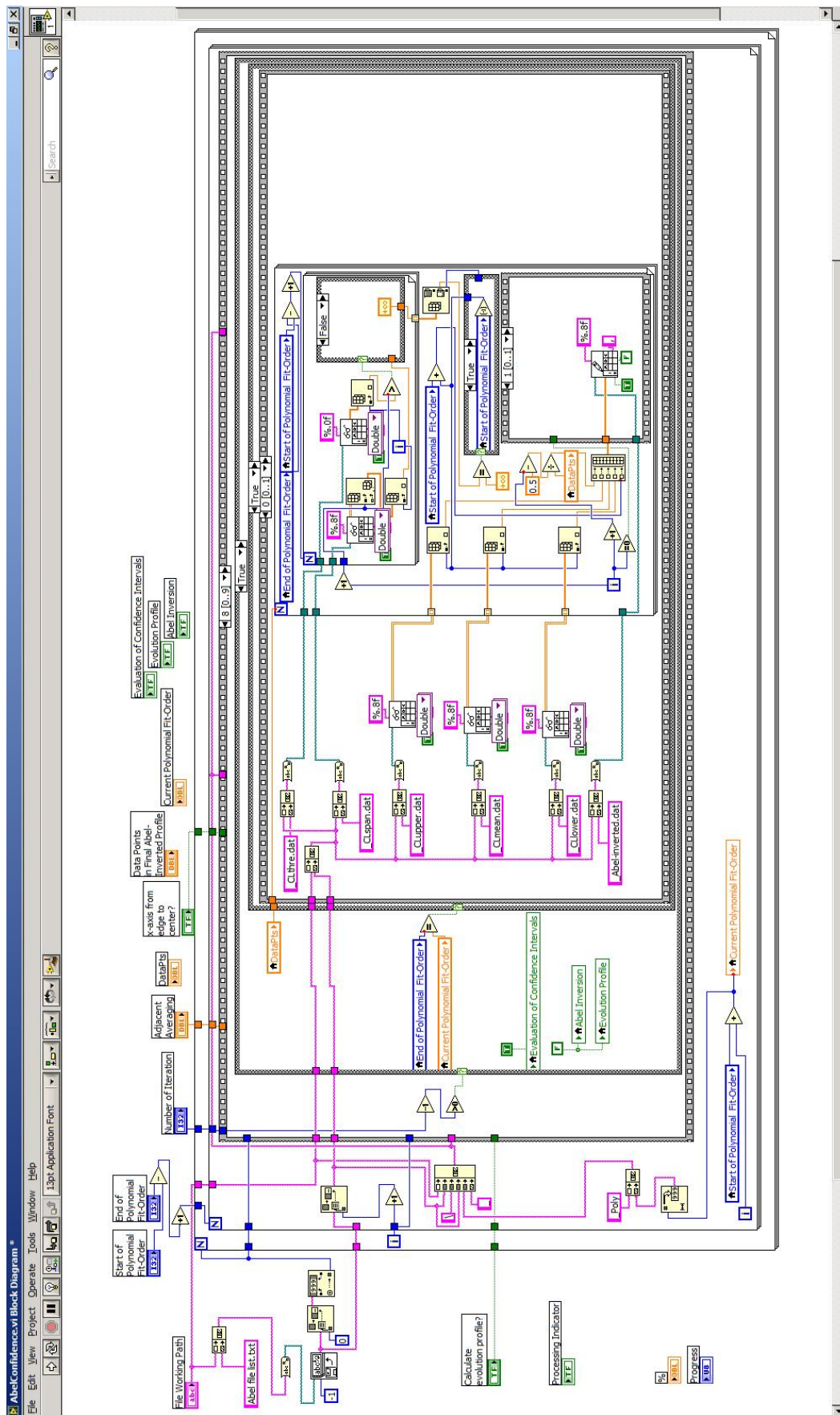
## Прилог I Електрична шема високонапонског извора



## Прилог II-A Изглед корисничког интерфејса LabVIEW програма за Абелову инверзију



## Прилог II-Б Део LabVIEW програма коришћеног за Абелову инверзију



## Биографија и библиографија

Горан Сретеновић је рођен 20. јуна 1983. године у Чачку, где је завршио основну школу и гимназију. Физички факултет у Београду, смер Општа физика је уписао 2002. године, а дипломирао је 2006. године са просечном оценом 9,15. Дипломски рад са темом „Дијагностика диелектричног баријерног пражњења у азоту“ урадио је под руководством проф. др Милорада Кураице. Завршио је и мастер студије 2008. године на Физичком факултету са просечном оценом 10 (коначна просечна оцена 9,26). Од 2008. године је студент докторских студија на Физичком факултету на смеру „Физика јонизованих гасова, плазме и квантна оптика“. Након дипломирања кратко је радио као професор физике у ОШ „Браћа Барух“. 2007. године постаје стипендиста Министарства науке Републике Србије и бива ангажован на пројекту „Спектроскопска дијагностика плазме у изворима значајним за примене“. Јула 2008. године заснива радни однос на истом пројекту на Физичком факултету у звању истраживач-приправник. Од тада је био ангажован на неколико домаћих и међународних билатералних пројеката. У звање истраживач-сарадник изабран је 2011. а реизабран 2014. године. Аутор је једанаест радова у међународним часописима са укупним импакт фактором око 20. Радови су му цитирани преко 70 пута без аутоцитата и цитата коаутора. Такође је објавио и преко тридесет саопштења на међународним конференцијама, као и један рад у домаћем часопису и неколико саопштења на домаћим конференцијама. Од 2008. је ангажован у настави на Физичком факултету где држи експерименталне вежбе за студенте Физичког и Хемијског факултета. Тренутно учествује на два пројекта Министарства науке: пројекту основних истраживања "Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за примене" (ев. бр. 171034) и пројекту технолошког развоја "Интегрисани системи за уклањање штетних састојака дима и развој технологија за реализацију термоелектрана и енергана без аерозагађења" (ев. бр. 33022); као и на пројектима билатералне научно-технолошке сарадње са Немачком и Белорусијом.

Област научно-истраживачког рада Горана Сретеновића је конструкција, дијагностика и примена различитих типова гасних пражњења на атмосферском притиску. Добитник је награде Физичког факултета за најбољег младог истраживача у 2014. години.

**Списак радова објављених у научним часописима међународног значаја из којих је проистекла докторска дисертација**

1. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, *Spectroscopic measurement of electric field in atmospheric-pressure plasma jet operating in bullet mode*, Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 161502 (M21; IF 3.844)
2. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, *Spectroscopic study of low-frequency helium DBD plasma jet*, IEEE Trans. Plasma Sci., 40 (2012) 2870-2878 (M23; IF 1.174)
3. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, *Spatio-temporally resolved electric field measurements in helium plasma jet*, J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 102001 (M21; IF 2.528)
4. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, *The isolated head model of the plasma bullet/streamer propagation: electric field-velocity relation* J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 355201 (M21; IF 2.528)

**Списак осталих радова објављених у научним часописима међународног значаја**

5. B. M. Obradović, G. B. Sretenović and M. M. Kuraica, *A dual-use of DBD plasma for simultaneous NO<sub>x</sub> and SO<sub>2</sub> removal from coal-combustion flue gas*, J. Hazard. Mater. 185 (2011) 1280–1286 (M21; IF 4.173)
6. Goran B. Sretenović, Bratislav M. Obradović, Vesna V. Kovačević and Milorad M. Kuraica, *Pulsed corona discharge driven by Marx generator: Diagnostics and optimization for NO<sub>x</sub> treatment*, Current Applied Physics 13 (2013) 121-129 (M21; IF 1.900)
7. Saša S Ivković, Goran B Sretenović, Bratislav M Obradović, Nikola Cvetanović and Milorad M Kuraica, *On the use of the intensity ratio of He lines for electric field measurements in atmospheric pressure dielectric barrier discharge*, J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 055204 (M21; IF 2.528)
8. Marc Bogaczyk, Goran B. Sretenović, and Hans-Erich Wagner, *Influence of the applied voltage shape on the barrier discharge operation modes in helium*, Eur. Phys. J. D 67 (2013) 212 (M22; IF 1.513)
9. Danijela V Brković, Vesna V Kovačević, Goran B Sretenović, Milorad M Kuraica, Nemanja P Trišović, Luca Valentini, Aleksandar D Marinković, José M Kenny, Petar S Uskoković, *Effects of dielectric barrier discharge in air on morphological and electrical properties of graphene nanoplatelets and multi-walled carbon nanotubes*, Journal of Physics and Chemistry of Solids (2014) In press (M22; IF 1.527)

10. M. Bogaczyk, S. Nemschokmichal, A. Zagoskin, G. B. Sretenović, J. Meichsner, and H.-E. Wagner, *Spatio-temporally resolved investigation of surface charges,  $N_2(A^3\Sigma^+_u)$  metastables and discharge development in barrier discharges*, J. Adv. Oxid. Technol. 15 (2012) 310-320 (M23; IF 0.946)

11. R Brandenburg, V V Kovačević, M Schmidt, R Basner, M Kettlitz, G B Sretenović, B M Obradović, M M Kuraica, and K-D Weltmann, *Plasma-Based Pollutant Degradation in Gas Streams: Status, Examples and Outlook*, Contrib. Plasma Phys. 54 (2014) 202-214 (M23; IF 1.108)

#### **Радови у домаћим часописима**

1. Б. М. Обрадовић, Г. Б. Сретеновић, Б. П. Дојчиновић, Г. М. Роглић, Д. Манојловић, Љ. Јоцић, А. Јевремовић, М. М. Кураица, *Истовремено уклањање  $NO_x$  и  $SO_2$  из димног гаса ТЕНТ-а А коришћењем диелектричног баријерног пражњења*, *Енергија*, Бр: 3/XII, 159-169, 2010, ISSN 3554-8651

#### **Радови у зборницима међународних конференција**

1. Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M *Measurement of electric field development in He plasma jet* 11<sup>th</sup> Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics (FLTPD 11), May 24-28, 2015, Porquerolles Island, Hyères, Var, France
2. Kovačević V V, Dojčinović B P, Jović M, Sretenović G B, Roglić G, Obradović B M and Kuraica M M *Formation of reactive species in water falling film DBD* 11<sup>th</sup> Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics (FLTPD 11), May 24-28, 2015, Porquerolles Island, Hyères, Var, France
3. Sretenović G, Krstić I, Kovačević V, Obradović B, Kuraica, M *Experimental study of the electric field development in helium plasma jet* HAKONE XIV- 14<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 21-26, 2014, Zinnowitz, Germany
4. Ivković S S, Sretenović G B, Obradović B M, Cvetanović N and Kuraica M M *Electric field evolution in a dbd discharge obtained using helium line intensity ratio* HAKONE XIV- 14<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 21-26, 2014, Zinnowitz, Germany
5. Kovačević V, Dojčinović B, Šupica, D, Jović M, Sretenović G, Roglić G, Obradović B, Kuraica M M *Formation of reactive species in water treated by water falling film dbd in different gases* HAKONE XIV- 14<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 21-26, 2014, Zinnowitz, Germany
6. Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, Obradović B M and Kuraica M M *Experimental study of electric field development in plasma jet* 27<sup>th</sup> Summer School And International Symposium On The Physics Of Ionized Gases, August 26-29, 2014, Belgrade, Serbia

7. Cvetanović N, Ivković S S, Sretenović G B, Obradović B M and Kuraica M M *Correlation between He line intensity ratio and local field strength utilized for field measurement* 27<sup>th</sup> Summer School And International Symposium On The Physics Of Ionized Gases, August 26-29, 2014, Belgrade, Serbia
8. Kovačević V V, Dojčinović B P, Aonyas M M, Jović M, Sretenović G B, Krstić I B, Roglić G M, Obradović B M and Kuraica M M *Hydroxyl radical formation in liquid phase of gas-liquid dielectric barrier discharge reactor* 27<sup>th</sup> Summer School And International Symposium On The Physics Of Ionized Gases, August 26-29, 2014, Belgrade, Serbia
9. Obradović B M, Ivković SS, Sretenović G B, Kovačević VV, Krstić I B, Cvetanović N and Kuraica M M, *On the electric field measurements in helium atmospheric pressure discharges*, XX Symposium on Physics of Switching Arc, September 2-6, 2013, Nove Mesto na Morave, Czech Republic
10. S S Ivković, G B Sretenović, B M Obradović, N Cvetanović and M M Kuraica, *Electric field measurements in atmospheric pressure DBD using intensity ratio of helium lines*, 5<sup>th</sup> Central European Symposium on Plasma Chemistry, August 25-29, 2013, Balatonalmadi, Hungary
11. Vesna V. Kovačević, Mareike Hänsch, Ronny Brandenburg, Thomas von Woedtke, Bratislav M. Obradović, Goran B. Sretenović, Milorad M. Kuraica, *Inactivation of E. coli and S. aureus by water falling film DBD*, VII International Conference- Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-7), September 17 – 21, 2012, Minsk, Belarus.
12. Goran B. Sretenović, MarcBogaczyk and Hans-Erich Wagner, *Townsend-like and glow-like diffuse discharge mode in barrier discharges in helium*, DPG-Frühjahrstagung der Sektion AMOP, Stuttgart, 12. - 16. March 2012
13. M. Bogaczyk, G. B. Sretenović, H.-E. Wagner, *Townsend-like and glow-like diffuse discharge modes in barrier discharges operating in helium*, ESCAMPIG XXI, Viana do Castelo, Portugal, July 10-14 2012
14. M. Bogaczyk, S. Nemschokmichal, G. B. Sretenović, J. Meichsner, H.-E. Wagner, *Spatio-temporally resolved investigation of surface charges,  $N_2(A^3\Sigma^+_u)$  metastables and the discharge development in diffuse N2 barrier discharges*, ESCAMPIG XXI, Viana do Castelo, Portugal, July 10-14 2012
15. Vesna V. Kovačević, Mareike Hänsch, Ronny Brandenburg, Thomas von Woedtke, Bratislav M. Obradović, Goran B. Sretenović, Milorad M. Kuraica, “ *Antimicrobial activity of sodium chloride solution treated in water falling film dbd reactor* ”, HAKONE XIII- 13<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 9-14, 2012, Kazimierz Dolny, Poland.
16. Vesna V. Kovačević, Ronny Brandenburg, Bratislav M. Obradović, Goran B. Sretenović, Milorad M. Kuraica, “ *Degradation of undecane and toluene in air by water falling film dbd reactor* ”, HAKONE XIII- 13<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 9-14, 2012, Kazimierz Dolny, Poland.



17. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović, Milorad M. Kuraica, “ *Spectroscopic study of helium dbd plasma jet*”, HAKONE XIII- 13<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, September 9-14, 2012, Kazimierz Dolny, Poland.
18. Vesna V. Kovačević, Ronny Brandenburg, Bratislav M. Obradović, Goran B. Sretenović and Milorad M. Kuraica, “ *Characteristics of toluene degradation by water falling film DBD reactor*”, 26<sup>th</sup> Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August 27-31, 2012, Zrenjanin, Serbia.
19. Ivan B. Krstić, Goran B. Sretenović, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović, and Milorad M. Kuraica, “ *Electrical and spectral characteristics of dbd plasma jet*”, 26<sup>th</sup> Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August 27-31, 2012, Zrenjanin, Serbia.
20. Goran B. Sretenović, Ivan B. Krstić, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović, and Milorad M. Kuraica, “ *Spectroscopic measurements of electric field in low frequency dbd plasma jet*”, 26<sup>th</sup> Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August 27-31, 2012, Zrenjanin, Serbia.
21. Vesna V. Kovačević, Goran B. Sretenović, Bratislav M. Obradović, Milorad M. Kuraica, “ *Measurement of some chemically active species in water falling film DBD in air*”, The Fourth Central European Symposium on Plasma Chemistry, 12.-25.08.2011., Zlatibor, Serbia
22. B. Obradović, V. Kovačević, B. Dojčinović, G. Roglić, D. Manojlović, M. Kuraica, J. Purić, “ *Applications of water falling film dielectric barrier discharge*”, The Fourth Central European Symposium on Plasma Chemistry, 12.-25.08.2011., Zlatibor, Serbia
23. Ivan B. Krstić, Goran B. Sretenović, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović and Milorad M. Kuraica, “ *Spectroscopic measurement of electric field in atmospheric-pressure plasma jet operating in bullet mode*”, The Fourth Central European Symposium on Plasma Chemistry, 12.-25.08.2011., Zlatibor, Serbia
24. Goran B. Sretenović, Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović, Milorad M. Kuraica, “ *Measurement of ozone and nitrogen oxides (NO and NO<sub>2</sub>) in dielectric barrier discharge in air*”, The Fourth Central European Symposium on Plasma Chemistry, 12.-25.08.2011., Zlatibor, Serbia
25. G. Sretenović, B. Obradović, V. Kovačević, M. Kuraica, “ *Study of electrical characteristics of pulsed corona discharge*”, 8th International Symposium on Applied Plasma Science (ISAPS '11), 26.-30.09.2011., Hakone, Japan
26. Vesna Kovačević, Bratislav M. Obradović, Milorad M. Kuraica and Jagoš Purić, “ *Investigation of Electrical and Spectral Characteristics of Water Falling Film DBD in Different gases*”, HAKONE XII- 12<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, 12.-17.9.2010, Trenčianske Teplice, Slovakia
27. Goran B. Sretenović, Bratislav M. Obradović, Vesna V. Kovačević, Milorad M. Kuraica, “ *Pulsed Corona Driven by a Compact Repetitive Marx Generator*”, HAKONE XII- 12<sup>th</sup>



International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, 12.-17.9.2010, Trenčianske Teplice, Slovakia

28. Goran B. Sretenović, Bratislav M. Obradović, Vesna V. Kovačević, Milorad M. Kuraica and Jagoš Purić *"Pulsed Corona Discharge Generated by Marx Generator, 25th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August, 30 – September, 3. 2010. Donji Milanovac, Serbia.*
29. Vesna V. Kovačević, Bratislav M. Obradović, Goran B. Sretenović, Milorad M. Kuraica and Jagoš Purić, *"Electrical and Spectral Diagnostics of Water Falling Film DBD in Nitrogen and Air"*, 25<sup>th</sup> Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, August, 30 – September, 3. 2010. Donji Milanovac, Serbia.
30. M.M. Kuraica, B.M. Obradović, G. Sretenović, V. Kovačević, B. Dojčinović, D. Manojlović, *"Direct and indirect oxidation methods for simultaneous NO, NO<sub>2</sub> and SO<sub>2</sub> removal from coal-burning flue gas"*, HAKONE XI- 11<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, 7-12 september, 2008, Oleron, France.
31. M. M. Kuraica, B. M. Obradović, G. Sretenović, B. Dojčinović, D. Manojlović, *"Testing of Industrial Prototype for Simultaneous Removal of NO<sub>x</sub> and SO<sub>2</sub> from Coal-Burning Flue Gas using Direct and Indirect Oxidation Methods"*, PDP-VII, September 22-26, 2008 Minsk, Belarus.
32. M.M. Kuraica, B.M. Obradović, G. Sretenović, V. Kovačević, B. Dojčinović, D. Manojlović, *"Direct and indirect oxidation methods for simultaneous NO, NO<sub>2</sub> and SO<sub>2</sub> removal from coal-burning flue gas"*, HAKONE XI- 11<sup>th</sup> International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, 7-12 september, 2008, Oleron, France.

### **Радови у зборницима домаћих конференција**

1. M. M. Kuraica, B. M. Obradović, G. Sretenović, B. Dojčinović, D. Manojlović, A. Jevremovic LJ. Jocić: *Simultaneous Removal Of NO<sub>x</sub> and SO<sub>2</sub> From Coal-Burning Flue Gas in TENT-A Using Nonthermal Plasma Reactors in Direct and Indirect Oxidation Processes, Power Plant Symposium, Vrnjaska banja, 2008*
2. M. M. Кураица, Б. М. Обрадовић, Г. Сретеновић, Б. Дојчиновић, Д. Манојловић, Г. Роглић и Ј. Пурић: *Одсумпоравање и денитрификација димних гасова насталих сагоревањем колубарских лигнита применом нискотемпературне плазме и издвајање коначних продуката из димних гасова сувим поступком*, V Симпозијум - Немија и заштита животне средине, Tara, 27-30. Мај, 2008
3. M. M. Кураица, Б. М. Обрадовић, Г. Б. Сретеновић: *Која је боља технологија за одсумпоравање димног гаса – она која производи гипс или вештачко ђубриво? Саветовање у организацији савеза енергетичара - Енергетика, Златибор, 23-25. 03. 2013 ISSN br. 0354-8651*

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани Горан Сретеновић

број индекса 29/2008

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Спектроскопска истраживања динамике развоја стримера у хелијуму

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

**Потпис докторанда**

У Београду, 09. 06. 2015.



A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'Goran Sretenović', is written over a horizontal line.

Прилог 2.

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Горан Сретеновић

Број индекса 29/2008

Студијски програм Физика јонизованих гасова, плазме и квантна оптика

Наслов рада Спектроскопска истраживања динамике развоја стримера у хелијуму

Ментор Проф. др Милорад Кураица

Потписани Горан Сретеновић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

**Потпис докторанда**

У Београду, 09. 06. 2015.



### Прилог 3.

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

### ***Спектроскопска истраживања динамике развоја стримера у хелијуму***

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

**Потпис докторанда**

У Београду, 09. 06. 2015.



1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.
2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.
3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.
4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.
5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.
6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.