

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Никодин В. Недић

**ДИЈАГНОСТИКА АНАЛИТИЧКИХ ТИЊАВИХ
ПРАЖЊЕЊА МЕТОДОМ ОПТИЧКЕ
ЕМИСИОНЕ СПЕКТРОСКОПИЈЕ**

докторска дисертација

Београд, 2024

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Nikodin V. Nedić

**DIAGNOSTICS OF ANALYTICAL GLOW
DISCHARGES USING OPTICAL EMISSION
SPECTROSCOPY**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2024

Ментор:
др Никола Ивановић, доцент
Универзитет у Београду, Пољопривредни факултет

Чланови комисије:
др Ђорђе Спасојевић, редовни професор
Универзитет у Београду, Физички факултет

др Гордана Мајсторовић, редовни професор
Универзитет одбране, Војна академија

др Иван Виденовић, ванредни професор
Универзитет у Београду, Физички факултет

др Милош Скочић, доцент
Универзитет у Београду, Физички факултет

др Никола Коњевић, професор емеритус
Универзитет у Београду, Физички факултет

Датум одбране:

Мојим родитељима

Експериментална истраживања описана у тексту ове докторске дисертације извршена су у Лабораторији за спектроскопију електричних гасних пражњења Физичког факултета, Универзитета у Београду.

Желим да изразим своју захвалност, у првом реду, доц. др Николи Шишовићу, за увођење у експериментални истраживачки рад и свет спектроскопије. Иако је нашу сарадњу изненада прекинула прерана смрт доц. др Николе Шишовића, ствари које сам научио од њега за време заједничког рада, не само о науци већ и о животу, биће ми од велике користи у наставку каријере. Овом приликом му се захваљујем, у име његових студената и сарадника са Физичког факултета, на свему што је урадио за науку, којој је у потпуности био посвећен.

Посебно се захваљујем доц. др Николи Ивановићу, свом, на првом месту пријатељу, а затим колеги и ментору докторске дисертације, на свакодневној подршци и стручној помоћи у обилном експерименталном раду и учешћу у дискусијама и анализи резултата.

Желим да се захвалим проф. др Ђорђу Спасојевићу, кога сам упознао у својим првим студентским данима као свог предметног наставника, да би се наша сарадња наставила и након мог дипломирања, најпре кроз мастер студије, где је био руководилац мастер рада, а касније и кроз докторске студије. Захваљујем му се на несебичној стручној помоћи, подршци и на свему што сам током протеклих година од њега научио. Посебну захвалност му дугујем због чињенице да ме у студентским данима на својим часовима на неки начин спојио, упознао и зближио са извесном колегиницом Милицом, која ће у тренутку писања ове докторске дисертације имати улогу моје супруге.

Такође желим да се захвалим проф. емеритусу Николи Коњевићу, који нам је са својим великим искуством и знањем увек пружао несебичну стручну помоћ и подршку, и који је у многим тренуцима са својим идејама био „мотор“ покретач нашег истраживачког рада.

Члановима Лабораторије за спектроскопију електричних гасних пражњења, проф. др Гордани Мајсторовић, проф. др Ивану Виденовићу и др Јовици Јововићу дугујем захвалност на подршци, саветима и разумевању.

Проф. Гордани Мајсторовић се посебно захваљујем на позиву за ангажовање у настави физике на Војној академији, Министарства одбране, и на одличној сарадњи приликом одржавања исте.

Проф. Ивану Виденовићу се захваљујем на дискусијама у вези са тумачењем експерименталних резултата приказаним у овој докторској дисертацији, које за мене представљају искуство од непроцењивог значаја. Захваљујем му се на темељним рецензијама и корисним сугестијама приликом писања докторске дисертације и научних чланака.

Др. Јовици Јововићу се захваљујем на издвојеном времену које смо проводили у пријатним и опуштајућим разговорима на многобројим темама из свакодневног живота.

Колегама из Лабораторије за физику јонизованих гасова, Физичког факултета, проф. др. Срђану Буквићу, доц. др Милошу Скочићу и др Дејану Дојићу се захваљујем на подршци и саветима, као и дивном дружењу и пријатним разговорима. Захваљујем им се и на пруженој прилици да са њима учествујем у реализацији многобројних експеримената, као и у дискусијама везаним за саме резултате тих експеримената.

Мојим пријатељима и колегама дугујем захвалност за све разговоре, корисне савете, подстрек и незаборавна дружења током свих ових година.

Највећу захвалност дугујем својим родитељима, мајци Славици и оцу Вукашину, као и сестри Оливери, који су ме увек подржавали и веровали у мене, и били ту за мене и у лепим, а нарочито у неким тешким тренуцима живота.

На самом крају, желео бих да се захвалим својој супрузи Милици („извесна колегиница“) која ми је била највећа подршка још од студентских дана и која ми је омогућила да се остварим у најлепшој улози у животу, у улози оца једног дечака Игњата, који у тренуцима писања ове захвалнице има непуна три месеца и чека да га пресвучем.

Никодин В. Недић

ДИЈАГНОСТИКА АНАЛИТИЧКИХ ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА МЕТОДОМ ОПТИЧКЕ ЕМИСИОНЕ СПЕКТРОСКОПИЈЕ

Сажетак

У овој докторској дисертацији је експериментално установљена нова спектроскопска метода заснована на стандардним техникама оптичке емисионе спектроскопије и Stark–ове поларизационе спектроскопије, која је примењена за дијагностику стандардног Grimm–овог извора тињавог пражњења који се често користи у аналитичкој спектроскопији, а који има могућност оптичког посматрања само са краја извора пражњења тј. нормално на површину катоде. Спектроскопским посматрањем са краја извора се прикупља зрачење из свих области пражњења, како из прикатодне области тако и из области негативног светљења. Централни део истраживања ове докторске дисертације посвећен је развоју методе за процену параметара прикатодне области (максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ и дужине прикатодне области d_c) стандардног Grimm–овог абнормалног тињавог пражњења, која се формира као тамни слој испред површине катоде, и која је, посматрајући са краја извора пражњења, „сакривена“ из области интензивног негативног светљења.

Истраживања су извршена са модификованим Grimm–овим извором пражњења који омогућава оптичко посматрање са две позиције: (1) са краја извора пражњења (енгл. end–on), нормално на површину катоде а у правцу осе пражњења и (2) са стране извора пражњења (енгл. side–on), паралелно са површином катоде а нормално на осу пражњења, чиме се може извршити појединачно истраживање свих просторно раздвојених области пражњења.

Истраживање је засновано на анализи профила спектралних линија атома хелијума, неона и аргона који су снимљени из оба оптичка правца тј. и са стране и са краја извора пражњења. Профили снимљени са стране показали су да у прикатодној области, где постоји утицај Stark–овог ефекта због присуства електричног макропоља, долази до померања, а понекад и до истовременог померања и цепања спектралних линија, као и појаве забрањених компоненти у случају спектралних линија атома хелијума. Код end–on профила спектралних линија детектовне су спектралне ширине неколико пута веће у односу на инструментални Gauss–ов профил и карактеристични помераји у смеру Stark–ових помераја који се јављају код side–on профила у прикатодној области. Сви примећени феномени који се односе на облике спектралних линија снимљених са краја извора пражњења су повезани са Stark–овим ефектом макропоља у прикатодној области и ширењем услед микропоља плазме у области негативног светљења.

Снимањем профила спектралних линија у широком опсегу услова пражњења који укључују различите катодне материјале, примењене напоне, струје и притиске гаса, установљена је стабилна линеарна корелација између мерених side–on Stark–ових помераја $\Delta\lambda_s$ на позицији где је одређена максимална јачина електричног поља у прикатодној области, и карактеристичних end–on помераја $\Delta\lambda_e$. Познавајући коефицијент поменуте линеарне корелације за испитивану спектралну линију, и вредност измереног end–on помераја $\Delta\lambda_e$ може се проценити максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области при одређеним условима пражњења, а самим тим и дужина прикатодне области d_c код стандардног Grimm–овог извора пражњења са доступним оптичким посматрањем само са краја извора.

Кључне речи: Оптичка емисиона спектроскопија, Grimm–ово абнормално тињаво пражњење, Прикатодна област, Област негативног светљења, Stark–ов ефекат, Профили спектралних линија хелијума, неона и аргона, Електрично поље.

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика јонизованог гаса и плазме

УДК број: 533.9 (043)

DIAGNOSTICS OF ANALYTICAL GLOW DISCHARGES USING THE OPTICAL EMISSION SPECTROSCOPY METHOD

Abstract

In this doctoral dissertation, a new spectroscopic method based on the standard techniques of optical emission spectroscopy and Stark polarization spectroscopy was experimentally established and applied for the diagnostics of the standard Grimm glow discharge source, which is commonly used in analytical spectroscopy and has the possibility of optical observations only from the end of the discharge source, i.e. perpendicularly to the cathode surface. Spectroscopic observation from the end of the source collects radiation from all areas of the discharge, both from the cathode sheath and from the negative glow. The central part of the research of this doctoral dissertation is devoted to the development of a method for estimating the parameters of the cathode sheath (maximum electric field strength $E_{\max}$ and thickness of the cathode sheath d_c) established in front of the cathode surface and "hidden" behind the negative glow when viewed from the end of the discharge source.

The research was carried out with a modified Grimm abnormal discharge source, which allows optical observation from two positions: (1) from the end of the discharge source (end-on), perpendicular to the cathode surface and in the direction of the discharge axis, and (2) from the side of the discharge source (side-on), parallel to the cathode surface and perpendicular to the discharge axis, which allows spatially resolved study of different discharge regions.

The research is based on the analysis of spectral line profiles of helium, neon and argon atoms recorded from both optical directions, i.e. from the side as well as from the end of the discharge source. The profiles observed from the side showed that in the cathode sheath, where the Stark effect due to the presence of an electric macro-field induces a line shift and sometimes a simultaneous shifting and splitting of the spectral lines, as well as the appearance of forbidden components of helium spectral lines. In end-on line profiles, the detected spectral widths are several times larger than the instrumental Gaussian profile, and the characteristic shifts are in the direction of the Stark shifts that occur in the side-on profiles recorded in the cathode sheath. All observed phenomena in spectral line shapes recorded from the end of the discharge source are related to the Stark effect of the macro-field in the cathode sheath and to the broadening due to the plasma micro-field in the negative glow.

By recording spectral line profiles in a wide range of discharge conditions, including different cathode materials, applied voltages, currents and gas pressures, a stable linear correlation has been found between the measured side-on Stark shifts $\Delta\lambda_s$ at the position where the maximum electric field strength in cathode sheath was attained, and characteristic end-on shifts $\Delta\lambda_e$. Knowing the coefficient of this linear correlation for the investigated spectral line and the value of the measured end-on shift $\Delta\lambda_e$, the maximum strength of the electric field $E_{\max}$ in the cathode sheath under certain discharge conditions can be estimated, and thus the length of the cathode sheath d_c in the standard Grimm abnormal discharge source in which optical observations can be made from the end of the source only.

Key words: Optical emission spectroscopy, Grimm abnormal glow discharge, Cathode sheath region, Negative glow region, Stark effect, Spectral lines of helium, neon and argon, Electric field.

Scientific field: Physics

Field of scientific specialization: Physics of ionized gases and plasma

UDC number: 533.9 (043)

САДРЖАЈ

УВОД	1
1. ТИЊАВА ПРАЖЊЕЊА У АНАЛИТИЧКОЈ СПЕКТРОСКОПИЈИ	3
1.1. ЕЛЕКТРИЧНА ГАСНА ПРАЖЊЕЊА	3
1.2. ИЗВОРИ ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА	7
1.3. ЕЛЕКТРИЧНИ РЕЖИМИ РАДА ИЗВОРА ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА	9
1.4. АНАЛИТИЧКЕ ПРИМЕНЕ ИЗВОРА ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА	9
2. ОБЛАСТИ АБНОРМАЛНОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА	13
2.1. ПРИКАТОДНА ОБЛАСТ	13
2.2. ОБЛАСТ НЕГАТИВНОГ СВЕТЉЕЊА	16
3. STARK–ОВ ЕФЕКАТ	18
3.1. STARK–ОВ ЕФЕКАТ У ХЕЛИЈУМУ	22
3.2. STARK–ОВ ЕФЕКАТ У НЕОНУ	25
3.3. STARK–ОВ ЕФЕКАТ У АРГОНУ.....	28
4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТА	31
4.1. GRIMM–ОВ ИЗВОР АБНОРМАЛНОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА.....	31
4.2. ОПТИЧКИ И ДЕТЕКЦИОНИ СИСТЕМ.....	33
5. РЕЗУЛТАТИ И ДИСКУСИЈА	36
5.1. ПРОЦЕНА МАКСИМАЛНЕ ЈАЧИНЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У ПРИКАТОДНОЈ ОБЛАСТИ СТАНДАРДНОГ GRIMM–ОВОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА У ЧИСТОМ НЕОНУ	38
5.2. ПРИМЕНА ОБЛИКА Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА ЗА ДИЈАГНОСТИКУ ПРИКАТОДНЕ ОБЛАСТИ	42
5.2.1. Stark–ова поларизациона спектроскопија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија	42
5.2.2. End–on дијагностика прикатодне области	47
5.3. ПРОЦЕНА МАКСИМАЛНЕ ЈАЧИНЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У ПРИКАТОДНОЈ ОБЛАСТИ СТАНДАРДНОГ GRIMM–ОВОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА У ЧИСТОМ АРГОНУ	51
5.3.1. Мерење јачине електричног поља коришћењем профила Ar I 517,754 nm спектралне линије	54
5.4. ПРОЦЕНА МАКСИМАЛНЕ ЈАЧИНЕ ЕЛЕКТРИЧНОГ ПОЉА У ПРИКАТОДНОЈ ОБЛАСТИ СТАНДАРДНОГ GRIMM–ОВОГ ТИЊАВОГ ПРАЖЊЕЊА У ЧИСТОМ ХЕЛИЈУМУ	57
5.5. ПРОЦЕНА ДУЖИНЕ ПРИКАТОДНЕ ОБЛАСТИ.....	67
ЗАКЉУЧАК	69
ЛИТЕРАТУРА	72
БИОГРАФИЈА АУТОРА	76

Увод

Тињава пражњења (ТП), поред тога што се користе као стандардни извори побуде за квантитативну и квалитативну спектралну анализу, имају своје примене у различитим аналитичким техникама [1,2]. Код извора ТП-а који се користе у аналитичке сврхе, катода је конструисана од материјала чији се састав анализира. Приликом бомбардовања катоде честицама плазме (претежно брзим атомима и јонима), долази до распршивања (енгл. sputtering) атома катодног материјала. Ови атоми су подложни широком спектру сударних процеса (еластичних и нееластичних, нарочито јонизације и ексцитације), што изворе ТП-а чини корисним за примену код масене спектрометрије (МС; енгл. mass spectrometry), оптичке емисионе спектроскопије (ОЕС; енгл. optical emission spectroscopy), атомске апсорпционе спектроскопије (ААС; енгл. atomic absorption spectroscopy) и атомске флуоресцентне спектроскопије (АФС; енгл. atomic fluorescence spectroscopy). Због велике примене извора ТП-а, њихово проучавање и дијагностика су од великог значаја.

Извори ТП-а се обично праве по угледу на стандардни Grimm-ов извор [3,4] који представља један од основних типова за комерцијалне емисионе инструменте. Најједноставнији и најјефтинији режим рада је једносмерни (енгл. Direct current, DC) режим. Напони у опсегу од 500 V до 1500 V, дају јачине електричних струја у распону од неколико mA до неколико стотина mA, у зависности од притиска и конфигурације пражњења. Главни недостатак једносмерне побуде стандардног Grimm-ов извора огледа се у немогућности анализе узорака који нису проводни. Због овог недостатка, током последње деценије се све више користи радио-фреквентна побуда (енгл. Radio-frequency, RF) [5]. Код стандардног Grimm-овог дизајна, анода и катода се налазе на веома малој удаљености (на удаљености мањој од дужине прикатодне области) тако да је пражњење ограничено на унутрашњост аноде и сужено на добро дефинисани део површине катоде, па као такав спада у групу „отежаних“ тињавих пражњења. Смањењем растојања између електрода или снижавањем притиска смањује се ефикасност јонизације у сударима електрона са атомима и молекулима гаса. За одржавање пражњења неопходни су високи напони између електрода, чиме се улази у режим абнормалног тињавог пражњења (АТП-а). У АТП нема услова за формирање позитивног стуба и јасно се уочавају само прикатодна област (енгл. cathode sheath) и област негативног светљења (енгл. negative glow). Код стандардног Grimm-овог извора спектроскопска снимања се могу вршити само са краја пражњења (енгл. end-on), чиме се прикупља зрачење из свих области пражњења (прикатодне области и негативног светљења).

У Лабораторији за спектроскопију електричних гасних пражњења на Физичком факултету, Универзитета у Београду, постоји дугогодишња традиција спектроскопског проучавања модификованог Grimm-овог извора АТП-а који су предложили Ferreira и сарадници [6], а касније дорадили Кураица и сарадници [7–10]. Предност овог дизајна је то што се спектроскопска снимања осим са краја пражњења могу вршити и са стране пражњења (енгл. side-on), што омогућава директну анализу зрачења које долази из прикатодне области и области негативног светљења. Велики допринос у истраживањима дате и сличне проблематике имали су експерименти урађени на Физичком факултету на челу са академиком Николом Коњевићем.

Стандардни Grimm-ов извор ТП-а је данас један од основних типова извора за многе комерцијалне инструменте који се користе у аналитичке сврхе, како у индустрији тако и у лабораторијским истраживањима. Сазнања о могућим применама додатно мотивишу да се са становишта ОЕС истраживања наставе и да се пружи допринос дијагностици елементарних процеса и карактеристика Grimm-овог извора пражњења.

Као што је већ споменуто, код стандардног Grimm-овог извора пражњења, спектроскопска снимања се могу вршити само са краја извора пражњења чиме се прикупља зрачење из свих области пражњења (прикатодне области и негативног светљења). На тај начин се формира интегрална слика пражњења. Поставља се питање, да ли се таквим

спектроскопским посматрањем (гледајући „иза“ области негативног светљења) могу открити неки од параметара прикатодне области? Пружање одговора на постављено питање је заправо, како експериментални тако и теоријски циљ истраживања ове докторске дисертације.

Потрагу за одговором на постављено питање, Лабораторија за спектроскопију електричних гасних пражњења је започела у оквиру међународног пројекта ГЛАДНЕТ (FP6, Marie Curie, #03459). Један од главних задатака пројекта је била каталогизација таласних дужина спектра радних гасова који се највише користе у изворима пражњења у аналитичке сврхе. За потребе овог истраживања користио се стандардни Grimm-ов извор АТП-а са неоном и аргоном као радним гасовима. Сва спектроскопска снимања су извршена са краја пражњења кроз анодни отвор, нормално на поршину катодe, скупљајући зрачење из свих области пражњења. Приликом анализе спектра, уочено је да неке спектралне линије атома неона и аргона имају измерене полуширине неколико пута веће у односу на инструменталне профиле [11,12].

Истраживања која су уследила показала су да овако формиран профил настају као последица утицаја Stark-овог ефекта микропоља у области негативног светљења и Stark-овог ефекта макропоља у прикатодној области [13,14]. Након промене детекционог система у новијим истраживањима, код неких спектралних линија Ne I и Ar I су поред проширења уочени и карактеристични црвени помераји, након чега су дефинисани нови задаци и циљеви.

Поседовањем неопходне опреме за реализацију постављених задатака, приступило се експерименталним мерењима, обради резултата и њиховој анализи. Резултати истраживања су публиковани у три рада [15–17] у еминентним међународним часописима, а детаљи експеримента и сви резултати и дискусије су сумирани у материјалу ове докторске дисертације.

Докторска дисертација је подељена у пет поглавља. У првом поглављу је дат кратак преглед основних примена ТП-а у аналитичкој спектроскопији и основних физичких процеса у вези са гасним пражњењима. Друго поглавље је посвећено процесима у прикатодној области и области негативног светљења АТП-а, као и методама и резултатима ранијих теоријских и експерименталних истраживања. У трећем поглављу је указано на механизме које доводе до ширења и померања спектралних линија услед утицаја Stark-овог ефекта на енергијске нивое атома. У том поглављу су дате основе мерења расподеле јачине електричног поља помоћу мерења Stark-ових помераја спектралних линија атома хелијума, неона и аргона.

Опис стандардног и модификованог Grimm-овог извора абнормалног тињавог пражњења и поставка експеримента су приказани у четвртном поглављу. У петом поглављу су детаљно разматрани и дискутовани резултати спектроскопског посматрања облика спектралних линија атома неона, аргона и хелијума, снимљених са стране и са краја извора пражњења, са циљем развијања методе за процену максималне јачине електричног поља у прикатодној области и њене дужине у стандардном Grimm-овом извору пражњења.

У потпоглављима 5.1 и 5.2 су приказани резултати истраживања у чистом неону и аргону као радним гасовима извора пражњења који се најчешће користе у аналитичке сврхе. У потпоглављу 5.3 су приказани резултати истраживања у чистом хелијуму као гасу који је у спектроскопској пракси веома важан у дијагностичке сврхе пражњења. У завршном потпоглављу 5.4 је описан поступак процене дужине прикатодне области уз апроксимацију линеарне расподеле јачине електричног поља у прикатодној области пражњења.

На крају, у закључку су приказани основни научни доприноси докторске дисертације. Након закључка, редом су дати: коришћена литература, биографија аутора, Изјава о ауторству, Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада и Изјава о коришћењу.

1. Тињава пражњења у аналитичкој спектроскопији

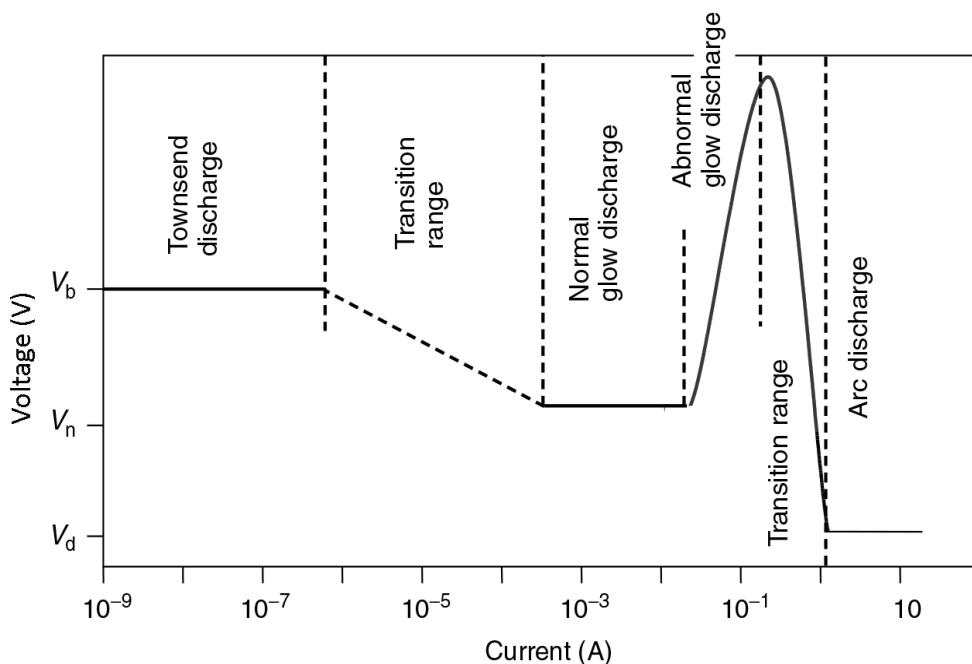
Развој и напредак у области аналитичке спектроскопије имају кључну улогу у скоро свим аспектима науке и индустрије, укључујући фармацију, медицину, прехранбену индустрију, заштиту животне средине и многе друге области. Аналитичка мерења служе да потврде већ постављене хипотезе, као и да генеришу нове. Еволуција аналитичких метода указује на равнотежу између напретка основне инструментације и њених компоненти, као и захтева за квалитативним и квантитативним информацијама за одређени систем узорака. Развој нових оптичких сензора у атомској и молекулској спектроскопији су примери таквог напретка. Друга компонента у овом процесу је константно увођење нових аналитичких узорака и потреба за новим врстама информација. Такође, постоји потреба за аналитичком методом за праћење цивилних ризика у животној средини и задатке везане за здравствену заштиту, као и могућност напретка у бионаукама. Коначно, аналитички изазови превазилазе могућности постојеће инструментације и технологије, те стога постоји стална потреба за развојем нових аналитичких метода анализе узорака.

Аналитичке примене извора тињавих пражњења се заснивају на коришћењу технологије, које су се развијале последњих сто и више година [18,19]. Конкретно, ТП при сниженом притиску се користе у областима материјала, екологије, физике, хемије и биологије. Од почетка 1970-их година, употреба извора ТП-а је углавном била фокусирана на област карактеризације легура. Базирани првенствено на концептима дизајна који је први описао Grimm [3,4], извори ТП-а су коришћени као алтернатива са већом прецизношћу у односу на изворе лучног пражњења на атмосферском притиску и изворе електричних варница. Предност ових уређаја је њихова способност директне елементарне анализе материјала у чврстом стању. У 1980-им годинама су спроведена бројна истраживања која су илустровала значајније могућности извођења дубинске анализе металних слојева, као што су поцинковани слојеви [20,21]. Обим примене на чврстим материјалима се знатно повећао са појавом радио фреквентних напајања (RF) у 1990-им годинама, што омогућава директну анализу непроводних материјала и изолатора [22]. Ове основне могућности анализе чврстих материјала сада се остварују кроз стални раст продаје комерцијалне инструментације. Недавна истраживања описана у научној литератури су понудила нове примене спектроскопије ТП-а које нису биле замисливе пре неколико година, укључујући масену спектрометрију полимера, осетљиве анализе неметала и веома танких ($<0,1\text{ }\mu\text{m}$) филмова [2].

Директна елементарна анализа чврстих материјала деценијама је основна метода у којима ТП имају важну улогу, али треба приметити да постоји значајан талас нових примена извора ТП-а. Потреба за детаљнијим хемијским информацијама довела је до честог коришћења ТП-а као добрих извора ексцитације и јонизације. Плазма при сниженом притиску има повољну комбинацију ниске кинетичке температуре и високе ексцитационе температуре, што омогућава пружање информација о атомским и молекулским врстама које нису доступне при атмосферским плазмама. Поред тога, извори се лако модификују за увођење различитих гасовитих узорака, као и узорака раствора.

1.1. Електрична гасна пражњења

Извори ТП-а се традиционално карактеришу сниженим притиском и атмосфером инертног гаса [23]. Тињаво пражњење је само један од многих облика гасних пражњења, често називано плазмом. Основна карактеристика електричног пражњења у гасу је зависност јачине струје која пролази кроз гас од напона између електрода, тзв. напонско-струјна карактеристика која је приказана на слици 1.1 [24]. На напонско-струјној карактеристици се јасно може уочити постојање више области које карактеришу различите типове електричних пражњења у гасу.



Слика 1.1. Напонско–струјна карактеристика електричних гасних пражњења. Слика преузета из [2].

Сваки од извора електричних пражњења ради на принципу постојања две електроде постављене у гасовитој средини, између којих се проводи електрична струја, при чему катода има негативнији потенцијал, а анода позитивнији потенцијал. Од три уочене главне области напонско–струјне карактеристике; Townsend–ово пражњење (енгл. Townsend discharge), тињаво пражњење (енгл. glow discharge) и лучно пражњење (енгл. arc discharge), последње две се широко примењују у аналитичкој хемији. На слици 1.1, V_b је напон пробоја, V_n је нормалан радни напон тињавог пражњења, а V_d је радни напон лучног пражњења.

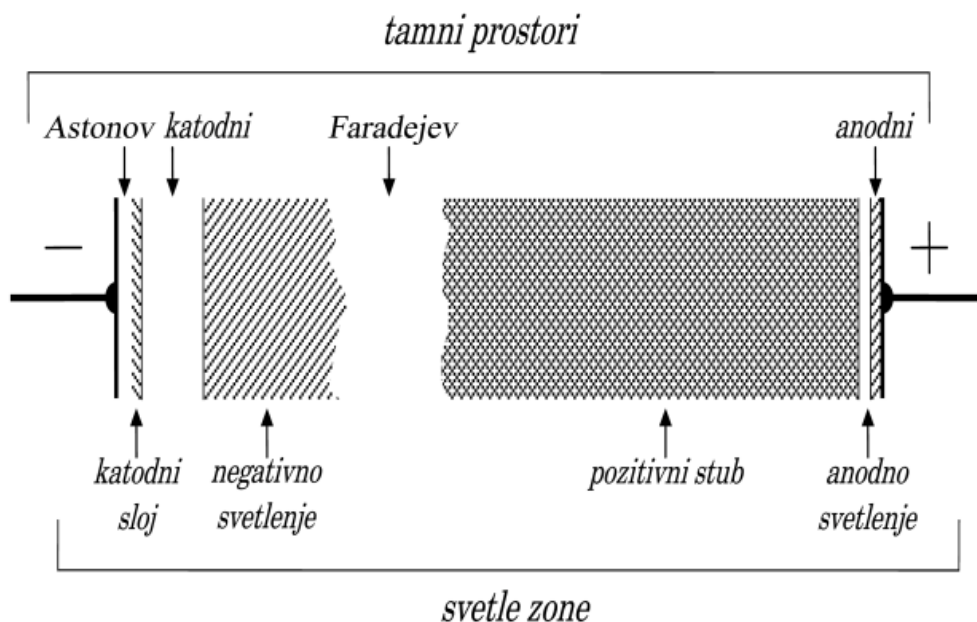
Електричне карактеристике гасног пражњења могу се најбоље разумети почевши од Townsend–овог режима пражњења. Ово пражњење се обично врши у режиму притиска од неколико милитора ($1 \text{ mTorr} = 0,13332 \text{ Pa}$) и карактерише га мала количина производње јона и слободних електрона. Након Townsend–овог пражњења следи прелазна област (енгл. Transition range), која је резултат повећане размене енергије честица пражњења кроз сударе (због већег притиска гаса), при чему се електрична струја повећава, док се смањује потребан напон за одржавање пражњења. Ово је основна карактеристика самосталног пражњења (енгл. stable discharge). Након прелазне области, између електрода формира се светлећи сјај који се назива „тињаво пражњење”. На почетку режима ТП–а, повећање струје не мења густину струје, јер је површина катоде само делимично прекривена пражњењем и зато нема повећања напона. Ово се класификује као „нормалан” режим ТП–а (енгл. Normal glow discharge).

При даљем повећању струје, ТП покрива целу површину катоде. У овом тренутку, свако повећање струје пражњења доводи до повећања густине струје, што захтева повећање напона пражњења. Плазме које показују овај тип растуће напонско–струјне карактеристике се називају „абнормална” тињаво пражњења (АТП) (енгл. Abnormal glow discharge). Управо се абнормални режим ТП–а најчешће користи у атомској спектроскопији. Аналитички извори ТП–а раде на сниженом притиску (од $0,1 \text{ Torr}$ до 10 Torr), атмосфери инертног гаса и на снагама мањим од 100 W .

Како се струја пражњења даље повећава, густина струје постаје толико велика да долази до интензивног загревања катоде бомбардовањем њене површине јонима, што узрокује термичко испаравање катоде. Под овим условима, стварање великих густина атома узорка доводи до промене напонско–струјне карактеристике пражњења, тј. струја се тада повећава док се смањује потребан напон пражњења, што је карактеристично за једносмерно лучно пражњење (енгл. DC arc discharge). Лучна пражњења обично раде на атмосферском притиску и одликују се великим струјама. При типичним радним струјама од 10 A до 1000 A ,

површина катоде се загрева до те мере да термоелектронска емисија (енгл. thermionic electron emission) постаје значајан механизам провођења струје. Висока стопа испаравања чини лукове једносмерне струје темељном тачком у аналитичкој спектрохемијској анализи металуршких узорака.

Приказ најједноставније геометрије извора и структуре ТП–а је дат на слици 1.2.



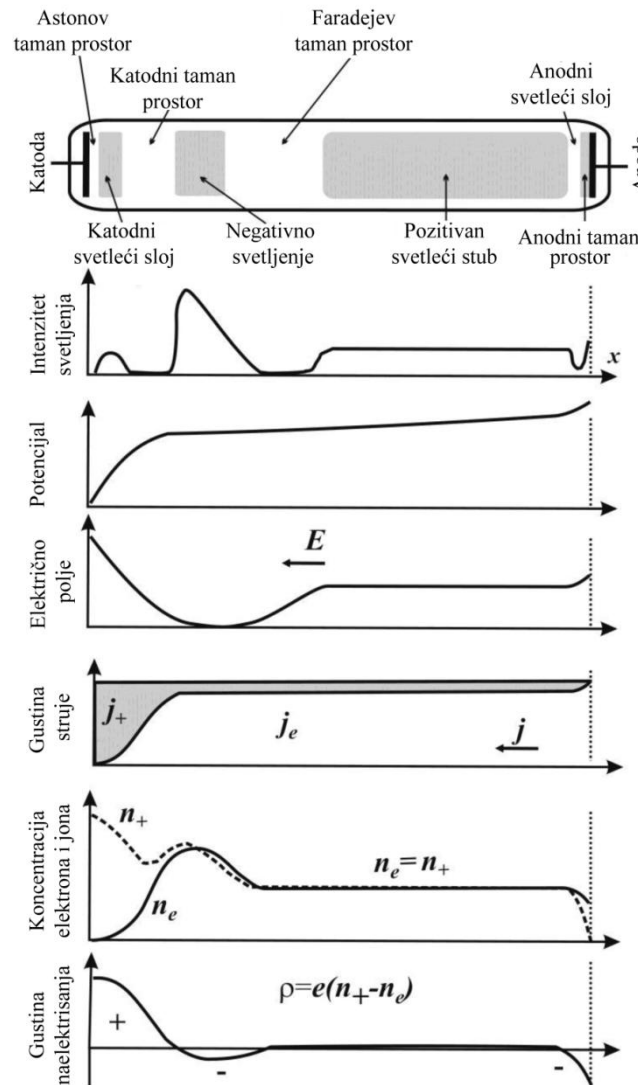
Слика 1.2. Распоред светлих и тамних области ТП–а. Тамне области пражњења су приказане као шрафирани тј. осенчени делови слике. Слика преузета из [24].

У смеру од катоде ка аноди, прво се налази **Астонов тамни простор** (енгл. Aston dark space), видљив углавном у инертним гасовима. У овој области електрони емитовани са катоде немају довољно енергије за екситацију атома гаса. Следећа област је **катодни светлећи слој** (енгл. Cathode glow), где електрони поседују довољно енергије да изврше екситацију атома гаса који приликом деекситације емитују зрачење које се опажа као светљење. Даље се налази **катодни тамни простор** (енгл. Cathode dark space), где се услед довољне енергије електрона, повећава интензитет јонизације (енгл. ionization) и долази до мултипликације електрона α -процесима (јонизација електронским ударом). Затим следи, **област негативног светљења** (енгл. Negative glow) у којој се дешава интензивна екситација атома гаса. Густине позитивних и негативних наелектрисања се у овој области изједначају, због чега је електрично поље слабо. Почетак овог простора је генератор јона који одлазе на катоду и доводе до секундарне емисије електрона са катоде. На крају се налази **Фарадејев тамни простор** (енгл. Faraday dark space), где је екситација занемарљива, а кретање електрона се из усмереног трансформише у хаотично.

С друге стране, идући од аноде ка катоде, прво се налази **анодни тамни простор** (енгл. Anode dark space) па затим **област анодног светљења** (енгл. Anode glow). У тамном простору електрони су привучени, а јони одбијени од аноде и екситација је занемарљива, али је већ у области светљења енергија честица довољна да дође до екситације. Између Фарадејевог тамног простора и анодног светљења је простор који заузима највећу запремину гаса у цеви за пражњење и назива се **позитивни стуб** (енгл. Positive column). Хаотично кретање електрона у овој области преовлађује над усмереним, захваљујући слабом електричном пољу. У позитивном стубу термална брзина електрона је већа од брзине дрифта (брзина усмереног кретања) и довољно велика да електрони могу да врше екситацију и јонизацију. У овој области запреминске густине негативног и позитивног наелектрисања су једнаке и јонизовани гас је у стању плазме. Електрони су главни носиоци струје и брже од

јона дифундују ка зидовима цеви, што узрокује појаву радијалног електричног поља у овој области.

На слици 1.3 су поред тамних и светлих зона графички приказане и просторне расподеле неких од параметара ТП–а: интензитет светљења, потенцијал, јачина електричног поља, густине струје и запреминска расподела наелектрисања.



Слика 1.3. Просторне расподеле неких од параметара тињавог пражњења. Слика преузета из [25,26].

У прикатодној области (што је назив за прве три области које се формирају испред катоде заједно; Астонов тамни простор, катодни светлећи слој и катодни тамни простор) долази до наглог пораста електричног потенцијала, односно смањења напона (тзв. катодни пад потенцијала). Јачина електричног поља, идући од катоде, опада до приближно нулте вредности на граници са облашћу негативног светљења. У близини аноде и потенцијал и јачина електричног поља расту, а густина наелектрисања је неравномерна и негативна. У позитивном стубу вредност потенцијала лагано расте, електрично поље је практично константно, а запреминска густина наелектрисања једнака нули.

У овој докторској дисертацији од посебног значаја ће бити проучавање расподеле интензитета светљења и јачине електричног поља у прикатодној области и области негативног светљења АТП–а. Појединачна и детаљнија анализа ових области биће представљена у поглављу 2.

Тињаво пражњење се покреће применом довољно високог напона између две електроде у контакту са гасом пражњења. Разлика потенцијала (од 250 V до 2000 V) доводи до пробоја

у гасу и формирања позитивно наелектрисаних јона и слободних електрона. Релативни потенцијали на катоди (–) и аноди (+) резултирају успостављањем градијента електричног поља који убрзава позитивно наелектрисане јоне према површине катоде. Ударни јони преносе свој импулс атомима на површини кристалне решетке, покрећући процес распршивања катодног материјала. Производи процеса распршивања су избачени атоми и мали кластери катодног материјала, јонске врсте и секундарни електрони. Процес катодног распршивања је начин за атомизацију чврстог узорка и основа за дубинску анализу узорака. У поређењу са високовакуумским распршивањем које се користи у масеној спектрометрији секундарних јона, извор ТП–а има много већу густину струје (100 mA/cm^2 наспрам $1 \text{ }\mu\text{A/cm}^2$) и далеко ниже просечне кинетичке енергије ($<100 \text{ eV}$ наспрам $>1 \text{ keV}$) од типичних „јонских топова. Као резултат тога, брзине аблације узорка су много веће, али са много мање оштећења решетке током распршивања.

Секундарни електрони емитовани током процеса распршивања су кључни за одржавање пражњења путем јонизације распршеног материјала и атома гаса пражњења. Електрично поље у близини површине катоде одбија и убрзава електроне кроз катодни тамни простор у област негативног светљења. Осим директне јонизације, термализовани електрони су ефикасни у стварању побуђених распршених атома и атома гаса. У зависности од врсте извора напајања ТП–а, електрони у области негативног светљења могу имати температуре веће од 5 eV и као такви су веома ефикасни у насељавању високопобуђених стања неметалних узорака, као што су водоник, угљеник и сумпор. Ове енергије електрона су много веће од оних које се налазе у плазмама на атмосферском притиску, док истовремено постоје у окружењу са кинетичким температурама типично мањим од 500 K . Такође, важни за јонизацију плазме су и судари, типа Penning, између високопобуђених метастабилних атома гаса у пражњењу и неутралних атома распршеног материјала. Резултат ових судара је формирање јона распршених атома који се могу детектовати масеном спектрометријом.

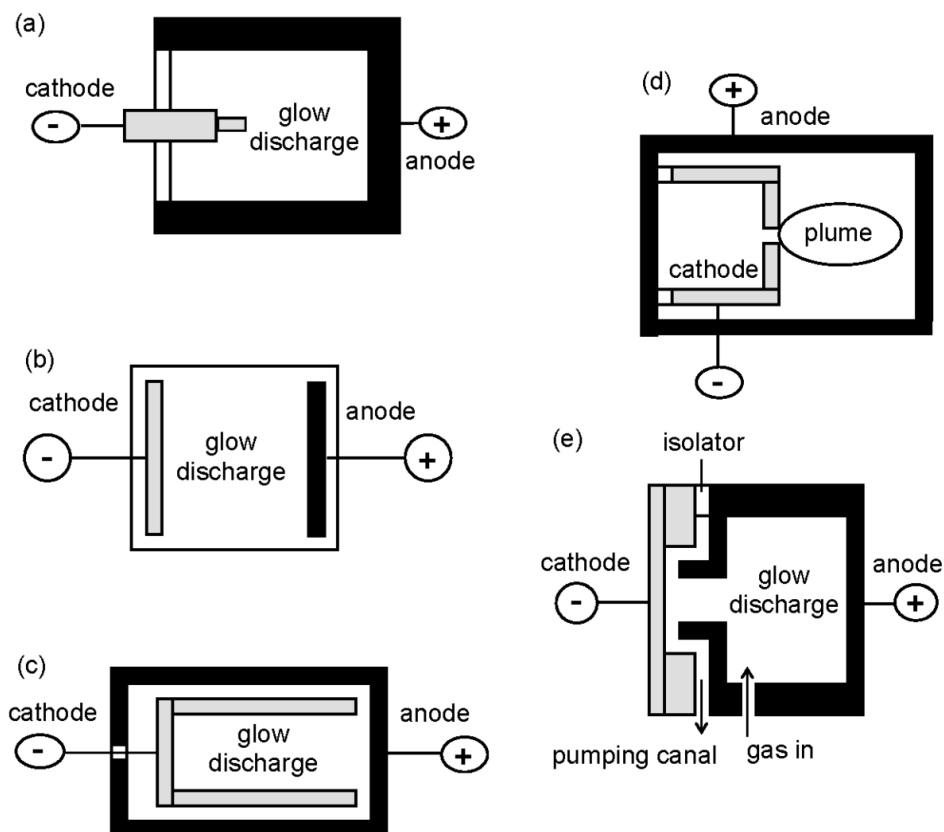
1.2. Извори тињавих пражњења

У свом најједноставнијем облику, ТП се састоје од две електроде постављене у гасовитој средини. На слици 1.4 је приказано пет различитих геометријских реализација извора ТП–а [5].

Коаксијална катода (енгл. coaxial cathode) је често коришћена конфигурација извора у применама масене спектрометрије (слика 1.4а). Узорци се могу направити у облику игле (са неколико милиметара изложених пражњењу) или у облику диска (делимично заштићени тако да је само горњи део изложен пражњењу). Узорак делује као катода, док аноду формира само тело коморе.

Планарна диода (енгл. planar diode) је најједноставнији аналитички извор (слика 1.4б). Користи се за анализу узорака у облику диска. Катода (узорак) и анода су у паралелној конфигурацији и смештене су унутар цеви. Овај тип извора користили су Coburn и сарадници за потребе нагризања (енгл. etching) и таложења (енгл. deposition) како у DC режиму [27] тако и у RF режиму [28].

У извору са шупљом катодом (енгл. hollow cathode) катода формира шупљину, а не иглу или диск (слика 1.4с). Ову геометрију је први описао Paschen 1916. године [18], а прилагодили су је Schüler и Gollnow за аналитичка мерења 1935. године [29]. Може се посматрати као три планарне катоде постављене тако близу једна другој да се њихове области негативног светљења спајају у једну. Ово резултира повећаним распршивањем и јонизацијом/ексцитацијом, што доводи до знатно боље аналитичке осетљивости. Недостатак овог извора је обимна машинска обрада потребна за израду шупљих катода од металних узорака. Са друге стране, висок интензитет зрачења који се емитује из овог извора, чини га атрактивним као примарни извор за флуоресцентну спектроскопију.



Слика 1.4. Различите конфигурације извора ТП–а. (а) коаксијална катода (б) планарна диода (план–паралелна геометрија) (с) шупља катода (д) шупља катода са пламеном (е) Grimm–ов извор ТП–а. Слика преузета из [5].

У **шупљој катоди са пламеном** (енгл. hollow cathode plume) узорак је постављен у основу шупље катоде, у којој је такође направљен отвор (слика 1.4d). Кроз овај отвор се избацује високоенергијски пламен у којем се дешавају процеси ексцитације и јонизације. Због велике популације атома, ову геометрију одликује и висока осетљивост. Извор су развили Marcus и Harrison [30–33]. Физички процеси овог извора до тада нису у потпуности били разумљиви, али се верује да пламен настаје услед притиска и ефекта поља због посебне конструкције катодног отвора.

Grimm–ова конфигурација (енгл. Grimm configuration) се у великој мери користи у оптичкој емисионој спектроскопији (слика 1.4e). Први пут ју је увео Grimm [3,4] и представља основни дизајн за комерцијалне емисионе инструменте. Код овог дизајна, анода и катода се налазе на веома малој удаљености (на удаљености мањој од дужине прикатодне области) тако да је пражњење ограничено на унутрашњост аноде и сужено на добро дефинисани део површине катоде, па као такав спада у групу „отежаних“ (енгл. obstructed) ТП–а. Смањењем растојања између електрода или снижавањем притиска смањује се ефикасност јонизације у сударима електрона са атомима и молекулима гаса. За одржавање пражњења неопходни су високи напони између електрода, чиме се улази у режим АТП–а. У АТП–а нема услова за формирање позитивног стуба и јасно се уочавају само прикатодна област и област негативног светљења. Код стандардног Grimm–овог дизајна спектроскопска снимања се могу вршити само са краја пражњења, чиме се прикупља зрачење из свих области пражњења (прикатодне области и негативног светљења). Осим тога, додатни канал за пумпање близу катоде смањује притисак у њеној близини, чиме се минимизира поновно таложење распршеног материјала. Grimm–ова конфигурација се може користити само за равне узорке. Овај тип извора је посебно користан за дубинску анализу, пошто се аблација равнотелног узорка одвија слој по слој.

У овој докторској дисертацији Grimm–ово АТП је предмет истраживања и детаљи експерименталне поставке и конфигурације извора пражњења биће приказани у поглављу 4.

1.3. Електрични режими рада извора тињавих пражњења

Најједноставнији и најјефтинији режим рада је режим **једносмерне струје (DC)**. Напони су типично реда од 500 V до 1500 V, дајући електричне струје у распону од неколико милиампера (mA) до неколико стотина милиампера, у зависности од притиска у комори и конфигурације пражњења. Овај тип режима рада пражњења је најстарији и најчешће коришћен у применама ТП–а. Међутим, он има озбиљан недостатак што није у могућности да директно анализира узорке који нису проводни. Наиме, пошто у ТП–у узорак који се анализира има улогу катоде, која је бомбардована од стране позитивних јона убрзаним у електричном пољу, он мора бити проводљив. Ако узорак није проводник, површина би се позитивно наелектрисала, спречавајући позитивне јоне да и даље бомбардују површину катоде. Због овог недостатка једносмерног режима, последњих деценија се све више пажња посвећује **радио фреквентном (RF) режиму** рада. RF режим заиста може директно анализирати непроводнике, јер се позитивно наелектрисање које се акумулира током једног полу–циклуса неутрализује акумулацијом негативног наелектрисања током следећег полу–циклуса, тако да не долази до површинског наелектрисавања дуже време. Рад са RF напајањем ТП–а уз коришћење непроводног узорка резултира негативним једносмерним преднапоном на површини узорка. Заиста, током полу–циклуса у којима је непроводна електрода позитивна, површинско наелектрисавање ће се десити много брже него у полу–циклусима у којима је електрода негативна, због много веће покретљивости електрона у поређењу са позитивним јонима. Овај феномен саморегулације омогућава успостављање временски усредњене катоде и аноде у ТП–у, тако да је бомбардовање позитивних јона на катоди још увек могуће. Пошто електрони покушавају да прате RF електрично поље, они осцилују између две електроде и проводе више времена у плазми, што резултира већом ефикасношћу јонизације. Ово доводи до друге предности RF пражњења, тј. могу се користити на много нижим притисцима за исту струју у односу на DC пражњења, што је интересно са становишта смањења спектралних сметњи. Wehner и сарадници су првобитно представили извор ТП–а са RF напајањем као комору за распршивање [34]. Coburn и Kay [35] и Donohue и Harrison [36] 1970–их демонстрирали су способност масене спектрометрије са RF напајањем за директну анализу непроводника. Међутим, тек од касних 1980–их година је поново посвећена пажња масеној спектрометрији RF пражњења [37]. Од тада па до данашњих дана, објављен је велики број радова у овој области.

Трећи начин рада ТП–а је **импулсни режим**, који се може користити у комбинацији са конвенционалним DC или са RF тињавим пражњењем. Напон и струја се примењују само током кратких временских периода (обично у милсекундном (ms) опсегу). Дакле, у поређењу са нормалним DC пражњењем, могу се добити већи радни напони и струје за исту примењену просечну снагу. Због тога се могу произвести јони гаса са више енергије, што доводи до већег распршивања, веће концентрације атома узорка у плазми а самим тим и бољу аналитичку осетљивост. Поред боље осетљивости, импулсни режим има још једну предност за масену спектрометрију, тј. аналитички важни јони и интерферирајући јони се формирају током различитог времена у импулсу. Спајањем ове „временски раздвојене” производње јона са детекцијом која је такође временски разложена, сметње у масеном спектру се могу смањити [38,39]. Детекција атомске емисије из пулног радио фреквентног ТП–а побољшава аналитичку осетљивост и смањује спектралне сметње [40–42].

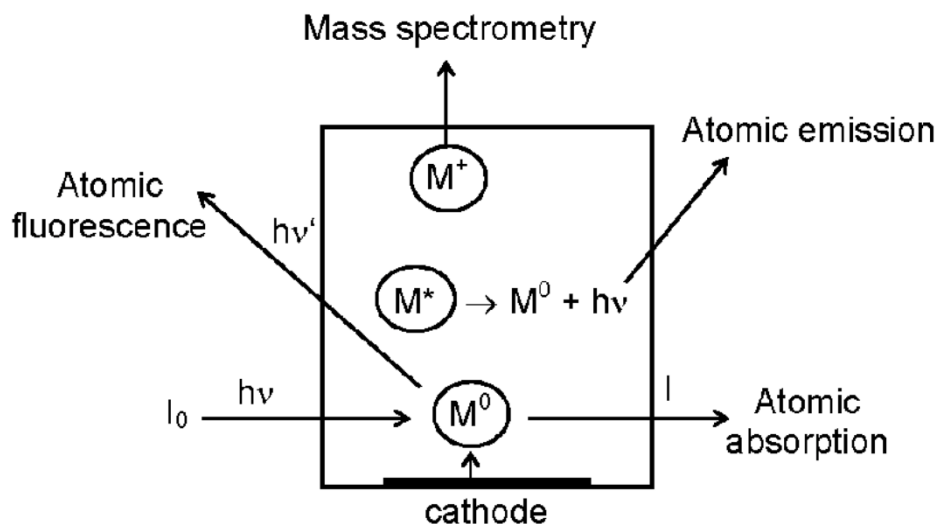
1.4. Аналитичке примене извора тињавих пражњења

Тињава пражњења, поред тога што се користе као стандардни извори побуде за квантитативну и квалитативну спектралну анализу, имају своје примене у различитим аналитичким техникама. Примене ТП–а, као спектрохемијских извора, све више се развијају у различитим правцима. Постоји велики број различитих геометрија пражњења (електрода) и

схема напајања, од којих су неки приказани у претходном тексту. Такође постоје различити начини за уношење аналитичког узорка у зависности од његовог агрегатног стања: чврстог, течног или гасовитог. Поред тога, врсте узорака унутар запремине пражњења могу се детектовати помоћу многих различитих спектроскопских метода укључујући масену спектрометрију (МС), оптичку емисиону спектроскопију (ОЕС), атомску апсорпциону спектроскопију (ААС), атомску флуоресцентну спектроскопију (АФС) и низ оптичких метода заснованих на ласерској технологији и низ оптичких метода заснованих на ласерској технологији.

У овој фази еволуције аналитичких извора ТП-а, постоји обимна корисничка база у области анализе метала и легура путем ОЕС. У области масене спектрометрије ТП-а, има мање стварних инструмената, али техника заузима јединствено место у пејзажу анализа јер пружа осетљивост коју ниједна друга конвенционална метода анализе чврстих материјала не може да постигне. Обим примене обе ове методе је сада у великој мери проширен појавом радио фреквентних схема напајања, код којих је могућа директна анализа изолационих слојева и непроводних материјала.

У тињавим пражњењима која се користе у аналитичке сврхе, катода се састоји од материјала који се анализира. Због бомбардовања катоде честицама плазме, атоми катодног материјала се распршују и улазе у састав плазме тињавог пражњења, где су подложни широком спектру судара (посебно јонизације и ексцитације). Због ових процеса распршивања и судара, плазма је испуњена атомима и јонима материјала који се анализира. Ово чини ТП корисним као извор за разне аналитичке технике (види слику 1.5).



Слика 1.5. Аналитичке примене извора тињавог пражњења. Слика преузета из [5].

Масена спектрометрија (енгл. mass spectrometry) се заснива на мерењу сигнала који производе јони настали јонизацијом распршених атома и атома матричног гаса. Тињаво пражњење је познато као извор јона у масеној спектроскопији више од 60 година. Гасна пражњења су се користила 1920-их и 1930-их година као извори јона у првим масеним спектрографима Aston-а, Thompson-а и Bainbridge-а [43,44]. Наредних 30 година следи пад популарности ове технике због развоја једноставног извора јона добијених електронским ударом. У то време је заиста било више интересовања за анализу органских узорака на високом притиску, па је једноставна јонизација помоћу снопа електрона била углавном довољна. Када је интересовање прешло и на анализу неорганских материјала на нижим притисцима, поново су се указале потребе за другим изворима са довољном енергијом за атомизацију и јонизацију. Пошто су варнична и лучна пражњења већ широко коришћена као извори побуде за оптичку емисиону спектроскопију, било је очигледно да ће бити примењени и за масену спектроскопију. Ови извори показују високу осетљивост, велику

применљивост, али не обезбеђују стабилну популацију јона што је довело до преиспитивања ТП–а као стабилног извора јона ниске енергије. Тињаво пражњење је поново привукло пажњу Coburn–а и сарадника [27,28,45] као јонски извор за анализу чврстих материјала (и у DC и у RF режиму). Harrison и сарадници [46–48] развили су извор са шупљом катодом за анализу како чврстих материјала тако и раствора чије су аналитичке могућности такође истраживали Evans и сарадници [49,50]. Bruhn је 1978. године известио о развоју квадруполног система посвећеног елементарној анализи [51]. Несq и сарадници су користили конвенционално ТП да би истражили реактивне процесе распршивања и феномене јонизације [52,53]. Marcus, King и Harrison проучавали су могућности плазме са шупљом катодом [32]. Jakubowski и сарадници су развили ТП Grimm–овог типа као извор јона за квадруполни масени анализатор [54]. У последњој деценији, различите модификације и примене извора јона су показале разноврсност и аналитички потенцијал у масеној спектроскопији извора ТП–а. [55–57]. Типични радни услови за МС су од 1 mA до 5 mA, од 800 V до 1500 V и 0,2 Torr до 2 Torr [58]. Извори ТП–а дозвољавају анализу широког спектра типова узорака. Најважније примене се налазе у анализи метала, али се у принципу могу анализирати и полупроводници, непроводници, танки филмови, раствори и гасовити узорци.

Оптичка/атомска емисиона спектроскопија (енгл. optical/atomic emission spectroscopy) се заснива на мерењу зрачења насталог спонтаном емисијом побуђених атома у плазми. Оптичка емисиона спектроскопија је најстарија метода елементарне анализе и у својој основи сеже до рада Bunsen–а и Kirchhoff–а средином 19–ог века [59]. Користи се чињеница да сваки хемијски елемент има дискретан линијски спектар због енергијских разлика између атомских нивоа и да је присуство атомске спектралне линије директно повезано са присуством дотичног елемента. С друге стране, интензитет атомске спектралне линије је директно повезан са концентрацијом побуђених атома, а самим тим и са концентрацијом елемента у анализираном узорку. Зрачење се разлаже у спектрометру и интензитети и облици спектралних линија се мере одговарајућим детекторима. Осим ОЕС, отприлике у исто време откривена је и ААС. Разноликост у ОЕС и ААС произилази из много различитих извора зрачења и „резервоара“ атома. Дошло је до великих иновација у ОЕС–и од својих раних почетака, са пламеном за анализу течних узорака и лукова за анализу чврстих материјала, па до данас. Тињаво пражњења су једна од могућих група извора зрачења за атомску емисију, која су развијена као алтернатива класичним луковима и варницама (а касније и ласерима) за директне анализе чврстих материјала, или уз индуктивно спрегнутим плазмама за анализу течности, или микроталасна пражњења за анализе у гасовима или парама. Како се углавном директно анализирају чврсти материјали, а у много мањој мери раствори или гасови, велики је значај у познавању средства испарења узорка, њихов однос према параметрима плазме и релативни значај различитих механизма испарења узорка у различитим типовима извора ТП–а. У последње спадају извори са равном катодом и извори са шупљом катодом где је узорак на високој температури или охлађен током рада извора. Процеси генерисања плазме такође одређују побуђивање анализата и матрица узорака. Сама посебна природа аблације узорка и побуђивање у такозвану делокализовану плазму мале густине и велике запремине углавном при сниженом притиску одређују аналитичка својства ТП–а. И једно и друго је важно у погледу моћи детекције и прецизности.

Иако су прва ТП–а коришћена као извор јона за масену спектрометрију у 1920–им и 1930–им годинама, ова примена је била мање интересантна током наредних 30 година. Литература о оптичкој емисији међутим показује трајну употребу ТП–а, која су развијена и као линијски извор и као извор емисије за директну анализу [60–63]. Начин рада шупље катоде, који је први описао Paschen [18], био је од посебног интереса. Међутим, за рутинску анализу компактних металних узорака, продор ОЕС се први пут догодио крајем 1960–их са радом Grimm–а [3,4] који је увео „отежано“ тињаво пражњење, названо по његовом проналазачу. Од тада, број примена је веома брзо растао. Два извора која се још увек користе у ОЕС су извор са шупљом катодом и извор Grimm–овог типа. За ову аналитичку технику се

најчешће користе дисперзивни спектрометри са дифракционом решетком. За секвенцијална одређивања користе се монохроматори са Ebert или Czerny–Turner носачима, док се истовремене вишеелементне анализе изводе са полихроматорима у Paschen–Runge–овој поставци [64]. Разне врсте спектрометара, као што су спектрометри Hadamard трансформације [65] и посебно интерферометри Fourier–ове трансформације [66,67] су корисни у комбинацији са тињавим пражњењима [64]. Детекција радијације се углавном постиже фотомултипликаторима. Тињава пражњења за ову технику раде при већим струјама него за масену спектроскопију, односно од 600 V до 1000 V, од 25 mA до 100 mA, од 1 Torr до 5 Torr за Гримов извор и од 200 V до 500 V, од 10 mA до 100 mA, од 0,1 до 1 Torr за шупљу катоду [58].

Коначно, оптичка емисона спектроскопија се посебно широко примењује у анализама дубинског профилирања катодног материјала (енгл. depth profiling). Публикован је велики број примена [21, 68–84], међу којима су и неке анализе обављене са RF напајањем ТП–а [79,85,86]. Већина резултата је представљена као релативни интензитет у односу на време распршивања и није једноставно из тога извући зависност концентрације од дубине, пошто се брзина распршивања и услови ТП–а мењају током дубинског профилисања слојева различитог хемијског састава. Неколико емпиријски заснованих квантификационих шема је развијено за решавање овог проблема [21,76,77,80–84]. Дијагностичка метода Grimm–овог извора АТП–а искоришћена у истраживањима у овој докторској дисертацији, је управо метода оптичке емисионе спектроскопије.

У атомској апсорпционој спектроскопији (енгл. atomic absorption spectroscopy) светлосни сноп са добро дефинисаном таласном дужином се шаље кроз плазму и мери се губитак интензитета након проласка кроз популацију распршених атома. **Атомска флуоресцентна спектроскопија** (енгл. atomic fluorescence spectroscopy) се заснива на побуђивању распршених атома спољним извором зрачења и мерењу накнадно емитованог зрачења. Употребу ТП–а као коморе за атомску апсорпцију први су увели Russell и Walsh 1959. године [87] за директну анализу метала. Њихово запажање да се у комори јавља и атомска флуоресценција на крају је довело до употребе и те аналитичке технике [88]. Током 1960–их и 1970–их година, неколико типова комора за распршивање (тј. коморе са шупљом катодом и коморе са равним електродама) је испитивано за употребу у апсорпционој и флуоресцентној спектроскопији [88–93]. Као примарни извори зрачења за атомску апсорпциону спектроскопију, најчешће се користе модулисана или импулсне лампе са шупљом катодом. Подесиви ласери се користе у посебним случајевима. Модулисана коморе Grimm–овог типа се примењују за вишеелементну анализу због лакоће промене катодне за одабир елемената од интереса [94]. Лампе са шупљом катодом или подесиви ласери се користе као примарни извори зрачења. Због њиховог интензивног зрачења и уског спектралног опсега, ласери дају границе детекције које су много ниже од оних које су се деценијама добијале са атомском апсорпционом и флуоресцентном спектроскопијом. Пријављена је чак и детекција једног атома [95]. Типични услови пражњења за атомску апсорпциону и флуоресцентну спектроскопију су од 4 Torr до 10 Torr, од 60 mA до 200 mA, од 300 V до 800 V [58]. Примене укључују масовну анализу метала и широког спектра легура, као и анализу прахова, непроводника и раствора.

Поред четири горе описане аналитичке методе, које користе ТП у њиховом једноставном облику као спектроскопски извори, ТП се такође могу користити у комбинацији са ласерима, графитним пећима, другим пражњењима или магнетним пољима. Коначно, треба приметити да се ТП у великој мери користе у сврхе нагризања и таложења, а такође и као нова класа ласера [2,5].

2. Области абнормалног тињавог пражњења

У предходном поглављу је наглашено да централни део, експерименталне поставке коришћене у истраживањима која ће бити приказана у овој докторској дисертацији, заузима Grimm-ов извор АТП-а. Такође је предочено да се у таквој конфигурацији и режиму рада извора ТП-а формирају само две јасно уочљиве области пражњења: прикатодна област и област негативног светљења. У складу са тим, у овом поглављу ће бити описане карактеристике споменутих области као и кратак преглед њихових теоријских и експерименталних истраживања.

2.1. Прикатодна област

Прикатодна област АТП-а на ниском притиску (од 3 mbar до 10 mbar) је област релативно мале запремине смештена испред површине катоде. Карактерише је присуство спољашњег електричног поља одређене просторне расподеле. Ова област је место интеракција различитих честица, укључујући и оне емитоване са површине катоде надоласећим позитивним јонима и неутралним честицама које се крећу од области негативног светљења ка површини катоде. Разумевање ових процеса је од суштинског значаја за рад и примену ТП-а. Осим генерисања различитих честица и бројних сударних процеса који се дешавају унутар прикатодне области, ова узана област је главни снабдевач електрона, који су неопходни за сам рад пражњења. Кретање електрона кроз прикатодну област према области негативног светљења и кретање позитивних јона према површини катоде изазивају нееластичне сударе са другим конституентима пражњења (првенствено матричног гаса и распршених честица са површине катоде). Број честичних судара зависи од радних услова ТП-а (притиска, густине струје, састава радног гаса итд.). Површина катоде је крајња мета за позитивне јоне и брзе неутралне честице, генерисане механизмом измене наелектрисања, а после рефлексије неутрализованих позитивних јона и брзих неутралних честица она је извор брзих неутрала, секундарних електрона, фотона и распршеног материјала. Овде помињемо само неколико доминантних елементарних процеса да би се илустровала сложеност прикатодне области, а потпунија листа релевантних процеса може се наћи у неколико уџбеника [2,24,96,97]. Према томе, не може се пренагласити значај истраживања прикатодне области за описивање или моделирање процеса у изворима ТП-а.

Што се тиче радног напона ТП-а, треба напоменути да се већина троши (обично око 90%) у прикатодној области, где се близу површине катоде појављује јако електрично поље (веће од 10 kVcm^{-1}). Према томе, дужина прикатодне области и аксијална расподела јачине електричног поља су важне величине за описивање и моделовања прикатодне области. Појава електричног поља је од пресудног значаја за убрзавање наелектрисаних честица, њихове путање, кинетичке енергије и сударе са другим честицама, као и распршивање материјала катоде. Сви ови поменути процеси су значајни за рад ТП-а и његове примене у области аналитичке спектроскопије, депозиције танких слојева, као и дубинског профилирања и нагризања катодног материјала. Због велике примене извора ТП-а, потпуно је јасна потреба за развојем непертурбујућих дијагностичких метода за мерење расподеле јачине електричног поља у прикатодној области пражњења.

У наставку овог потпоглавља биће дат кратак преглед неких од најрелевантнијих теоријских и експерименталних истраживања прикатодне области.

Прикатодна област је дуго година била најмање истражена област ТП-а, иако се знало да она има кључну улогу у одржавању пражњења, јер је већина истраживања указивало да се пад напона између електрода у највећој мери догађа управо у делу између области негативног светљења и површине катоде.

Дуго су постојала неслагања око разумевања елементарних процеса између електрона, јона, неутралних атома и молекула гаса како у прикатодној области тако и у области

негативног светљења. Little и Von Engel [98] су сматрали да се јонизација највећим делом одвија у прикатодној области, те да јони, који се убрзавају у присутном електричном пољу, потичу из ове области пражњења. Са друге стране, Scherzer [99] је сматрао да сви јони настају у области негативног светљења. Druyvesteyn и Penning [100] су закључили да се код нормалних ТП-а највећи део јонизујућих процеса одвија у прикатодној области, док се код АТП-а већина поменутих процеса одвија у области негативног светљења. Са појавом масене спектрометрије, провера ових претпоставки је у великој мери била могућа.

Да би објаснили резултате својих мерења расподеле јона различитих гасова по енергијама, Davis и Vanderslice [101] су поставили једноставан теоријски модел прикатодне области, који је заснован на процесу измене наелектрисања (енгл. charge-exchange) између убрзаних јона и термализованих неутрала, као доминантном процесу у прикатодној области, одговорном за енергијску расподелу јона по енергијама.

Из различитих теоријских модела изашле су и различите функције расподеле јачине електричног поља, као важне карактеристике прикатодне области одговорне за многе процесе које се у тој области одвијају.

У раду Little-а и Von Engel-а [98], аутори полазе од претпоставке да јачина електричног поља у прикатодној области опада линеарно са повећањем растојања од катоде и сматрају да је то веома добро установљена експериментална чињеница потврђена у до тада свим релевантним експериментима. Расподела јачина електричног поља у прикатодној области дата је изразом:

$$E(x) = E_0 \left(1 - \frac{x}{d_k}\right), \quad (2.1)$$

де је: E_0 —јачина електричног поља уз саму површину катоде, x —растојање од катоде, и d_k —дужина прикатодне области. Све касније теорије заснивају се на моделу прикатодне области који су дали Little и Von Engel [98] и само експлицитно елаборирају претпоставке које су аутори, експлицитно или имплицитно уградили у свој модел.

На пример, модел који су предложили Davis и Vanderslice (DV) [101] указује да се јачина електричног поља у прикатодној области може описати приближно линеарном функцијом растојања x од катоде као:

$$E_x = E(x) = 2 \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right), \quad (2.2)$$

где је: U_L —потенцијал на ивици прикатодне области дужине L и приближно је једнак укупном напону између електрода.

Осамдесетих година прошлог века, Rickards [102] је предложио проширење модела Davis-а и Vanderslice-а, узимајући у обзир различите расподеле потенцијала у прикатодној области пражњења. Ако се електрични потенцијал у општем случају представи степеном функцијом растојања од катоде x :

$$U_x = U_L \left[1 - \left(1 - \frac{x}{L}\right)^m\right],$$

онда се на основу израза за јачину електричног поља:

$$E_x = m \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right)^{m-1}, \quad (2.3)$$

могу разликовати следећи случајеви: (i) за $m=2$ се добија уобичајена апроксимација линеарног електричног поља, коришћена у DV моделу; (ii) за $m=4/3$ модел узима у обзир присуство позитивног просторног наелектрисања у близини катоде; и (iii) за $m=3/2$ узет је у обзир утицај покретљивости јона.

У кратки приказ општих теоријских проучавања прикатодне области ТП треба свакако укључити и модел прикатодне области заснован на решавању једнодимензионалне Boltzmann-ове једначине, који је развио Wronski [103]. Предност овог модела огледа се у

чињеници да омогућава повезивање макроскопских параметара пражњења, притиска p , укупног потенцијала у прикатодној области U_0 , дужине прикатодне области d_k и јачине електричног поља на катоди E_0 , са микроскопским параметрима пражњења, средњим слободним путем λ и функцијом расподеле јона по енергијама, како на свакој позицији у прикатодној области тако и на самој површини катоде.

Посебно треба истаћи итеративни кинетички модел (ИКМ) прикатодне области ТП–а погодан за спектроскопску примену који су недавно развили Спасојевић и сарадници [104–109]. Овај модел успешно је примењен за процену параметара прикатодне области (расподеле јачине електричног поља, дужине прикатодне области, температуре гаса) не само гасног пражњења са микрошупљом катодом (енгл. microhollow glow discharge, MHGD) [104–106] и високонапонског пражњења са шупљом катодом [107], већ и код Grimm–овог АТП–а [108,109], што је од посебне важности за проучавања облика спектралних линија водоника и инертних гасова (аргона и неона, који су непосредан предмет истраживања у овој докторској дисертацији).

Досадашња проучавања облика спектралне линије H_β Balmer–ове серије атома водоника у прикатодној области Grimm–овог АТП–а [108,109] омогућила су не само прецизно мерење расподеле електричног поља побољшањем методе Stark–ове поларизационе спектроскопије, већ и ригорозно тестирање итеративно кинетичког модела. Као илустрацију изузетно доброг слагања између резултата експеримента и предвиђања ИКМ за расподелу јачине електричног поља у прикатодној области видети слику 1.4 у [109]. Овај ефикасни једнодимензионални модел развијен је са намером да се користи као алат експериментатора, којим се може брзо утврдити задовољавајућа слика експеримента на једноставнији начин у поређењу са другим методама као на пример, Монте Карло симулације.

Значај расподеле јачине електричног поља прикатодне области је одавно препознат [2,96], а већ на почетку истраживања ТП–а постојали су покушаји да се експериментално одреди вредност јачине електричног поља са што већом прецизношћу. У раним фазама ових истраживања коришћене су електричне сонде, али пертурбације које сонде стварају у прикатодној области ограничавале су примену ове дијагностичке методе, посебно при већим притисцима када је дебљина прикатодне области око 1 mm.

Побољшање у мерењу јачине електричног поља изведена је посматрањем скретања електронског снопа у прикатодној области [98] под утицајем самог поља. Ову методу је предложио Thomson [110], а први употребио Aston [111,112]. Скретање снопа је пропорционално јачини електричног поља, али за нумеричке релације је веома важна калибрација у познатом униформном пољу.

У новије време, прецизна мерења електричног поља изведена су коришћењем подесивих ласера високе спектралне резолуције за побуђивање атомских врста у прикатодној области до Rydberg–ових стања која у деексцитацији емитују померену таласну дужину у односу на иницијалну таласну дужину ласера. Померање линије је повезано са изабраним Rydberg–овим стањем и његовим DC Stark–овим ефектом, који је пропорционалан са вредношћу јачине електричног поља на посматраном месту у прикатодној области на којем се ласерски зрак фокусира, видети референце [113–117].

Још једна техника, високе спектралне резолуције за мапирање јачине електричног поља у пражњењима са радним гасовима који у себи имају водоник, развијена је на основу Stark–ово цепања енергијских нивоа водоника $2P^{1/2}$ и $2P^{3/2}$, у којима се јонизација постиже UV апсорпцијом трећег фотона који индукује оптогалвански сигнал који се користи за прецизно мерење Stark–овог помака и одређивање јачине електричног поља E дуж прикатодне области [118–121].

Поред горе наведених ласерских техника високе резолуције, за које је потребна софистицирана ласерска опрема и добро обучени истраживачи, коришћена је и стандардна ОЕС за мерења E . Ова техника је заснована на добро познатој Lo Surdo–овој методи посматрања прикатодне области [122] коришћењем CCD (енгл. charge coupled device)

детектора. ОЕС техника није тако осетљива као ласерска, али се лако може проширити на велики број елемената и њихове спектралне линије. Захтева потребну стандардну лабораторијску опрему, а у случају пражњења са траговима водоника, пружа расподелу јачине електричног поља и профиле спектралних линија изузетног квалитета који се може користити за одређивање важних параметара пражњења уз помоћ итеративног кинетичког модела [107,109].

ОЕС техника за E мерења у прикатодној области се најчешће примењују на Balmer–ове линије водоника [8,108,123–126]. Следећи корак у примени ОЕС технике за мапирање јачине поља [9,10,127,128] било је коришћење неколико хелијумових спектралних линије са забрањеним компонентама. Недавна E мерења коришћењем неводоничних Ne I и Ar I спектралних линија проширио је опсег примене ОЕС–а на друге инертне гасове [13,14,129,130]. Треба на овом месту истаћи да горе наведене технике, ласерска и ОЕС, имају заједничка мерења E заснованог на Stark–овом ефекту индукованом електричним пољем у прикатодној области. Стога, нешто више речи о Stark–овом ефекту, као и о мерењима електричног поља у прикатодној области, биће дато у поглављу 3.

2.2. Област негативног светљења

Негативно светљење почиње на месту где поново долази до интензивне екситације атома гаса коју готово у потпуности врше електрони. Чињеница је да из прикатодне области долазе две групе електрона: група брзих, који на путу од катоде нису претрпели нееластичн сударе и група спорих електрона који су изгубили енергију у јонизационим или екситационим сударима. Густина брзих електрона, за уобичајене експерименталне услове код абнормалног тињавог Grimm–овог типа, се процењују на $\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, што је пет редова величине ниже од густине спорих електрона [131].

Због екситације у области негативног светљења (НС) долази до даљег смањивања енергије електрона и при њеном крају долази до интензивне рекомбинације праћене зрачењем рекомбинационог континуума те се густине позитивних и негативних наелектрисања изједначају (макроскопска електронеутралност), због чега је електрично поље слабо. Међутим, на сваки појединачни атом у области негативног светљења може деловати микропоље околних наелектрисаних честица. Ово дејство доводи до ширења и померања спектралних линија. Електричну струју претежно носе електрони. Значајно је да је почетак области негативног светљења генератор јона који одлазе на катоду и обезбеђују продукцију секундарних електрона. Слабо електрично поље условљава смањење усмерене брзине електрона.

Оптичке карактеристике области негативног светљења се објашњавају чињеницом да електрони губе енергију у различитим сударима. Пошто је број електрона у области НС много већи (због умножавања електрона) и пошто поседују погодније енергије за побуђивање, број екситационих судара је много већи. Због тога негативно светљење карактерише јак интензитет светла, чија боја зависи од радног гаса. Када електрони путују кроз област негативног светљења, они губе енергију. На крају, они имају прениску енергију за побуђивање атома гаса, што резултира много нижим интензитетом светлости. Максимални интензитет светлости се стога примећује на почетку и центру негативног сјаја.

Дистрибуција енергије електрона у негативном светљењу је више распоређена према нижим енергијама. Када је област негативног светљења довољно дуга, електрони су мање или више термализовани (Максвелова расподела) на крају овог региона. Међутим, у негативном светљењу аналитичког пражњења, електрони са енергијама у распону од термалних до енергија које одговарају укупном напону пражњења (примарни електрони) и даље могу бити присутни [5].

Електрони велики део енергије губе при екситацији и јонизацији гаса, тако да када уђу у област Фарадејевог тамног простора имају енергију мању од 1 eV и тада могу да побуде само метастабилне атоме. Први је ову теорију дао Rogowski [132], а усвојили су је Weizel,

Rompe и Schön [133]. Они су област светљења сматрали неутралном плазмом кроз коју пролази сноп електрона и извели основне једначине за електронску струју, јонску струју и смањење и повећање броја електрона и јона, које се заједно са Поасоновом једначином могу решити методом сукцесивних апроксимација.

Највише информација које имамо о области НС долази из мерења Langmuir-овим сондама. Сонде се не могу користити у близини границе са прикатодном облашћу, јер су изложене брзом снопу електрона који долазе са катоде. Ако се сонде користе у близини ове границе добијају се аномалне сондне криве повезане са присуством позитивног просторног наелектрисања. Emeleus и Sloan су извршили сондна мерења у области негативног светљења и дали потпунију слику ове области [134].

Поред примене метода Langmuir-ових сонди за проучавање области негативног светљења користе се и спектроскопске методе. Најближе катоди, у најсветлијем делу области негативног светљења спектар се састоји од линија ексцитованих атома и ексцитованих јона. Они настају симултаном ексцитацијом и јонизацијом брзим електронима, који долазе из прикатодне области.

Фотометријска мерења укупне светлости из области негативног светљења у неону показују да се већина ексцитација догађа због брзих електрона, енергије око 25 eV, што је у складу са сондним мерењима. Brewer и Westhaver [135] мерили су дужину области негативног светљења у неколико различитих гасова за различите дужине прикатодне области. Нашли су да је једнака домету електрона измереном у јонизационој комори. Дужина области негативног светљења расте са порастом потенцијала U_c и смањењем притиска.

3. Stark–ов ефекат

Stark–ов ефекат је појава цепања и померања енергијских нивоа атома под дејством електричног поља. Генерално, то електрично поље може да се манифестује као спољашње поље (макропоље), при чему долази до цепања и померања спектралних линија (прикатодна област), или као електрично микропоље (област негативног светљења), при чему се уочава ширење и померање спектралних линија.

Мерење јачине спољашњег електричног поља је могуће само при малим електронским концентрацијама, када је Stark–ово ширење занемарљиво. У супротном, утицај спољашњег електричног поља је потпуно прикривен Stark–овим ширењем линије. Укупан профил спектралне линије представља суперпозицију компоненти (скуп нових линија) које настају преласцима између поцепаних и померених нивоа. У електричном пољу се јављају и оне линије које су ван електричног поља забрањене (енгл. forbidden), јер спољашње пертурбујуће поље доводи до мешања енергијских нивоа, те вероватноће прелаза постају знатно веће.

Stark–ово ширење линија настаје када се емитер налази у електричном пољу које потиче од околних наелектрисања. Како је то електрично поље променљиво од тачке до тачке, укупан утицај пертурбера се манифестује као проширење линије. Микропоље у плазми је функција електронске концентрације, па ће Stark–ова ширина линије бити нека функција те концентрације. Stark–ово ширење се описује двома теоријама. Сударна теорија се заснива на низу краткотрајних, независних интеракција емитера и околних честица у току зрачења. Њоме се добро описују судари са брзим електронима, који имају доминантан утицај на формирање центра линије. Квазистатичка теорија описује пертурбацију у току читавог процеса зрачења. Пертурбујуће поље се мења врло мало—квазистатичко поље. Цепање линије се посматра као резултат Stark–овог ефекта. Ова теорија описује дејство спорих и тешких јона, који имају утицај на формирање крила линије.

Само за водоников атом и водонику сличне јоне, као и за високо ексцитована стања других атома, Stark–ов ефекат је **линеаран**, односно пертурбација је пропорционална јачини електричног поља. Код линеарног ефекта енергијски нивои се симетрично деле у односу на положај нивоа без присуства електричног поља, тако да су спектралне линије симетрично проширене и померене.

Да би се објаснио утицај спољашњег електричног поља на енергијске нивое атома водоника, може се сматрати да је електрично поље $\mathbf{E}$ константно на димензијама атома и да има правац дуж z осе. Хамилтонијан интеракције је описан интеракцијом електричног диполног момента $\mathbf{p} = -e\mathbf{r}$ са спољашњим електричним пољем $\mathbf{E}$:

$$H' = eEz \quad (3.1)$$

где је e —елементарно наелектрисање, z —пројекција вектора $\mathbf{r}$ на правац електричног поља. Претпоставља се да је $\mathbf{E}$ довољно велико да се може занемарити поправка fine структуре. Такође, може се занемарити и утицај промене масе, па се H' посматра као пертурбација за хамилтонијан непертурбовани атом водоника:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (3.2)$$

оператор који представља суму кинетичке и потенцијалне енергије, где први члан описује кретање електрона око језгра док други члан представља електростатичку интеракцију језгра наелектрисања Ze и електрона који се налазе на међусобном растојању r . У изразу 3.2, m_e представља масу електрона, ϵ_0 диелектричну константу вакуума, а $\hbar = h/2\pi$.

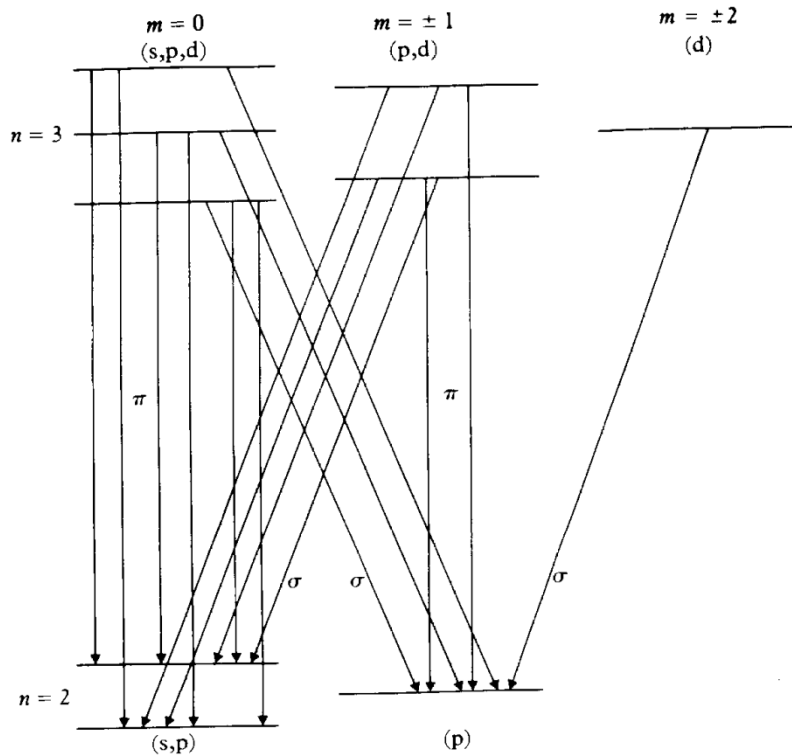
Пошто пертурбација H' не зависи од спина прва поправка енергије атома се може одредити користећи сопствене функције оператора H_0 , тј. средња вредност пертурбације H' се може одредити помоћу функција ψ_{nlm} , које зависе од главног квантног броја n , орбиталног квантног броја l и магнетног квантног броја m .

За прву поправку основног стања атома водоника $n=1$ добија се $\varepsilon_1^{(1)}=0$, а за први побуђени ниво $n=2$ прва поправка енергије је $\varepsilon_2^{(1)} = \pm 3eE \frac{a_0}{Z}$ (где је a_0 Боров радијус), док енергијски расцеп изражен у јединицама таласног броја износи:

$$\Delta\sigma = \pm \frac{3eEa_0}{hcZ} = \pm 12,8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{Z} \right) [\text{cm}^{-1}] \quad (3.3)$$

што нас доводи до закључка да у експерименту треба применити довољно јако електрично поље (реда 10^7 V/m) да би се Stark–ов ефекат уочио.

На слици 3.1 је дат пример цепања енергијских нивоа $n=2$ и $n=3$ атома водоника услед линеарног Stark–овог ефекта, као и могући радијативни прелази између њих (емисиона спектрална линија атома водоника Balmer–ове серије H_α). Ниво $n=3$ се цепа на пет ексвидистантних поднивоа, а ниво $n=2$ на три [136] (слика 3.1). Преласком електрона са једног на други ниво задовољена су селекциона правила дата са $\Delta m=0, \pm 1$ (промена магнетног квантног броја). Прелаз за који је $\Delta m=0$ назива се π –прелаз (π компоненте), док се прелаз описан са $\Delta m=\pm 1$ назива σ –прелаз (σ компоненте).



Слика 3.1. Схема цепања енергијских нивоа $n=2$ и $n=3$ атома водоника услед линеарног Stark–овог ефекта са одговарајућим радијативним π и σ прелазима. Ознаке s, p, d се односе на одговарајуће атомске орбитале. Слика преузета из [136].

Као што се може видети за основно стање атома водоника нема линеарног Stark–овог ефекта, стога се може израчунати члан другог реда из теорије пертурбација, односно израчунати поправка другог реда нивоа ε_1 . Анализирајући квадратични Stark–ов ефекат основног стања атома водоника дошло се до закључка да се енергија основног нивоа смањује и да израчунавање тачне вредности поправке уопште није тривијално, већ да се могу извршити одређене процене најмањих вредности. Слични прорачуни су одрађени и за побуђена стања атома водоника, где квадратични Stark–ов ефекат представља одређену корекцију линеарног Stark–овог ефекта, где су те корекције поприлично мале. На пример, у случају спектралне линије H_α Балмерове серије атома водоника где је сепарација одређених компоненти око 200 cm^{-1} за електрично поље јачине $4 \cdot 10^7$ V/m, одговарајућа корекција (црвени померај) услед квадратичног Stark–овог ефекта износи само 1 cm^{-1} .

Код осталих атома, који представљају вишеелектронске системе, Stark–ов ефекат је **квадратичан**, односно пертурбација је пропорционална са квадратом јачине електричног поља. Код вишеелектронских система енергија интеракције N електрона са координатама (x_i, y_i, z_i) и униформним електричним пољем јачине E чије је правац паралелан са z -осом, може се представити као:

$$H' = e \sum_{i=1}^N E z_i = -ED_z, \quad (3.4)$$

где је D укупни електрични диполни момент атома дефинисан као:

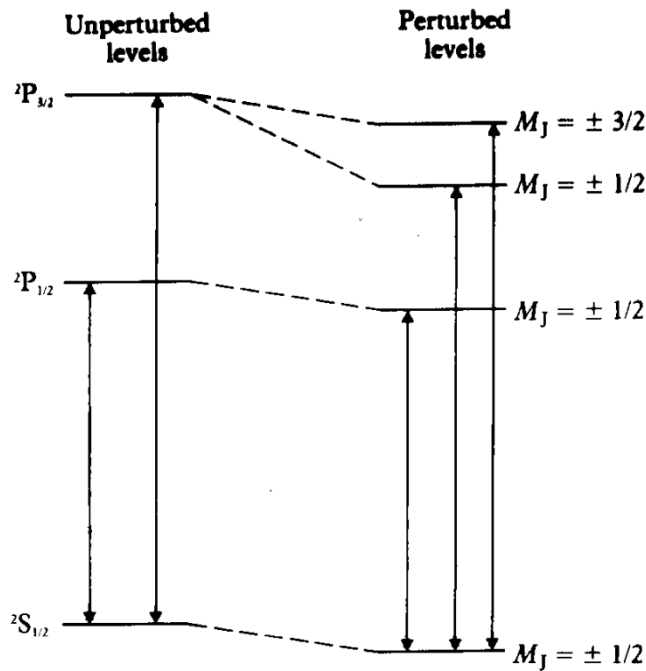
$$D = - \sum_{j=1}^N e r_j, \quad (3.5)$$

а D_z је његова компонента дуж z -осе.

Теоријом другог реда пертурбација, где је претпостављена LS веза¹ (енгл. L - S coupling) добија се корекција енергије:

$$\Delta \varepsilon = E^2 (A + B \cdot M_J^2), \quad (3.6)$$

где величине A и B зависе од одговарајућих квантних бројева L , S и J , оператора укупног орбиталног момента импулса (L), укупног спинског момента импулса (S) као и укупног момента импулса атома (J), респективно. У изразу 3.6 фигурише и вредност пројекције укупног момента импулса M_J на задату z -осу тј. на правац спољашњег примењеног електричног поља.



Слика 3.2. Схема цепања и померања енергијских нивоа D спектралне линије натријума услед квадратичног Stark–овог ефекта са одговарајућим радијативним прелазима. Слика преузета из [136].

¹ LS веза или Raset-Sanders-ова веза је једна од апроксимација везе укупног орбиталног момента импулса и укупног спинског момента код атома који имају више од једног електрона у електронском омотачу. LS веза настаје везивањем укупног орбиталног момента импулса L и укупног угаоног спинског момента импулса S :

$$J = L + S$$

где J представља укупни момент импулса добијен векторским сабирањем предходно поменутих момената импулса. Укупни орбитални и спински момент импулс посматраног атомског система се добијају сабирањем орбиталних момената импулса l_i , односно спинских момената s_i свих електрона у омотачу атома:

$$L = \sum_i l_i, S = \sum_i s_i$$

Када се емитер нађе у електричном пољу долази до цепања и померања енергијских нивоа атома при чему се новонастали ниво пребројавају са $|M_j|$ и прелази електрона са горњих на доње енергијске нивое се врше сагласно са селекционим правилом $\Delta M_j = 0, \pm 1$.

На слици 3.2, као пример, дат је схематски приказ цепања и померања енергијских нивоа D спектралне линије натријума услед квадратичног Stark–овог ефекта, као и могућих радијативних прелаза између њих.

У случају квадратичног Stark–овог ефекта спектралне линије су асиметричне, проширене и померене ка већим таласним дужинама (црвени померај), мада се код неких атомских и јонских линија јављају и помераји ка мањим таласним дужинама (плави померај). Треба напоменути да у присуству електричног поља долази до мешања енергијских нивоа тј. стања и селекционо правило $\Delta l = \pm 1$ (промена орбиталног квантног броја) се нарушава. Линије које су биле забрањене у апроксимацији електричног дипола сада се појављују са незанемарљивим интензитетом, а са растом електронске концентрације долази до пертурбације енергијских нивоа, па расте и растојање између забрањене и дозвољене (енгл. *allowed*) компоненте спектралних линија.

У истраживањима, чији ће резултати бити приказани у овој докторској дисертацији, од посебног значаја је понашање спектралних линија атома хелијума, неона и аргона у прикатодној области Grimm–овог АТП. Када је реч о хелијуму као радном гасу, од велике важности ће бити радови Кураице и сарадника [9,10]. Радови Windholz–а и Jäger–а [137,138], ће бити полазна основа за проучавање утицаја спољашњег електричног поља на атоме неона и аргона, као и мерење Stark–ових помераја њихових спектралних линија. Такође, резултати Ивановића и сарадника [129], као и Васиљевић и сарадника [130], биће од велике користи за истраживања која су централни део ове дисертације.

3.1. Stark–ов ефекат у хелијуму

У последњим деценијама развијен је низ експерименталних метода, заснованих на оптичкој емисионој спектроскопији, за мерење јачине електричног поља у електричним пражњењима. Једна од њих заснована је на поларизационим мерењима Stark–овог цепања и померања спектралних линија атома хелијума и њихових забрањених компоненти. Пошто је метода базирана на квантно–механичким принципима теорије пертурбација за атом хелијума у спољашњем електричном пољу, она је потпуно независна од других параметара пражњења, као што су густине наелектрисаних честица и температуре гаса. Штавише, није зависна ни од испуњења специфичних услова за једначине баланса, као у методама заснованим на колизионо–радијативном моделу [139,140].

Теоријске основе Stark–овог ефекта код атома хелијума се базирају на два гранична случаја: први је везан за претпоставку да су енергијски нивои код атома хелијума недегенерисани, а код другог да су енергијски нивои дегенерисани као код атома водоника. Применом пертурбационе теорије, у првом случају се добија да енергија пертурбације зависи од квадрата јачине пертурбујућег поља (квадратични Stark–ов ефекта), а у другом случају зависи линеарно (линеарни Stark–ов ефекта). Нарушавање дегенерације у првом случају је последица тога што за разлику од атома водоника, код кога се електрон креће у Coulomb–овом пољу, код атома хелијума, присуство другог електрона доводи до нарушавања овог поља и енергија електрона почиње да зависи од орбиталног квантног броја l [141], па се применом пертурбационе теорије за недегенерисана стања долази до квадратичног Stark–овог ефекта.

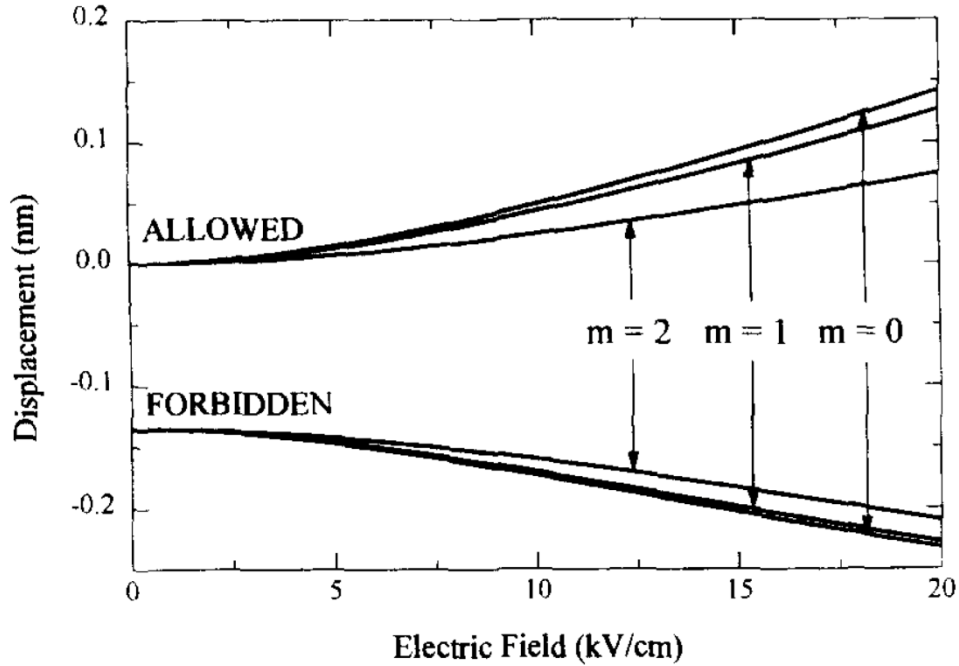
Међутим, за електрон који се налази на енергијским нивоима удаљеним од основног стања може се рећи да се креће у Coulomb–овом пољу које потиче од наелектрисања језгра, али ослабљено (екранирано) наелектрисањем оног другог електрона ближе језгру. Ако се прихвати оваква апроксимација, онда ће одговарајући енергијски нивои бити дегенерисани по l и мора се применити пертурбациона теорија за дегенерисане нивое, што доводи до тога да се код атома хелијума може очекивати линеарни Stark–ов ефекта. Треба нагласити да се оваква апроксимација примењује само у случају једноелектронске екситације тј. да се један од електрона налази у основном стању. Наиме, испоставља се да је енергија атома хелијума код кога су оба електрона у екситованом стању, већа од енергије основног стања јона хелијума и да енергија тих стања лежи у континууму, односно да је за двоелектронско екситовано стање хелијума Oge–ов ефекат (=деекситација+ $\text{He}^+ + e$) вероватнији од радијативне деекситације у везано стање атома хелијума.

Foster је применио теорију пертурбације за више нивое хелијума ($n=4$ и 5) коришћењем ослабљеног Coulomb–овог потенцијала и успешно добио да се код атома хелијума може очекивати линеарни Stark–ов ефекат [142]. Он је израчунао Stark–ове помераје енергијских нивоа неких спектралних линија атома хелијума и добио добро слагање са експерименталним подацима, који су и од раније указивали на линеарни Stark–ов ефекат при већим јачинама електричног поља. Оно што је такође познато, а и произилази из теоријских прорачуна, јесте да се у присуству електричног поља нарушавају нека од селекционих правила, што има за последицу појаву и забрањених линија у спектру [142,143]. Управо је ова појава забрањених линија у спектру искоришћена како би се теоријски прорачун који је пружио Foster, искористио за мерење јачине електричног поља методом оптичке емисионе спектроскопије [141].

Кураица и сарадници су у својим радовима [9,10] развили спектроскопску методу, која је теоријски заснована, експериментално тестирана и примењена за мерење јачине електричног поља у прикатодној области Grimm–овог АТП–а у чистом хелијуму. Метода је заснована на Stark–овој поларизационој спектроскопији, помоћу које се анализира цепање и померање одређених спектралних линија атома хелијума и њихових забрањених компоненти.

Кураица и сарадници су пратили смернице које је дао Foster [142] за израчунавање Stark–ових помераја енергијских нивоа спектралних линија атома хелијума He I 492,193 nm

($2p^1P^0-4d^1D$), He I 447,150 nm ($2p^3P^0-4d^3D$) и He I 402,619 nm ($2p^3P^0-5d^3D$) и њихових забрањених компоненти ($2p^1P^0-4f^1F$), ($2p^3P^0-4f^3F^0$) и ($2p^3P^0-5f^3F^0$), респективно. Рачун је спроведен за вредности јачине електричног поља у интервалу до 20 kV/cm (вредности које се могу очекивати у Grimm-овом пражњењу) и то са кораком од 1 kV/cm. Треба имати у виду да се у теоријским прорачунима занемарио Stark-ов ефекат доњег нивоа $2P$ код поменутих спектралних линија. На слици 3.3 су приказани резултати прорачуна за све горње нивое са различитим магнетним квантним бројевима ($m=0,1,2$), за дозвољене (енгл. allowed) и забрањене (енгл. forbidden) компоненте спектралне линије He I 492,193 nm [9].



Слика 3.3. График зависности Stark-ових помераја нивоа дозвољене линије и њене забрањене компоненте од јачине електричног поља за спектралну линију He I 492,193 nm. Слика преузета из [9].

Да би дошли до функционалне зависности између јачине електричног поља и Stark-ових помераја горњих енергијских нивоа забрањене и дозвољене линије, аутори су након горе поменутих теоријских анализа, извршили спектроскопска посматрања прикатодне области Grimm-овог пражњења у мешавини хелијума и водоника. Наиме, јачина електричног поља на различитим позицијама дуж прикатодне области пражњења независно је одређивана помоћу профила водоничне спектралне линије $H_\beta(\pi)$ [8], а на истим позицијама су мерена растојања између максимума забрањених и дозвољених компоненти профила спектралних линија хелијума, $\Delta\lambda_{AF}$. Треба напоменути да је анализа добијених профила спектралних линија атома хелијума, показала да су компоненте поларизоване у правцу поља (π -компоненте са $\Delta m=0$) осетљивије на промене јачине електричног поља у односу на компоненте поларизоване ортогонално на правац поља (σ -компоненте са $\Delta m=\pm 1$). Према томе, у својим истраживањима Кураица и сарадници су због јаснијих спектра, већег интензитета и једноставнијих мерења, користили π -компоненте спектралних линија хелијума.

Резултати калибрације Stark-ових помераја, односно зависности растојања $\Delta\lambda_{AF}$ и јачине електричног поља за све три линије истовремено, сумирани су на слици 3.4. На слици се јасно може видети да постоји добро слагање између измерених Stark-ових помераја и Foster-ових теоријских предвиђања. У раду [10] за даљу употребу су дати и интерполациони полиноми који важе у области 0–20 kV/cm а који повезују $\Delta\lambda_{AF}$ и јачину електричног поља E : за He I 492,193 nm:

$$\Delta\lambda_{AF} = -1,87(9) \cdot 10^{-5} \cdot E^3 + 8,8(3) \cdot 10^{-4} \cdot E^2 + 1,4(2) \cdot 10^{-3} \cdot E + 0,1316(5), \quad (3.7)$$

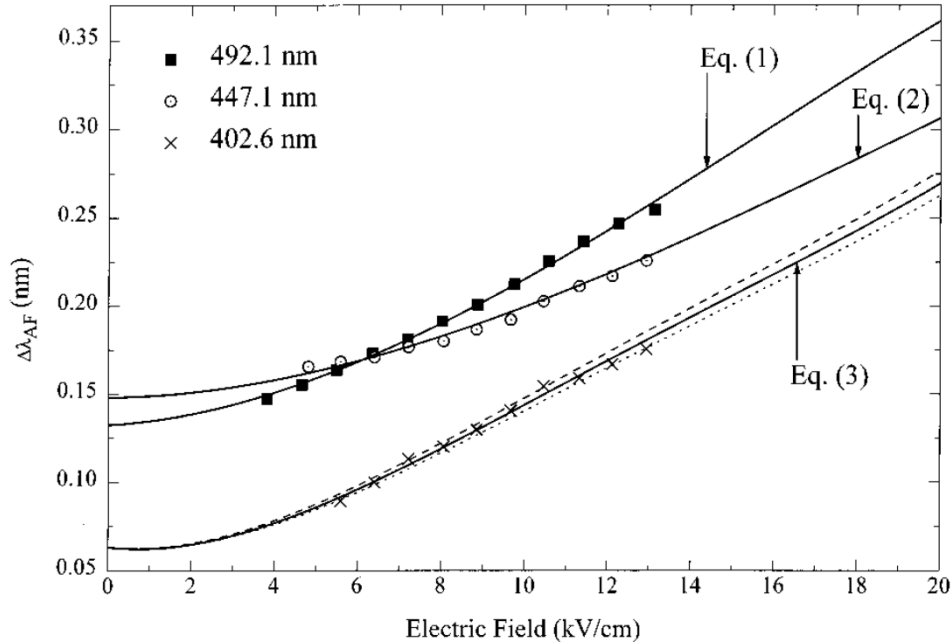
за He I 447,150 nm:

$$\Delta\lambda_{AF} = -1,06(3) \cdot 10^{-5} \cdot E^3 + 5,95(8) \cdot 10^{-4} \cdot E^2 + 2,5(7) \cdot 10^{-3} \cdot E + 0,1479 \quad (2), \quad (3.8)$$

за He I 402,619 nm:

$$\Delta\lambda_{AF} = 1,9(2) \cdot 10^{-6} \cdot E^4 - 9,8(7) \cdot 10^{-5} \cdot E^3 + 1,86(9) \cdot 10^{-3} \cdot E^2 - 2,6(4) \cdot 10^{-3} \cdot E + 0,0638(6), \quad (3.9)$$

где је E јачина електричног поља у kV/cm, док се $\Delta\lambda_{AF}$ у изразима изражава у nm.



Слика 3.4. Експериментална провера теорије линеарног Stark-овог ефекта за све три испитиване спектралне линије. Интерполациони полином четвртог степена теоријски добијених растојања $\Delta\lambda_{AF}$ између π -компоненти дозвољене He I 402,619 nm спектралне линије и њене забрањене линије: прелаз $m=0 \rightarrow m=0$ (испрекидана линија), прелаз $m=1 \rightarrow m=1$ (тачкаста линија) и усредњено растојање за $m=0$ и $m=1$ (израз 3.9 у тексту тј. Eq (3) на слици, пуна линија). За линије He I 492,193 nm и He I 447,150 nm су дате само усредњене вредности (пуне линије, израз 3.7 и 3.8 у тексту тј. Eq (1) и Eq (2) на слици, респективно). Дискретним тачкама су приказани експериментални подаци добијени мерењем $\Delta\lambda_{AF}$ за све три спектралне линије у односу на јачину електричног поља одређеног из π -компоненте H_β спектралне линије у смеши хелијум-водоник. Слика преузета из [10].

Такође, у оквиру испитиваног опсега јачине електричног поља, Stark-ове компоненте, које произилазе из прелаза између поднивоа са магнетним квантним бројевима $m=0$ и $m=1$ дозвољених и забрањених линија било је тешко спектрално разложити (видети податке за He I 402,619 nm на слици 3.4), па је за процену $\Delta\lambda_{AF}$ код прелаза $m=0 \rightarrow m=0$ и $m=1 \rightarrow m=1$, узета средња вредност Stark-овог помераја. Додатно оправдање за усредњавање $\Delta\lambda_{AF}$ аутори су нашли у чињеници да су код прелаза $m=0 \rightarrow m=0$ и $m=1 \rightarrow m=1$, компоненте и дозвољених и забрањених линија приближно истог интензитета [143].

Резултати експерименталних мерења су приказани дискретним тачкама на слици 3.4, на основу чега се закључило да постоји доста добро слагање са теоријским зависностима које предвиђају изрази 3.7–3.9.

У новијим истраживањима проширена је листа испитиваних спектралних линија хелијума које се могу искористити за мерење јачине електричног поља у прикатодној области, види табелу 2 у раду [127]. У том раду је дата зависност мереног Stark-овог помераја између забрањене и дозвољене компоненте $\Delta\lambda_{AF}$ линије хелијума He I 492,193 nm, тако да се вредност поља може одредити директно једначином:

$$E(\text{kV/cm}) = \sqrt{-58,557 + 18,116 \cdot \Delta\lambda_{AF} + 3130,96 \cdot \Delta\lambda_{AF}^2 + 815,6 \cdot \Delta\lambda_{AF}^3}. \quad (3.10)$$

3.2. Stark–ов ефекат у неону

Детаљнији преглед проучавања утицаја спољашњег електричног поља на профиле спектралних линија атома неона до средине седамдестих година прошлог века је дат у [122]. У каснијим истраживањима, облици спектралних линија су посматрани применом оптичке емисионе спектроскопије при вредностима јачине електричног поља већим од 50 kV/cm [138,144,145,146].

Полазну тачку за проучавање профила и Stark–ових помераја спектралних линија неона, битну за истраживања приказана у овој докторској дисертацији, представља рад Jäger–а и Windholz–а [138]. Jäger и Windholz су истраживали 141 прелаз који потичу са 31 горњег нивоа у видљивом делу спектра и при јачинама електричног поља од 50 kV/cm до 1200 kV/cm. Експериментална поставка је слична поставци која је описана у [137], а коју је користио Gebauer [147]. Модификовани светлосни извор састојао се од вертикално оријентисаног канала кроз који протиче хелијум (притисак око 0,1 mbar) и који врши екситацију атома неона у хоризонталном статичком електричном пољу. Помераји Stark–ових компоненти спектралних линија неона су мерени у односу на непомерене спектралне линије снимљене без присуства електричног поља. За одређивање вредности јачина електричног поља дуж канала примењена је метода Stark–овог помераја спектралних линија Balmer–ове серије водоника. Осим ове методе, коришћена је и метода мерења помераја спектралних линија атома хелијума [148].

Након анализе добијених експерименталних података аутори су показали да се, за испитиване спектралне линије, однос између јачине електричног поља и измерених промена таласног броја $\Delta\sigma$ (ознака за промену таласног броја задржана је као у раду Windholz–а [138]) може апроксимирати аналитичким изразом:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2, \quad (3.11)$$

при чему су чланови $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ одређени изразима:

$$\Delta\sigma_1 = (A_1 E^2) / (A_2 - \Delta\sigma_1), \quad (3.12)$$

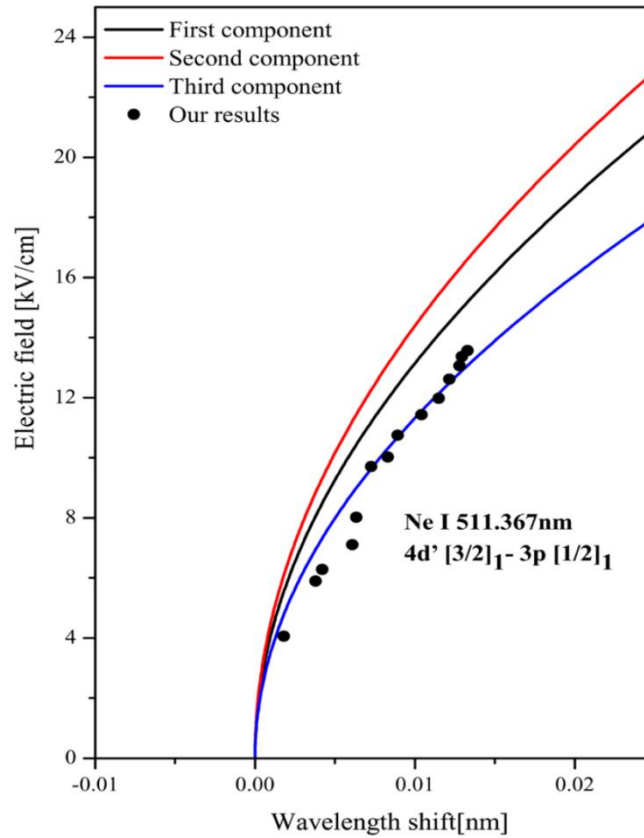
$$\Delta\sigma_2 = A_3 E^2, \quad (3.13)$$

чијом комбинацијом добијамо:

$$\Delta\sigma = A_3 E^2 + \frac{A_2 - \sqrt{A_2^2 - 4A_1 E^2}}{2}, \quad (3.14)$$

где су $\Delta\sigma$, $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ промене таласних бројева нивоа изражене у cm^{-1} , E је јачина електричног поља у kV/cm, а A_1 , A_2 и A_3 су одређени коефицијенти. Ову тврдњу аутори вежу за прилично широк опсег вредности јачине електричног поља.

Како је у раду [138] најмања вредност јачине електричног поља 50 kV/cm при којој су разматрани Stark–ови помераји спектралних линија неона, а максималне вредности јачине електричног поља у Grimm–овим изворима око 20 kV/cm јавила се потреба за додатним истраживањима цепања и померања спектралних линија при нижим вредностима електричног поља. Ивановић и сарадници су представили резултате новијих експерименталних истраживања Stark–ових помераја за седам спектралних линија атома неона (табела 1 у [129]) у прикатодној области Grimm–овог АТП–а са мешавином неона и водоника као радним гасом [129]. Електрично поље (до 13,4 kV/cm) у прикатодној области, је мерено коришћењем π –поларизованог профила водоничне линије H_α , техником Stark–ове поларизационе спектроскопије. Паралелно са мерењем поља, мерени су и Stark–ови помераји спектралних линија атома неона и то помоћу две технике: на позицијама на којима снимљена спектрална линија показује потпуно и јасно спектрално раздвајање између непомерене и померене компоненте профила, мерење Stark–ових помераја се вршило “peak to peak” методом, док су за мале Stark–ове помераје, када компоненте нису јасно спектрално развојене, профили спектралних линија фитовани одговарајућом моделном функцијом [129].



Слика 3.5. Зависност јачине електричног поља од Stark-ових помераја Ne I 511,367 nm спектралне линије. Пуне линије су генерисане криве на основу података из [138], док (црне) тачке представљају експерименталне резултате. Слика преузета из [129].

Резултати за Ne I 511,367 nm спектралну линију добијени на основу описане методе, су прво искоришћени за тестирање аналитичког израза (3.14) произашлог из анализе Stark-ових помераја различитих компоненти при већим јачинама електричног поља [138]. Међутим, иако су Stark-ови помераји у [129] за Ne I 511,367 nm спектралну линију одређени при много нижим јачинама електричног поља, они се добро слажу са предвиђањима аналитичког израза [138] али само за једну Stark-ову компоненту Ne I 511,367 nm линије (слика 3.5), док друге две компоненте у датим експерименталним условима нису детектоване. Закључено је да се аналитички израз (3.14), који даје однос између јачине електричног поља и измерених Stark-ових помераја спектралне линије, може искористити за анализу експерименталних података добијених при мањим вредностима јачине електричног поља.

Резултати мерења Stark-ових помераја за преосталих шест спектралних линија атома неона (које нису биле предмет истраживања у [138]) су приказани на слици 3.6. Подаци за линије које имају заједнички горњи ниво (Ne I 503,135 nm и Ne I 520,390 nm, као и Ne I 507,420 nm и Ne I 515,196 nm) су приказани заједно, јер се понашају слично у присуству спољашњег електричног поља и имају исте Stark-ове помераје (слика 3.6). За преостале две линије, подаци су засебно приказани. При мањим вредностима поља, као што је случај у експерименталном истраживању [129], све Ne I спектралне линије показују квадратични Stark-ов ефекат, што је у складу са аналитичким изразом (3.14), који за мале вредности јачине електричног поља има редуковану форму:

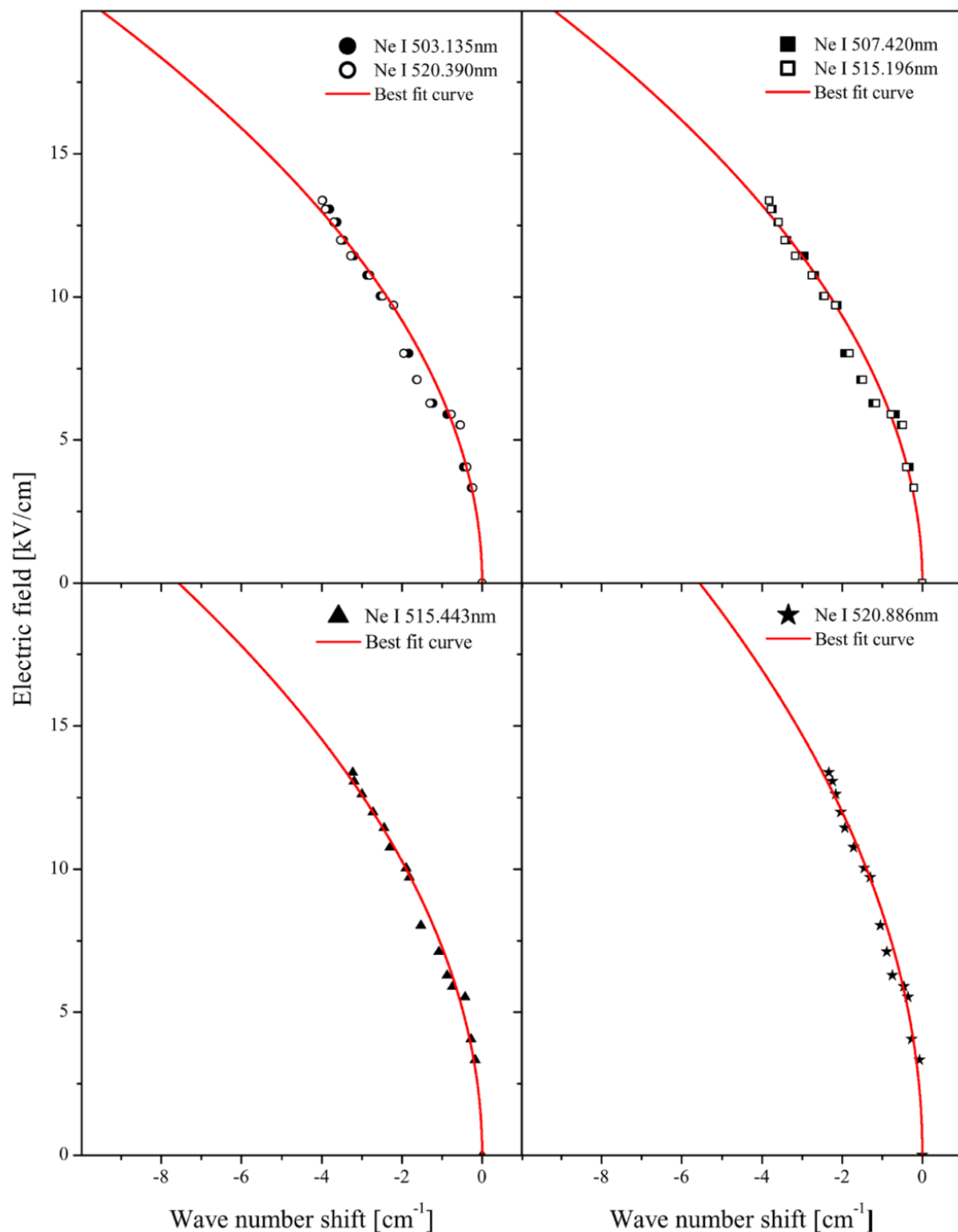
$$\Delta\sigma \approx \left(\frac{A_1}{A_2} + A_3 \right) E^2 = CE^2, \quad (3.15)$$

или еквивалентно

$$\Delta\lambda \approx -\lambda_0^2 CE^2, \quad (3.16)$$

где је λ_0 централна таласна дужина непомерене линије.

Најбољи фитови измерених Stark–ових помераја на основу једноставне квадратне функције су дати пуним црвеним линијама на слици 3.6, а вредности константе C најбољег фита дати су у табели 3 у [129].



Слика 3.6. Измерене јачине електричног поља у односу на Stark–ов померај таласног броја (тачке) за Ne I линије. Пуна (црвене) линија представља фит одговарајућом простом квадратном функцијом (3.15). Слика преузета из [129].

Помоћу просте квадратне формуле, добијени су коефицијенти за шест спектралних линија које до сада нису биле предмет истраживања од стране других аутора. Мерењем Stark–ових помераја поменутих спектралних линија неона могу се извршити мерења јачине електричног поља на брз и једноставан начин и ти резултати ће бити искоришћени у овој докторској дисертацији.

3.3. Stark–ов ефекат у аргону

Цепање и померање енергијских нивоа атома аргона у присуству јаког електричног поља је историјски испитано у више радова, почевши од Minnhagen-a [149] 1949. године, при јачинама електричног поља до 160 kV/cm. Рад је допунио Windholz проучавајући померање и цепање 91 спектралне линије атома аргона, услед Stark–овог ефекта, у опсегу таласних дужина од 410 nm до 680 nm, а при јачинама електричног поља од 100 kV/cm до 700 kV/cm [137]. Линије су раније истраживане за поља јачине до 1100 kV/cm и подаци су дати у [148]. У опсегу од 100 kV/cm до 700 kV/cm, истраживања су још једном потврдила да помераји компоненти спектралних линија, са истим горњим енергијским нивоом, понашају слично у присуству спољашњег електричног поља. Претпоставља се да доњи нивои не мењају своју енергију у оквиру тачности мерења. Зато се померања и цепања спектралних линија тумаче као померања и цепања горњих енергијских нивоа. Windholz је на основу квантно механичких прорачуна понудио аналитички израз, који описује однос између јачине електричног поља и Stark–ових помераја енергијских нивоа, а који има следећу форму:

$$\Delta \bar{\nu}_i = \frac{a_1 E^2}{(a_2 - \Delta \bar{\nu}_i)}, \quad (3.17)$$

где $\Delta \bar{\nu}_i$ означава промену таласног броја нивоа i у јединицама $[\text{cm}^{-1}]$ (ознака за промену таласног броја задржана је као у раду Windholz-a [137]), E се односи на јачину електричног поља у јединицама $[\text{kV/cm}]$, a_1 и a_2 су алгебарски коефицијенти. Осим неколико изузетака, разматрани су само помераји ка мањим вредностима таласног броја, који одговарају тзв. црвеном померају компоненти спектралне линије у домену таласних дужина.

За нивое са црвеним померајем разматрана су три случаја, односно када је:

(i) коефицијент a_1 негативан, а a_2 позитиван–именилац у изразу 3.17 постаје већи са порастом јачине поља, те се апсолутна вредност помераја смањује. Зависност јачине поља од помераја биће мања од квадратне форме; (ii) коефицијент a_1 позитиван, а a_2 негативан–апсолутна вредност имениоца се смањује са порастом јачине поља. Зависност поља од помераја је већа од квадратне форме; и (iii) $|a_1| \gg |\Delta \bar{\nu}_i|$ –зависност јачине електричног поља од помераја је приближно једнака квадратној форми.

Из израза (3.17) не може бити израчунат померај за задату јачину поља без итерације, па се израз трансформише и добија се:

$$\Delta \bar{\nu}_i = \left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1 E^2} \right) / 2. \quad (3.18)$$

Коефицијенти a_1 и a_2 дати су у табели III у [137].

Померање нивоа $5d'$ (3/2) 2, $6d$ (1/2) 1 и $6d$ (1/2) 0, међутим, показује комплексну зависност од јачине електричног поља и представља горе поменуте изузетке. За ове нивое максимални померај се дешава на одређеној јачини електричног поља. Изнад ове вредности померај опада. У овом случају одговарајућа аналитичка функција дата је полиномом:

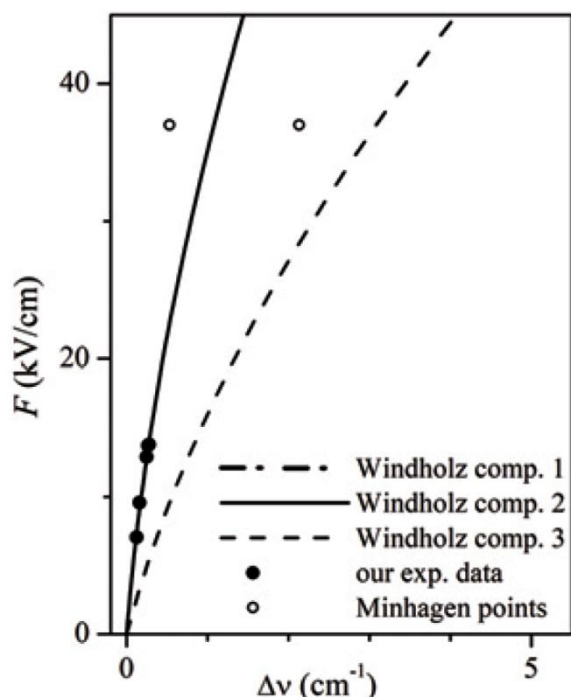
$$\Delta \bar{\nu}_i = A_1 E + A_2 E^2 + A_3 E^3 + \dots \quad (3.19)$$

где је: $\Delta \bar{\nu}_i$ –промена таласног броја нивоа и изражена у (cm^{-1}) , E –јачина електричног поља у јединицама $[\text{kV/cm}]$. Коефицијенти A_k за ова три нивоа се налазе у Табели IV у [137].

Горе наведени резултати, нису дали довољно јасну слику понашања спектралних линија аргона при нижим вредностима електричног поља карактеристичним за Grimm–ово АТП. Мајсторовић и сарадници [13] детектовали су Stark–ов ефекат код спектралних линија аргона Ar I 518,750 nm и Ar I 522,127 nm снимљених у прикатодој области АТП–а Grimm–овог типа. Линија Ar I 518,750 nm у том моменту није искоришћена за мерење расподеле електричног поља, али су детектовани мали Stark–ови помераји потврдили да линија има помераје ка већим таласним бројевима, односно ка мањим таласним дужинама (плави помак). Код спектралне линије Ar I 522,127 nm је детектована једна компонента која има

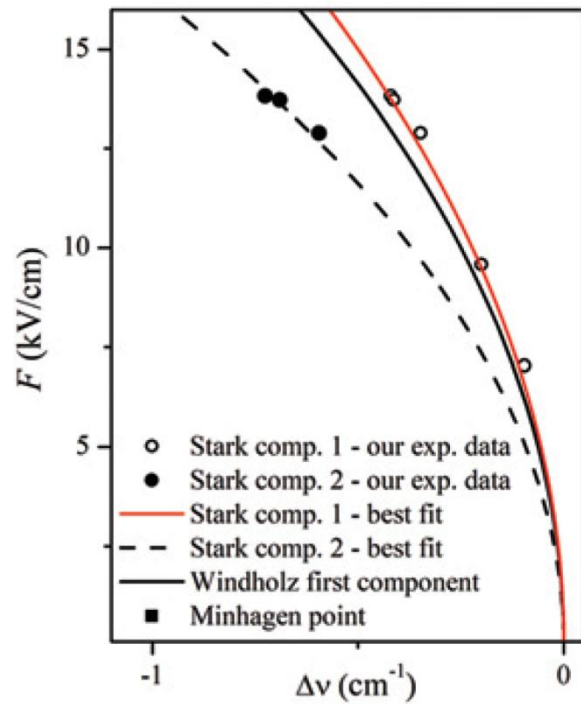
нешто веће Stark–ове помераје и коришћењем једначине 3.18 са одговарајућим коефицијентима a_1 и a_2 добијена је расподела електричног поља у прикатодној области са грешком од 15%.

Детаљнија анализа ових спектралних линија урађена је у раду Васиљевић и сарадници [130]. Код линије аргона Ar I 518,750 nm, детектована је једна компонента чији су Stark–ови помераји мерени уз помоћ одговарајуће моделне функције. На истим позицијама у прикатодној области где су снимани и профили спектралне линије аргона Ar I 518,750 nm, снимани су и профили спектралне линије водоника H_β , који су коришћени за мерење јачине електричног поља. Добијени парови Stark–ових помераја и јачина електричног поља су затим поређени са резултатима које је дао Windholz [137] за три компоненте спектралне линије аргона Ar I 518,750 nm који су добијени уз помоћ једначине (3.19) и одговарајућих коефицијената A_1 , A_2 и A_3 (слика 3.7). На крају треба указати на добро слагање мерења које су урадили Васиљевић и сарадници са другом компонентом генерисаном на основу резултата Windholz [137].



Слика 3.7. Зависности јачина електричног поља од Stark–ових помераја за линију Ar I 518,775 nm. Пуни кругови представљају експерименталне резултате добијене у истраживањима Васиљевић и сарадника. Пуне, испрекидане и цртица–тачка криве су генерисане на основу Windholz–ових податка [136], док празни кругови одговарају Minnhagen–овим вредностима наведеним у [149]. Слика преузета из [130].

Код Ar I 522,127 nm спектралне линије успешно су детектоване обе Stark–ове компоненте и коришћењем одговарајуће моделне функције добијени су помераји за обе компоненте. Профил спектралне линије водоника H_β је и у овом случају искоришћен за мерење јачине електричног поља. На слици 3.8 је приказано поређење резултата које су добили Васиљевић и сарадници са резултатима које је добио Windholz [137].



Слика 3.8. Јачина електричног поља F приказана у зависности од Stark-ових помераја таласног броја $\Delta\nu$ за линију Ar I 522,127 nm. Експериментални резултати приказани су празним круговима за прву Stark-ову компоненту и пуним круговима за другу компоненту. Пуном црвеном линијом је дат фит квадратном функцијом експерименталних података за прву компоненту, док је за другу компоненту фит истом функцијом приказан испрекиданом линијом. Пуна црна крива је генерисана помоћу Windholz-ових податка [137] за прву Stark-ову компоненту. Слика преузета из [130].

Експериментални подаци које су измерили Васиљевић и сарадници су за прву компоненту приказани шупљим тачкама, док за другу су приказани пуним тачкама. Са пуном црном линијом су приказани генерисани резултати који су добијени уз помоћ једначине (3.18) и одговарајућих коефицијената из [137]. Примећује се одступање код прве компоненте, док у случају друге компоненте није ни извршено поређење. На крају су експериментални подаци које су измерили Васиљевић и сарадници фитовани Windholz-овом функцијом редукованом за мале вредности електричног поља која добија форму једноставне квадратичне функције:

$$\Delta\nu_i = \frac{a_1}{a_2} E^2 = CE^2. \quad (3.20)$$

За обе компоненте Ar I 522,127 nm линије, добијени коефицијенти фита квадратном функцијом (црвена пуна и испрекидана линија на слици 3.8) приказани су у табели 1 у [130] и могу се искористити за мерење нижих вредности јачине електричног поља (до 15 kV/cm) са несигурношћу мањом од 5%.

4. Опис експеримента

Као што је приказано у поглављу 1, извори ТП-а се често користе у аналитичкој спектроскопији за потребе оптичке емисионе, апсорпционе, флуоресцентне и масене спектроскопије. Нашу пажњу је привукао Grimm-ов извор АТП-а који се карактерише интензивним распршивањем катодног материјала [150], релативно високим електронским концентрацијама ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) [6] и електронским температурама (око 0,6 eV), и као такав се најчешће користи за анализу чврстих узорака.

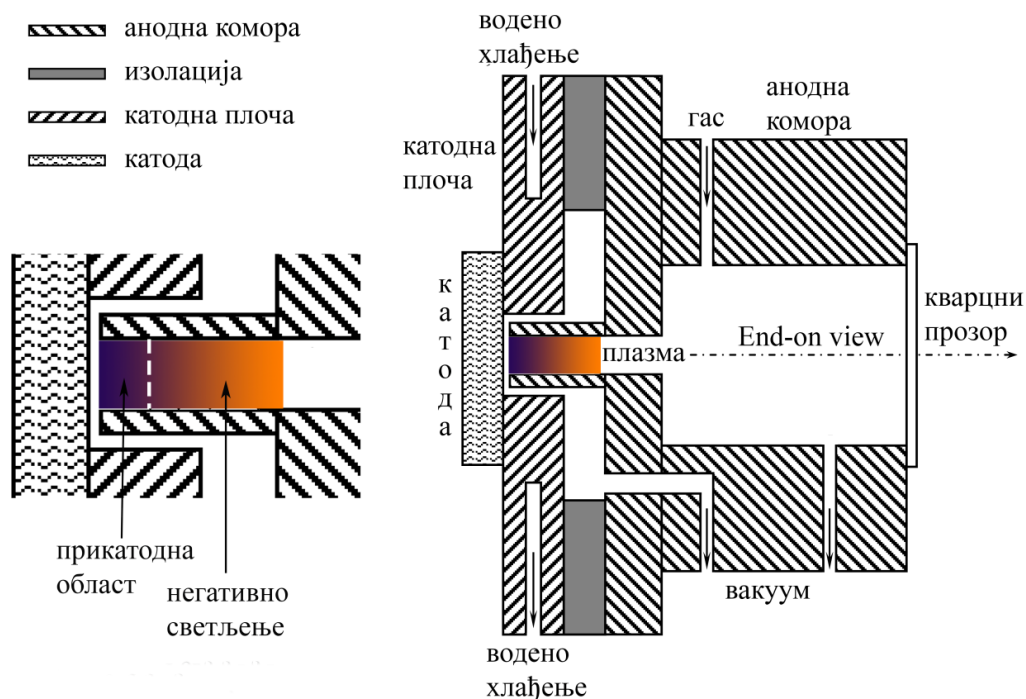
У овој докторској дисертацији коришћена су два извора ТП-а Grimm-овог типа: стандардни извор заснован на оригиналном Grimm-овом дизајну [3,4] и модификовани извор конструисан у Лабораторији за спектроскопију електричних гасних пражњења Физичког факултета у Београду, по угледу на решење које су предложили Ferreira и сарадници [6], а унапредили Кураица и сарадници [7–10]. Детаљнији опис коришћених извора пражњења, оптичког и детекционог система, као и осталих делова експерименталне поставке, приказан је у наредним потпоглављима.

4.1. Grimm-ов извор абнормалног тињавог пражњења

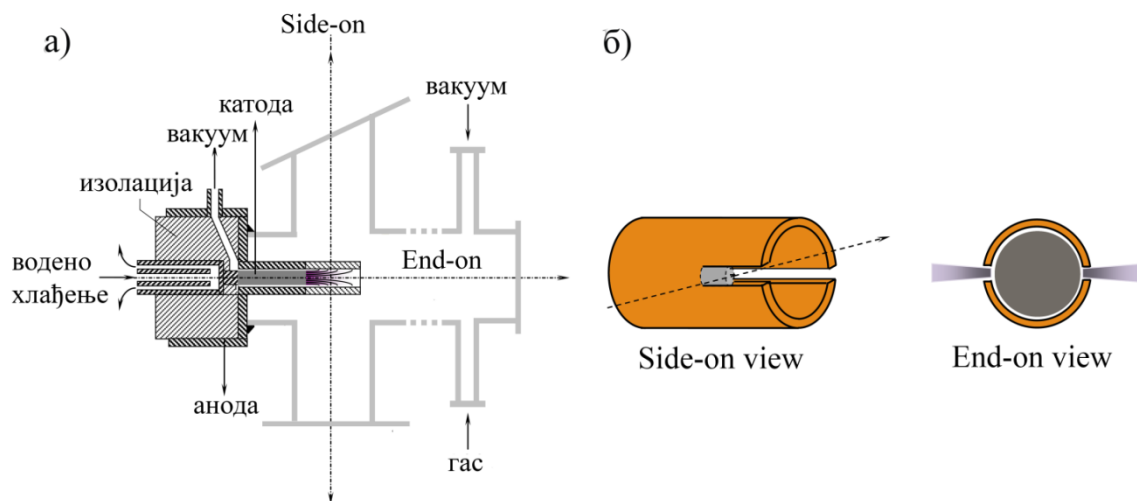
Централни део **стандардног аналитичког Grimm-овог извора ТП-а** (слика 4.1), је шупља месингана анодна комора, која је на једном крају затворена кварцним прозором, који пружа могућност за оптичка посматрања. На анодној комори се налазе три отвора – један за довод гаса и два за диференцијално пумпање механичком вакуум пумпом. Шупља анода унутрашњег пречника 8 mm уметнута је централно у анодну комору и окренута је према равној катоди (узорку) на растојању од 0,2 mm. Водом хлађена катодна плоча одвојена је од анодне коморе кружним изолатором. Пражњење се успоставља у шупљој аноди и оптичка посматрања су омогућена кроз кварцни прозор у правцу осе пражњења, односно са краја пражњења, а нормално на површину катодне (енгл. end-on). Недостатак извора пражњења који је предложио Grimm је немогућност посматрања пражњења нормално на правац електричног поља, што онемогућава мерење параметара плазме у областима испред катодне. Стога је предложено више модификација геометрије извора које омогућавају посматрања прикатодне области Grimm-овог пражњења, а самим тим и потпуније разумевање појава и процеса који се одвијају у овој области пражњења.

Модификовани Grimm-ов извор, приказан на слици 4.2, направљен је у лабораторији према конструкцији коју су предложили Ferreira и сарадници, а унапредили Кураица и сарадници. Модификација има за циљ да омогући оптичка посматрања не само са краја пражњења (енгл. end-on), већ и са стране, нормално на осу пражњења и паралелно са површином катодне (енгл. side-on), што такође отвара могућност разлучивања емисије светлости из прикатодне области од оне која потиче из области негативног светљења. Изменљиви узорак катодне дужине 18 mm и пречника 7,4 mm, монтира се на држач катодне хлађен водом и делимично се убацује у шупљу аноду, задржавајући мало међуелектродно растојање. Радна запремина се испумпава истовремено са чеоне и са задње стране катодне, због чега су у тефлонској изолацији начињени одговарајући канали. Управо овакво вакуумирање и однос протока гаса, који се регулише помоћу игличастог вентила, има пресудан значај за стабилан рад пражњења. Шупља анода је дуга 30 mm са унутрашњим пречником од 8 mm, на којој се налазе два паралелна уздужна прореа дужине 16 mm и ширине 1,5 mm (слика 4.2). На овај начин, кроз отворе у телу аноде, пражњење се може посматрати бочно, тј. са стране, чиме се омогућава оптички приступ различитим областима дуж осе пражњења, а самим тим и примену Lo Surdo-ове методе [122] за испитивање јачине спољашњег електричног поља. У овом модификованом дизајну, омогућено је бочно посматрање дуж осе пражњења у финим корацима, али то има цену: део пражњења неизбежно пролази кроз уздужни анодни прорез у спољашњу област (област нултог поља;

$E=0$) (Сл. 4.2 б). У мерењима расподеле јачине електричног поља, пробијање пражњења у област нултог поља доприноси спектру као непомерена спектрална линија. Колико год то могао бити недостатак дизајна у неким мерењима, постојање непомерене линије нултог поља омогућава ефикасно мерење Stark-ових помераја у прикатодној области, као растојање између померене компоненте у односу на постојећу непомерену линију.



Слика 4.1. Схема стандардног аналитичког Grimm-овог извора абнормалног тињавог пражњења.



Слика 4.2. (а) Схема модификованог Grimm-овог извора; (б) оптички правци посматрања.

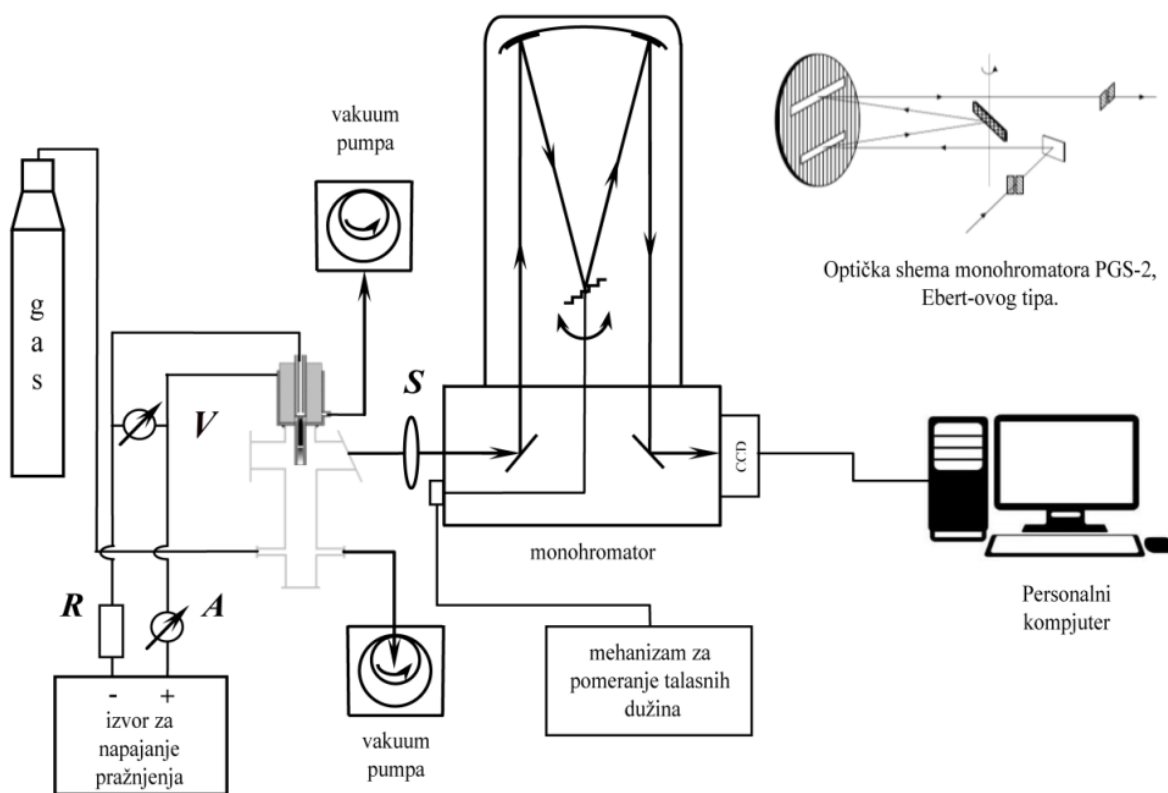
Осим разлике у два извора пражњења, преостала експериментална поставка је иста. За вакуумирање је коришћена двостепена механичка вакуум пумпа (Alcatel; Adixen ACT 600TH; S/N: AV070070A) са зеолитним трапом за спречавање продирања уљаних пара у комору пражњења. Увођење гаса у цев за пражњење је регулисано протокомером, а за мерење притиска у цев коришћен је капацитивни мерач притиска (Pfeiffer Vacuum D-35614 Asslar; Тур: CMR 263(2007/03)). Напајање пражњења вршено је помоћу струјно стабилсаног извора једносмерног напона (Satek, од 0 до 2 kV, од 0 до 100 mA) лабораторијске израде (пројектовао и израдио Саво Текић, Физички факултет). У катодну грану кола, серијски је

везан баластни отпор од 5 k Ω . Током рада анода је додатно хлађена монофазним вентилатором (110 mm, 220 V/13 W) постављеним паралелно са извором пражњења.

У конкретним условима експеримента чији се резултати саопштавају у овој докторској дисертацији, мерења су вршена у пражњењу са гасом у протоку од 5 l/min (мерено на стандардном притиску и температури) и то на притисцима од 3 mbar до 10 mbar у: чистом хелијуму (99,999% чистоће), чистом неону (99,999% чистоће), у мешавини неона и водоника (99,2%Ne : 0,8%H₂) и чистом аргону (99,999% чистоће). Мерења су извршена са катодама од гвожђа (Fe), бакра (Cu), волфрама (W) и титанијума (Ti).

4.2. Оптички и детекциони систем

У овој докторској дисертацији ће бити приказани резултати дијагностике Grimm–овог извора абнормалног тињавог пражњења која је урађена методом ОЕС. Принципијална блок–схема експеримента је приказана на слици 4.3.



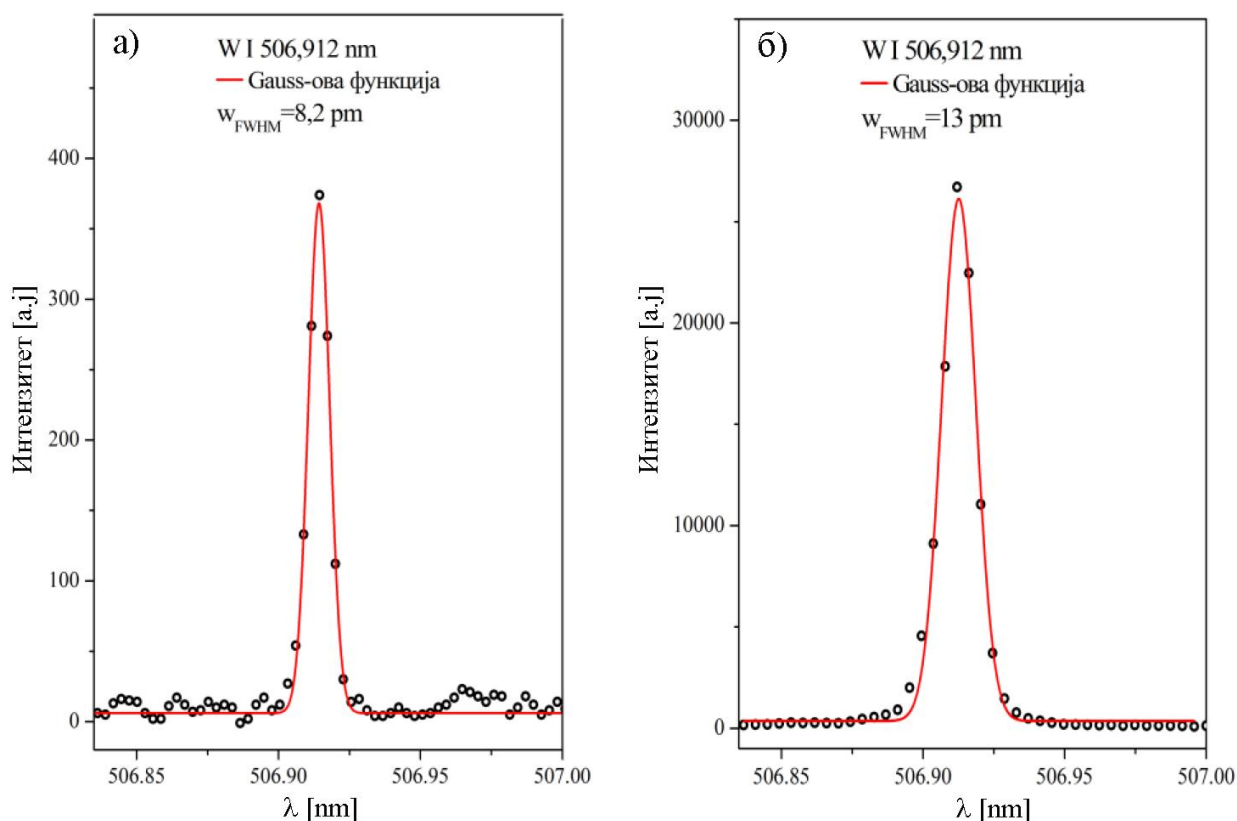
Слика 4.3. Принципијална блок–схема експеримента. *U*–волтметар, *A*–амперметар, *R*–баластни отпор, *S*–сочиво, *CCD*–детектор. Слика преузета из [151].

Спектроскопска мерења са оба поменута извора (потпоглавље 4.1) су вршена прикупљањем зрачења, које потиче из пражњења, помоћу ахроматског сочива (жижна даљина $f=75,8$ mm) фокусирана са јединичним увећањем на улазну пукотину (2 mm висине и 20 μ m ширине) монохроматора Carl Zeiss Jena PGS–2. PGS–2 је монохроматор Ebert–овог типа (оптичка шема је приказана у горњем десном углу слике 4.3) са оптичким путем дужине 2 m и дифракционом решетком од 651 зареза/mm, која је центрирана (енгл. blaze) на таласној дужини 1050 nm. Вредност реципрочне дисперзије у првом и другом дифракционом реду износи 0,74 nm/mm, односно 0,37 nm/mm. Спектралне линије које су биле од интереса у истраживању, потичу из другог дифракционог реда. Подешавање опсега таласних дужина на монохроматору врши се ручно. Да би се спречило продирање спектралних линија из других

дифракционих редова, између сочива и монохроматора поставља се селекциони оптички филтер, који пропушта зрачење у опсегу од 400 nm до 700 nm.

За детекцију сигнала са излаза спектрометра коришћена су два CCD (енгл. Charge Coupled Device) детектора. За нека side-on мерења, где је било потребе за већом спектралном резолуцијом, коришћен је линијски CCD детектор (Toshiba 1304, 29,1 mm, 3648x1 пиксела, ширина пиксела 8 μm). Сва посматрања спектра са овим детектором су извршена са инструменталним профилем који је описан Gauss-овом функцијом (слика 4.4a), чија процењена ширина на половини максимума (FWHM) износи $w_{FWHM}=8,2 \text{ nm}$, у другом дифракционом реду.

Када је била неопходна већа детекциона осетљивост због карактеристичних спектра из прикатодне области ниског интензитета, коришћена је термоелектрична хлађена Hamamatsu CCD камера ($T = -10^\circ\text{C}$, 2068x512 пиксела, величина пиксела 12 μm , серија S10140/10141), чија процењена ширина на половини максимума (FWHM) износи $w_{FWHM}=13 \text{ nm}$ у другом дифракционом реду (слика 4.4б), која се покреће у *line binning* режиму. Прикупљање и бележење података омогућава рачунар са наменским програмским пакетима. У поглављима у којима ће бити презентовани резултати, код сваког приказаног спектра биће наглашено којим детектором је извршена детекција сигнала.



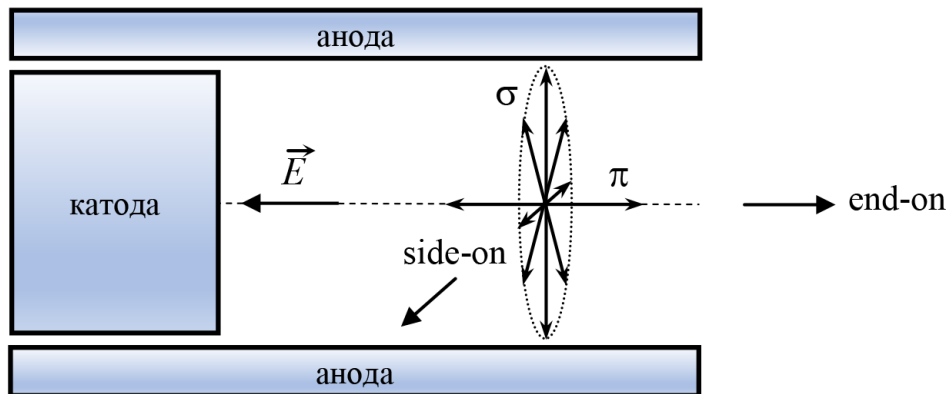
Слика 4.4. W I 506,912 nm спектрална линија искоришћена за мерење инструменталне полуширине, снимљена при истим експерименталним условима са: а) линијским CCD детектором и б) Hamamatsu CCD камером.

Као што је и споменуто, приликом мерења аксијалне расподеле електричног поља, спектрална снимања су вршена са стране, од површине катоде према области негативног светљења, померањем прореза (кроз који се посматра пражњење) у корацима од 1/16 mm, помоћу механичког померача.

За раздвајање Stark-ових π и σ компоненти (о којима ће више речи бити у поглављу са резултатима) коришћен је пластични поларизатор, који се поставља на оптичком путу између извора пражњења и улазне пукотине монохроматора. Избор π или σ поларизованог профила спектралне линије је спроведен оријентацијом осе поларизатора паралелно са или нормално

на осу пражњења, односно правца спољашњег електричног поља у прикатодној области. Под π поларизацијом се сматра компонента светлости чији електрични вектор линеарно поларизован дуж правца спољашњег електричног поља (као и оса пражњења), а под σ поларизацијом компонента светлости чији је електрични вектор кружно поларизован у равни која је нормална на правац спољашњег електричног поља (паралелно на површину катоде).

На слици 4.5 приказан је увећан централни део модификованог Grimm-овог извора пражњења и схеме π и σ поларизације светлости. У side-on снимцима, ротацијом осе поларизатора за 90° , бира се π или σ поларизација. Сва end-on снимања су обављена без поларизатора, с обзиром да се из овог правца може детектовати само σ -поларизована светлост, и уметање поларизатора би довело до непотребног губитка интензитета.



Слика 4.5. Централни део модификованог Grimm-овог извора пражњења и схеме π и σ поларизације светлости.

5. Резултати и дискусија

Стандардни Grimm–ов извор ТП–а представља основни дизајн за многе комерцијалне емисионе инструменте који се користе у аналитичке сврхе, како у индустрији тако и у лабораторијским истраживањима. Сазнања о могућим применама додатно мотивишу да се са становишта оптичке емисионе спектроскопије истраживања наставе и да се пружи допринос дијагностици елементараних процеса и карактеристика Grimm–овог извора ТП–а.

Због све шире примене оптичке емисионе спектроскопије, као методе за квалитативне и квантитативне анализе металних и неметалних узорака, јавила се потреба за поузданом каталогизацијом таласних дужина спектралних линија аргона и неона, који се највише користе као радни гасови у аналитичким изворима ТП–а. У оквиру пројекта GLADNET (FP6, Marie Curie, #03459) започета су мерења таласних дужина и интензитета спектралних линија из стандардног Grimm–овог извора пражњења ради поређења са одговарајућим подацима добијених из других извора зрачења [11]. За ова мерења коришћено је неколико инструмената. Један од њих је FT (енгл. Fourier transform) спектрометар који има велику спектралну резолуцију и светлосну моћ. Као извор пражњења коришћен је стандардни Grimm–ов извор са аргоном или неоном као радним гасовима. Као што је већ споменуто, код стандардног Grimm–овог извора пражњења, спектроскопска снимања се могу вршити само са краја извора пражњења, нормално на површину катоде, чиме се прикупља зрачење из свих области пражњења (прикатодне области и негативног светљења) и на тај начин се формира интегрална слика пражњења (слика 4.2 у поглављу 4). Таквим спектроскопским посматрањем уочено је да неке спектралне линије аргона Ar I и неона Ne I имају спектралну ширину на половини максимума 4 до 5 пута већу од оне која је карактеристична за инструментални профил. Поред ширења ових линија детектован је и црвени померај, а код неких спектралних линија уочена је таласаста структура на црвеном крилу [12,152].

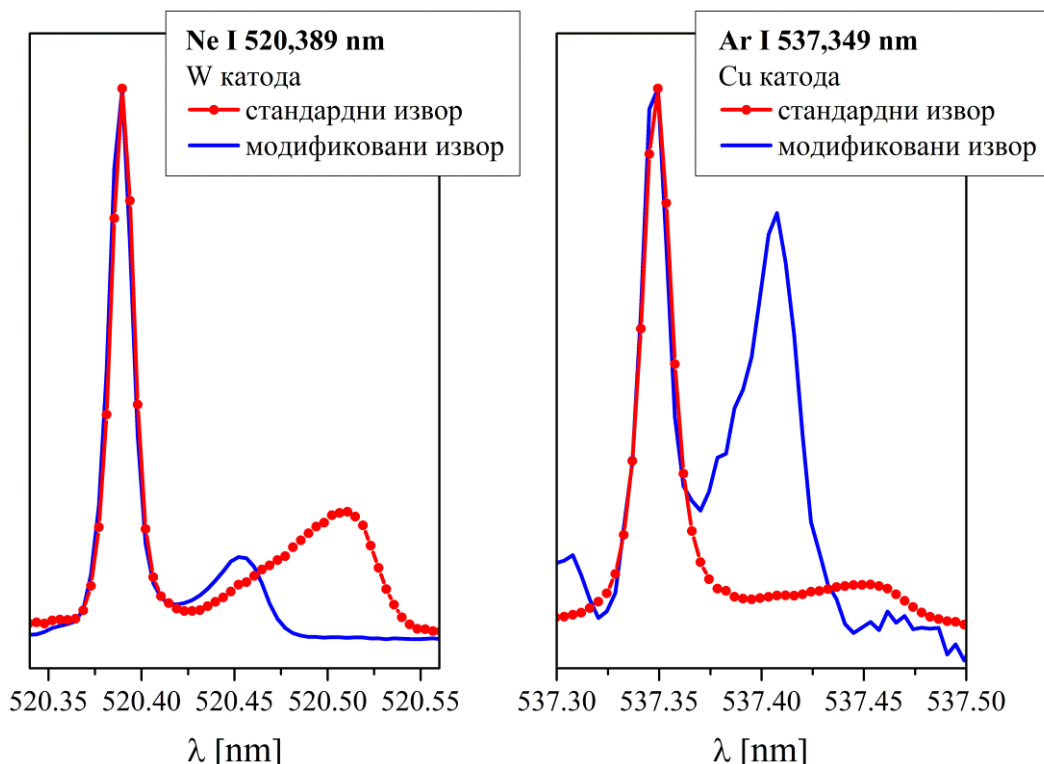
Истраживања која су уследила у Лабораторији за спектроскопију електричних гасних пражњења, Физичког факултета Универзитета у Београду, показала су да овако формирани профили спектралних линија неона и аргона настају као последица утицаја Stark–овог ефекта микропоља у области негативног светљења и Stark–овог ефекта макропоља у прикатодној области [13,14]. Сви уочени феномени који се односе на облике спектралних линија добијених из стандардног Grimm–овог извора ТП–а квантитативно су повезани са DC Stark–овим ефектом макропоља у прикатодној области и Stark–овим ефектом микропоља у области негативног светљења. Поред тога, треба напоменути да су помераји и карактеристичне таласасте структуре на крилима, детектовани у смеру DC Stark–овог померања таласних дужина, што је у складу са предходним закључцима.

Пре истраживања описаних у овој дисертацији аутори су се задовољили феноменолошким објашњењем постојања таласасте структуре и није превише пажње посвећено квалитативној анализи профила добијених спектроскопским посматрањем са краја Grimm–овог извора пражњења. Поставља се, међутим, питање: да ли се таквим спектроскопским посматрањем могу проценити неки од параметара прикатодне области стандардног Grimm–овог извора пражњења? Другим речима, да ли је методама оптичке емисионе спектроскопије могуће проценити шта се одвија „иза“ бљештаве области негативног светљења? Одговор на ово питање би дао увид у важне параметре прикатодне области који су до сада били недоступни у конвенционалној end–on спектроскопији стандардних извора Grimm–овог типа. Пружање одговора на постављено питање је заправо основна мотивација и циљ истраживања у овој докторској дисертацији.

Како би истражили проширења и померања Ne I и Ar I спектралних линија, потребно је извршити појединачна и независна истраживања свих области пражњења (прикатодне области и негативног светљења). У складу са тим, експериментална истраживања су, поред стандардног Grimm–овог извора, спроведена и са модификованим извором пражњења (детаљније у потпоглављу 4.1), код кога паралелан уздужни прорез на шупљој аноди

омогућава да се пражњење може посматрати бочно, тј. са стране, чиме се омогућава оптички приступ различитим областима пражњења.

Да би се оправдала одлука о промени извора пражњења и поставила сцена за даља разматрања, прво су упоређени профили спектралних линија снимљених са краја два извора пражњења: стандардног и модификованог Grimm–овог извора. Као пример, на слици 5.1 су приказани типични спектри испитиваних Ne I 520,389 nm и Ar I 537,349 nm спектралних линија. Може се приметити да су карактеристична проширења и померања од централне непомерене линије ка већим таласним дужинама заједничка за оба извора, али да ипак зависе од геометрије пражњења и експерименталних услова. Ово омогућава да се анализе ограниче само на модификовани извор, под претпоставком да се изведени закључци односе и на стандардни Grimm–овог извора са опцијом спектроскопског посматрања само са краја пражњења.



Слика 5.1 Профили спектралних линија Ne I 520,389 nm и Ar I 537,349 nm снимљени са краја пражњења у стандардном и модификованом Grimm–овом извору пражњења.

У складу са тим, у наредним поглављима биће приказани резултати серије оптичких мерења забележених у модификованом Grimm–овом извору пражњења и то са два оптичка правца (слика 4.2б):

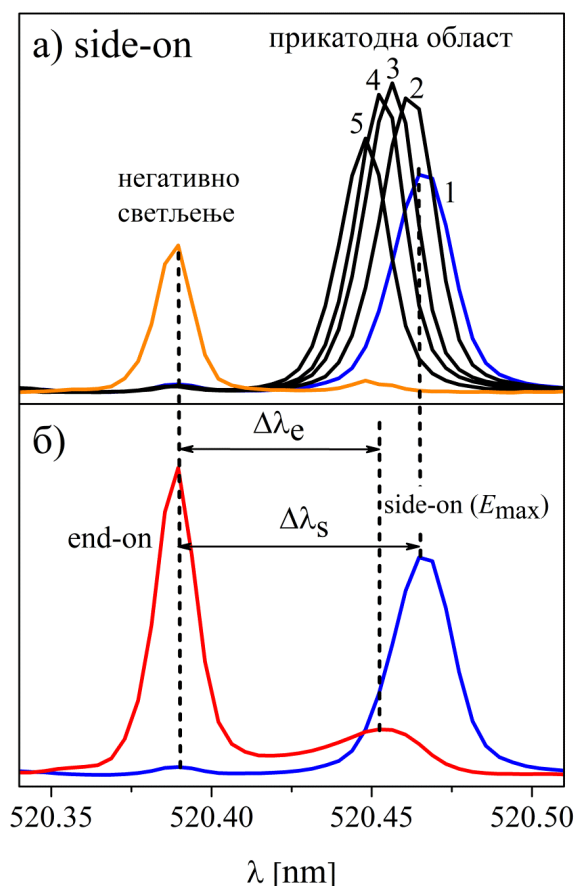
- i) са краја пражњења, нормално на површину катоде, а паралелно са осом пражњења и
- ii) са стране пражњења, паралелно са површином катоде, а нормално на осу пражњења.

Прва истраживања су урађена у неону и аргону као радним гасовима који се највише користе у изворима пражњења за аналитичке методе анализе узорака, а затим су истраживања проширена и на пражњење у чистом хелијуму. У наредним поглављима биће детаљно приказани резултати добијени у сва три гаса, појединачно.

5.1. Процена максималне јачине електричног поља у прикатодној области стандардног Grimm-овог тињавог пражњења у чистом неону

У овом одељку су представљени резултати шест испитиваних спектралних линија атома неона Ne I (табела 5.1 у наставку). За та истраживања су од великог значаја резултати Ивановића и сарадника [129], који се тичу мерења просторне расподеле јачине електричног поља у прикатодној области Grimm-овог АТП-а коришћењем искључиво неполаризованих side-on профила поменутих спектралних линија. Наиме, за сваку од ових спектралних линија, добијен је специфични коефицијент C , који корелише Stark-ове помераје $\Delta\lambda$, измерене посматрањем профила спектралних линија са стране и јачину електричног поља E , према једноставној квадратној једначини 3.16 (поглавље 3). Ови резултати биће искоришћени за процену јачине електричног поља у прикатодној области, на основу мерења Stark-ових помераја.

Типични профили спектралне линије Ne I 520,389 nm добијени снимањем са стране у прикатодној области, приказани су на слици 5.2a. Приказани профили добијени су на пет различитих позиција у прикатодној области, почевши од профила са највећим Stark-овим померајем (што одговара најјачем електричном пољу) у близини површине катоде. Профили спектралне линије Ne I 520,389 nm се састоје из две компоненте. Прва компонента се налази на непомерној таласној дужини (непомерена компонента) и настаје као последица делимичног проласка пражњења кроз анодни прорез тј. од зрачења из области нултог електричног поља. Овај феномен је примећен у ранијим истраживањима профила спектралних линија атома хелијума у модификованом Grimm-овом пражњењу [9,10].



Слика 5.2 Спектрална линија Ne I 520,389 nm снимљена а) са стране у прикатодној области на пет различитих растојања од катоде (са кораком од 1/16 mm) и у области негативног светљења; б) спектри снимљени са краја и са стране (на $E_{\max}$) и њихови карактеристични помаци $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$, респективно. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас Ne (99,999%), катода од волфрама, $p=5,55$ mbar, $U=800$ V, $I=5$ mA.

Друга компонента, која потиче од зрачења из прикатодне области пражњења и која се у односу на непомерену таласну дужину појављује на већим таласним дужинама (померена компонента), је последица утицаја Stark–овог ефекта макропоља на спектралну линију. Вредност Stark–овог помераја опада са повећањем растојања од катоде и померањем према области негативног светљења. Оно што је примећено, а треба напоменути, јесте да на позицији где је измерено најјаче електрично поље није и највећи релативни интензитет Stark–ове померене компоненте спектралне линије Ne I 520,389 nm (слику 5.2a) (овај закључак важи и за све преостале линије неона, аргона и хелијума). Код наредна три профила (назначена бројевима 2, 3 и 4 на слици 5.2a), Stark–ове померене компоненте имају приближно исте релативне интензитета, а са повећањем растојања од површине катоде релативни интензитети почињу да опадају. На крају, снимање је извршено и ван прикатодне области, тј. у области негативног светљења, где се појављује само непомерена компонента и један такав профил је приказан на слици 5.2a.

На другом делу слике (5.2b), се поред side-on профила са највећим Stark–овим померајем, налази и профил спектралне линије Ne I 520,389 nm који је добијен оптичким посматрањем са краја пражњења. Анализом спектра дошло се до закључка да у формирању профила спектралне линије Ne I 520,389 nm, добијеног снимањем са краја, доминантну улогу игра зрачење емитовано из негативног светљења, што се може приметити на централном непомереном делу спектралне линије. Зрачење емитовано из прикатодне области, које пролази кроз област негативног светљења, такође доприноси профилу спектралне линије и утицај тог зрачења на профил линије највише се примећује на помереном делу профила ка већим таласним дужинама. За разлику од истраживања Ивановића и сарадника, у којима је за снимање профила спектралних линија коришћен линијски CCD детектор, приликом снимања приказаних профила на слици 5.2 коришћена је Hamamatsu CCD камера. Разлог промене детектора је потреба за већом детекционом осетљивошћу, ради добијања употребљивих и јаснијих end-on снимака.

Централни део истраживања посвећен је поређењу помераја који су назначени на слици 5.2b: $\Delta\lambda_e$ –померај добијен из профила који је снимљен са краја пражњења тј. растојање између непомерене компоненте и максимума помереног дела профила и $\Delta\lambda_s$ –померај који одговара максималном електричном пољу $E_{\max}$ у прикатодној области добијен на основу снимка са стране. За потребе овог истраживања наведени помераји су због јасне сепарације максимума одређивани искључиво „peak-to-peak“ методом. Прво су снимани профили спектралних линија са краја пражњења и одређивани $\Delta\lambda_e$ –помераји. Затим су при истим експерименталним условима при којима су снимани профили спектралних линија са краја пражњења, снимани и профили спектралних линија са стране и одређивани $\Delta\lambda_s$ –помераји.

Прве квантитативне анализе добијених помераја указују да је $\Delta\lambda_s$ систематски мањи од $\Delta\lambda_e$. С обзиром да карактеристична проширења и $\Delta\lambda_e$ помераји потичу од суперпозиције зрачења из области негативног светљења и прикатодне области, очекивано је да максимуму помереног дела профила највише доприносе Stark–ове компоненте из оног дела прикатодне области са максималним интензитетом. Међутим, као што је предходно напоменуто, а произилази из анализе еволуције профила добијених са стране у прикатодној области, Stark–овим компонентама са максималним интензитетом одговара Stark–ов померај чија је вредност нешто мања од максимално измереног $\Delta\lambda_s$, што на неки начин објашњава чињеницу првих квантитативних анализа.

На слици 5.3 је графички приказано поређење поменута два помераја за Ne I 520,389 nm спектралну линију. Свака тачка на овом графику представља вредности $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$ добијених при једном избору услова пражњења (напон, струја, притисак), са волфрамовом или бакарном катодом. Да би се добио цео скуп приказаних експерименталних тачака било је потребно извршити процену помераја при различитим условима пражњења.

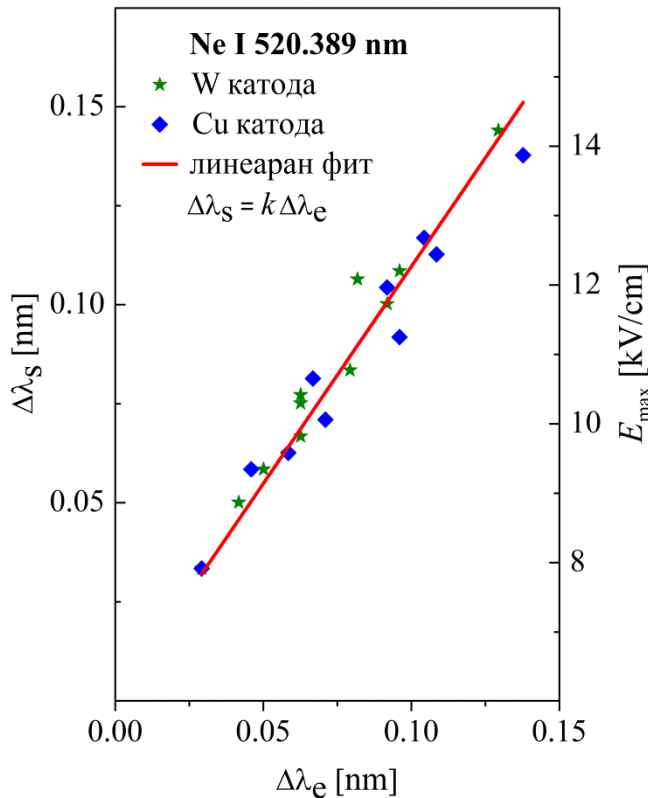
Показало се да је корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ линеарна и зато су експериментални подаци фитовани једноставном линеарном функцијом:

$$\Delta\lambda_s = k\Delta\lambda_e. \quad (5.1)$$

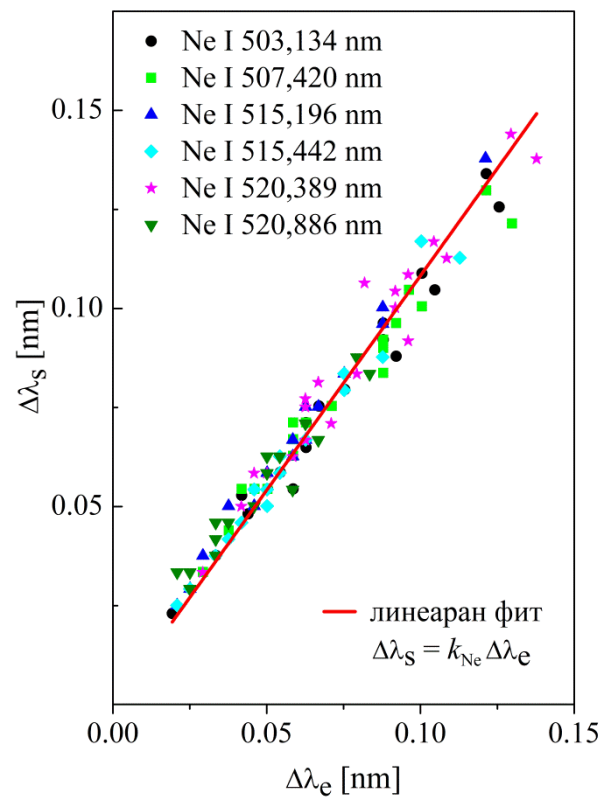
На десној страни слике 5.3 (десна у-оса графика) су дате и вредности јачине електричног поља који одговарају Stark–овим померајима $\Delta\lambda_s$, добијене помоћу формуле:

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{\Delta\lambda_s}{-\lambda_0^2 C}}, \quad (5.2)$$

где је λ_0 таласна дужина испитиване спектралне линије (непомерена компонента), а C је Stark–ов коефицијент који за посматрану спектралну линију корелише Stark–ов померај $\Delta\lambda_s$ и максималну јачину електричног поља $E_{\max}$ и чија вредност је преузета из [129].



Слика 5.3 График зависности side-on Stark–овог помераја $\Delta\lambda_s$ (и одговарајућег $E_{\max}$) од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за спектралну линију Ne I 520,389 nm у пражњењу са различитим експерименталним условима. Вредности $E_{\max}$ су одређене помоћу једначине (5.2). Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за посматрану спектралну линију.



Слика 5.4 График зависности side-on Stark–овог помераја $\Delta\lambda_s$ од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за свих шест испитиваних Ne I спектралних линија. Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за цео сет испитиваних спектралних линија и примењених експерименталних услова пражњења.

Да би се проверили и потврдили донети закључци, истраживање је спроведено на шест Ne I спектралних линија за које је детектован сличан облик профила при посматрању са краја пражњења. Резултати приказани на слици 5.4 показују слично понашање свих испитиваних линија у широком опсегу прикупљених података у експерименталним условима који укључују различите катодне материјале (катода од бакра и волфрама), примењене напоне (од 400 V до 1200 V), струје (од 2 mA до 10 mA) и притиске гаса (од 3 mbar до 10 mbar). На слици 5.4 црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за цео сет испитиваних спектралних линија заједно.

Резултати свих истраживаних Ne I спектралних линија, њихови C коефицијенти за одређивање вредности јачине максималног поља $E_{\max}$, и $k = \Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$ односи, збирно су дати у табели 5.1. Занимљиво је да средња вредност k коефицијената појединачних линија износи

$k=1,089$, што се у овину процењене грешке доста добро слаже са вредношћу k коефицијента свих спектралних линија заједно, који износи $k=1,083$.

Табела 5.1. Списак истраживаних Ne I линија са одговарајућим C коефицијентима и односима $\Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$.

λ_0 [nm]	Доњи ниво [Конф., Терм, J]	Горњи ниво [Конф., Терм, J]	C коефицијент [cm/kV ²]	$k = \Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$
503,134	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^5_2]3$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^5_2]3$	-0,0238	$1,060 \pm 0,014$
507,420	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^5_2]2$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^5_2]2$	-0,0229	$1,050 \pm 0,018$
515,196	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^3_2]1$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^5_2]2$	-0,0229	$1,137 \pm 0,012$
515,442	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^3_2]1$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^3_2]1$	-0,0189	$1,072 \pm 0,015$
520,389	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^3_2]2$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^5_2]3$	-0,0238	$1,100 \pm 0,020$
520,886	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 3p^2[{}^3_2]2$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2}) 5d^2[{}^3_2]2$	-0,0139	$1,115 \pm 0,028$
Заједно				$1,083 \pm 0,008$

Коначно, познавајући за једну од испитиваних Ne I спектралних линија, коефицијент линеарне корелације k и специфични коефицијент квадратне функције C , директна корелација између измереног $\Delta\lambda_e$ помераја и максималне јачине електричног поља у прикатодној области $E_{\max}$, може бити установљена по схеми:

$$\Delta\lambda_e \xrightarrow{k\Delta\lambda_e} \Delta\lambda_s \xrightarrow{\sqrt{\frac{\Delta\lambda_s}{-\lambda_0^2 C}}} E_{\max}, \quad (5.3)$$

или

$$E_{\max} = \sqrt{-\frac{k}{C} \frac{\Delta\lambda_e}{\lambda_0^2}}. \quad (5.4)$$

5.2. Примена облика Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија за дијагностику прикатодне области

У претходном поглављу је понуђена метода за „end-on“ дијагностику прикатодне области стандардног Grimm-овог извора АТП-а, код кога је спектроскопско посматрање омогућено само са краја извора тј. нормално на површину катоде. Понуђена метода омогућава да се, на основу једног end-on профила испитиваних спектралних линија неона, процени максимална вредност јачине електричног поља у прикатодној области. Резултати су произашли из независне анализе end-on и side-on профила неполаризованих спектралних линија, где су од пресудног значаја била сазнања о корелацији између њихових Stark-ових помераја и вредности јачине електричног поља.

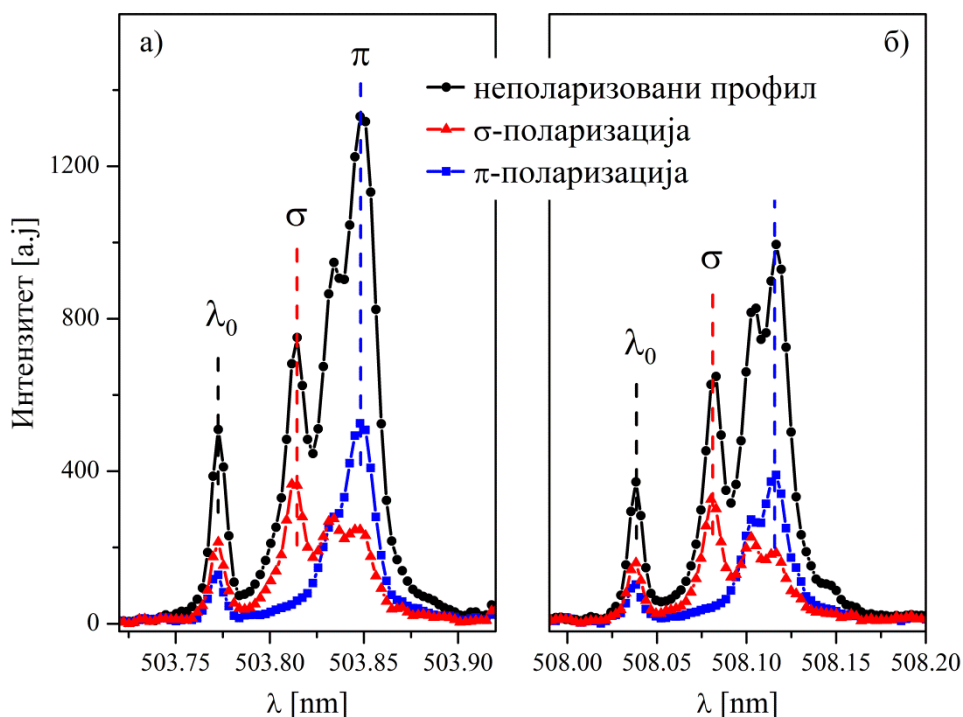
У овом одељку биће приказани резултати анализе side-on вишекомпонентних и сложених профила Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија применом Stark-ове поларизационе спектроскопије, извршени ради могућег побољшања прецизности мерења расподеле јачине електричног поља у прикатодној области. Поред тога, демонстрирана је могућност дијагностике прикатодне области стандардног Grimm-овог извора АТП-а „сакривене“ иза области негативног светљења, на основу профила спектралних линија добијених снимањем са краја пражњења.

5.2.1. Stark-ова поларизациона спектроскопија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија

Први side-on снимци неполаризованих профила Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија у прикатодној области (слика 5.5) показали су вишекомпонентну структуру, што је захтевало примену Stark-ове поларизационе спектроскопије. На слици 5.5, детаљније су приказани профили спектралних линија, снимљени са стране у прикатодној области модификованог Grimm-овог извора АТП-а, на позицији где се јавља максимална вредност јачине електричног поља. Снимање је извршено са и без поларизатора, где је у случају када се користи поларизатор избор π или σ поларизованог профила спектралне линије спроведен оријентацијом осе поларизатора паралелно са или нормално на осу пражњења, односно на правац спољашњег електричног поља. Код обе спектралне линије, неполаризован профил, означен црним пуним круговима повезаним црном линијом (у наставку текста црни профил), састоји се од непомерене компоненте и Stark-ових компоненти померених ка већим таласним дужинама (црвени померај), што указује на истовремено цепање и померање спектралних линија у присуству електричног поља. Непомерена компонента је карактеристика side-on снимања која настаје као последица делимичног проласка пражњења кроз анодни прорез и потиче од зрачења из области нултог поља. Појављује се у свим side-on профилима као непомерени пик на λ_0 који нам омогућава једноставно мерење Stark-ових помераја.

Код добијених неполаризованих профила, поред непомерене компоненте, уочене су три померене компоненте (црни профил на слици 5.4), што је у складу са Windholz-овим разматрањем цепања и померања горњих нивоа атома племенитих гасова са $Z > 4$, уз занемаривање ефеката поларизације [137]. Разматрања се базирају на претпоставци да само цепање и померање горњих нивоа доприносе формирању Stark-ових компоненти. Према квантно-механичким прорачунима, долази до јаке мешовите JK спреге (енгл. JK -coupling), која се огледа у енергији интеракције између електричног поља и орбиталног угаоног момента l побуђеног електрона. На основу тога, теоријски очекивани број компоненти спектралне линије добија се квантизацијом орбиталног угаоног момента l у правцу електричног поља. С обзиром на цепање само горњег (d) нивоа за две истраживане спектралне линије неона, Ne I 503,775 nm [$5d(7/2) 4 \rightarrow 3p(5/2) 3$] и Ne I 508,038 nm [$5d(7/2) 3 \rightarrow 3p(5/2) 2$], очекиване су по три Stark-ове компоненте ($l=2$; $m=0, \pm 1, \pm 2$), где је m магнетни

квантни број [137]. Неполаризовани профили приказани на слици 5.5 са својом трокомпонентном структуром потврђују очекивања претходне анализе.

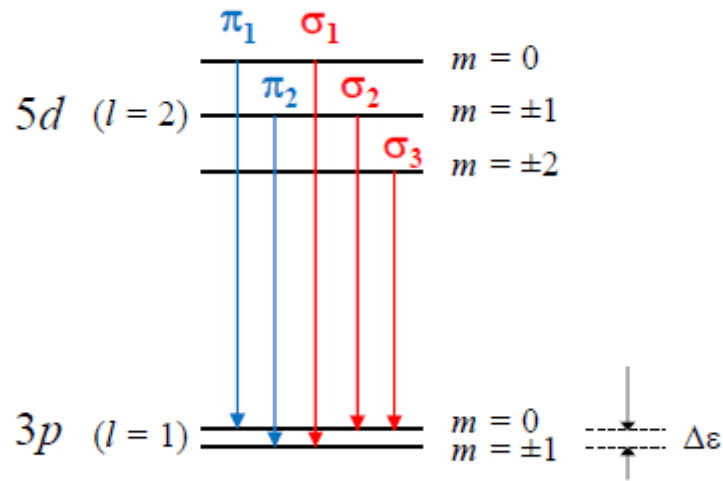


Слика 5.5. Неполаризовани и поларизовани профили спектралних линија, а) Ne I 503,775 nm и б) Ne I 508,038 nm, снимљени у прикатодној области, на растојању 0,06 mm од површине катоде. Вертикалне испрекидане линије означавају непомерену компоненту (λ_0) и положај σ и π компоненти са већим релативним интензитетима. Детекција приказаних профила је урађена са линијским CCD детектором. Услови пражњења: радни гас Ne+0,8% H_2 , волфрамова катода, $p=7,77$ mbar, $U=980$ V, $I=12$ mA.

Међутим, укључивање ефекта поларизације открива сложенију структуру спектралних линија. На слици 5.5 су црвеним и плавим спектром приказане три σ и две π компоненте (пored непомерене компоненте на λ_0), респективно, које у суперпозицији доприносе укупном неполаризованом профилу. Цепане спектралних линија укључујући и ефекат поларизације детаљно је разматрао Ryde [122]. Појава пет померених Stark-ових компоненти испитиваних спектралних линија, може се објаснити уз претпоставку да постоји мало, али уочљиво цепање и доњег нивоа спектралних линија неона [122]. За две испитиване линије у овом истраживању, квантизација p доњих нивоа ($l=1$; $m=0, \pm 1$) у грубој структури дозвољава укупно 5 компоненти, тачније три σ компоненте ($\Delta m=\pm 1$ прелаз) и две π компоненте ($\Delta m=0$), слика 5.6. Штавише, енергијско преклапање две σ компоненте са највећим Stark-овим померајем и обе π компоненте детектоване у експерименту (слика 5.5), указује на поменута мала енергијска цепања доњих p нивоа.

У раду [146] су приказани теоријски прорачуни који дају добар квантитативни и квалитативни опис понашања енергијских нивоа атома неона у електричном пољу који омогућава идентификацију већине експериментално детектованих Stark-ових компоненти и указује на друге које су слабог интензитета или померене на неочекивани начин. Теоријски прорачун међутим не описује добро померања нивоа у енергијским регионима где је велика густина нивоа или укрштање између нивоа са различитим j (квантни број укупног момента импулса). Теоријска разматрања приказана у раду [145] превазилазе обим ове докторске дисертације и није било претераног упуштања у такве теоријске прорачуне, јер је и број прелаза у грубој структури одговарао броју компоненти детектованим на експериментално добијеним профилима. У литератури [136, 143] се такође може пронаћи и чињеница да се у разматрањима Stark-овог ефекта, ефекти fine структуре могу занемарити у случају када су вредности јачине електричног поља веће од 10^6 V/m тј. 10 kV/cm, што управо одговара

вредностима добијеним у експерименту у коме су детектовани профили приказани на слици 5.5.



Слика 5.6. Схема дозвољених прелаза између поднивоа са целобројним магнетним квантним бројевима m .

Профил σ компоненте (црвени профил на слици 5.5) карактерише непомерена и три померене Stark–ове компоненте. Прва најинтензивнија померена компонента (означена црвеном испрекиданом вертикалном линијом) оставља свој отисак на неполаризованом профилу и ово подударане се одржава на свим снимцима дуж прикатодне области. Измерени Stark–ови помераји између ове компоненте и непомерене линије, мерени „peak-to-peak“ методом или фитовањем профила одговарајућом моделном функцијом, коришћени су у поступку калибрације спектралне линије за мерење јачине електричног поља. Калибрација неке спектралне линије подразумева проналажење односа између Stark–овог помераја неке њене компоненте и јачине електричног поља која је независно одређена. Преостале две σ компоненте нису добро спектрално раздвојене у датим условима експеримента и стога нису коришћене за калибрацију.

Профил π компоненте (плави профил на слици 5.5) такође садржи непомерену и две померене Stark–ове компоненте које се подударају са компонентама неполаризованог профила и то подударане се одржава дуж целе прикатодне области. За калибрацију је коришћена најинтензивнија π компонента, са уједно и највећим Stark–овим померајем која је на слици 5.5 означена плавом испрекиданом вертикалном линијом.

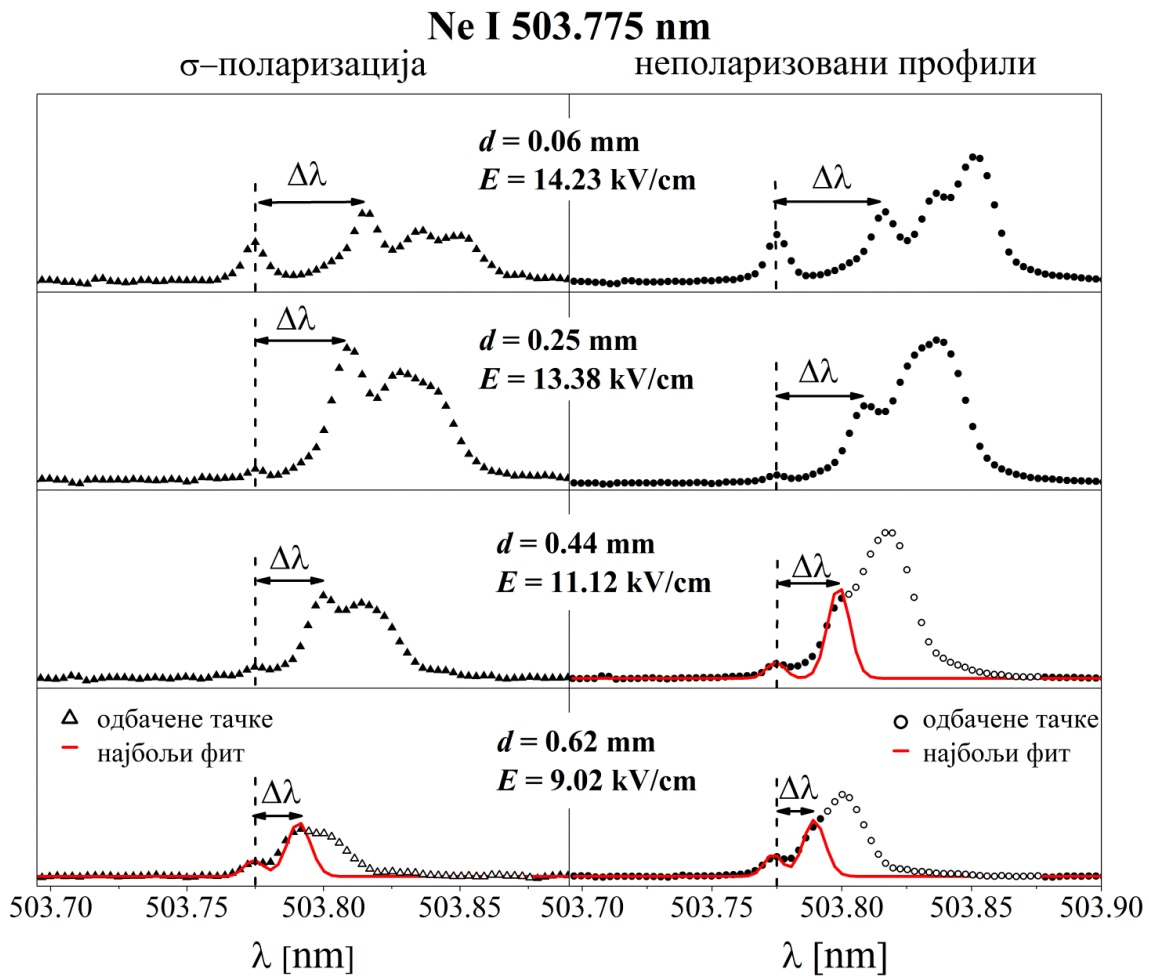
За потребе калибрације мерена је просторна расподела side-on σ и π -поларизованих и неполаризованих профила спектралних линија неона Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm који су представљени на слици 5.7 на неколико различитих растојања d од површине катоде са одговарајућим Stark–овим померајима $\Delta\lambda$, одређеним између непомерене и изабране померене σ компоненте при одређеним јачинама електричног поља E . Stark–ови помераји истраживаних спектралних линија су одређени на два начина у зависности од спектралне раздвојености компоненти линија, при одређеној јачини електричног поља. На позицијама ближе катоде, где је вредност јачине електричног поља довољно велика да проузрокује јасно раздвајање између непомерених и померених компоненти, Stark–ови помераји $\Delta\lambda$ су процењени „peak-to-peak“ методом (слика 5.7). На удаљеним позицијама од површине катоде тј. слабијим електричним пољима где компоненте нису добро спектрално раздвојене, снимљени профили спектралних линија су фитовани моделном функцијом (црвена линија на слици 5.7):

$$I(\lambda; \Pi) = G_0(\Delta\lambda; H_0, \lambda_0, w_0) + G_s(\Delta\lambda; H_s, \lambda_s, w_s) + b, \quad (5.5)$$

где G_0 и G_S представљају Gaussian–е који описују непомерену (λ_0) и померену (λ_S) компоненту, респективно, b је ниво базне линије, а симбол Π означава листу параметара моделне функције $\{H_0, \lambda_0, w_0, H_S, \lambda_S, w_S\}$, који су изведени из Gaussian–а:

$$G(\lambda; H, \lambda_C, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\lambda - \lambda_C}{w} \right)^2 \right], \quad (5.6)$$

где је H максимални интензитет, λ_C централна таласна дужина и w пуна ширина на половини максимума. Stark–ови помераји су процењени на основу вредности параметара фита λ_S и λ_0 , као $\Delta\lambda = \lambda_S - \lambda_0$. Правилна примена фита моделном функцијом (5.5) подразумевала је одбацивање неких експерименталних тачака (шупље тачке на слици 5.7). Независна мерења јачине електричног поља E извршена су снимањем спектралне линије Ne I 507,420 nm на истим позицијама у прикатодној области на којима су снимљене две спектралне линије неона Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm. Корелација Stark–ових помераја Ne I 507,420 nm спектралне линије и јачине електричног поља је од раније позната [129] где вредност C коефицијента за једначину (3.16) износи $C = -0,0229 \text{ cm/kV}^2$ и овде се користи за добијање независне информације о вредности јачине локалног електричног поља.



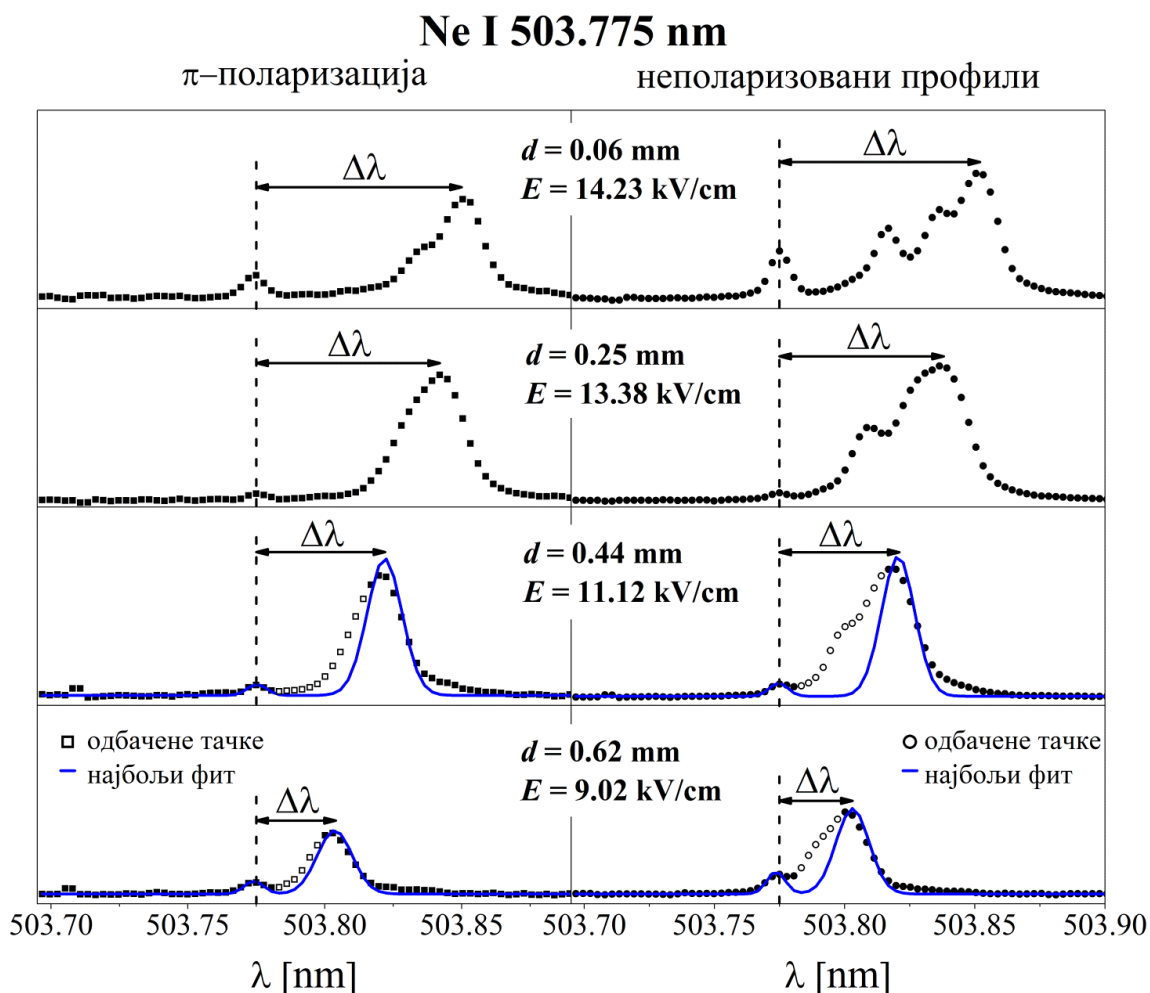
Слика 5.7. Side–on σ –поларизовани и неполаризовани профили спектралне линије Ne I 503,775 nm на четири различита растојања d од површине катоде, под истим експерименталним условима. Одговарајуће вредности јачине електричног поља E су добијене из раније калибрисане спектралне линије Ne I 507,420 nm [129]. Шупље тачке су одбачене у поступку фитовања. Детекција приказаних профила је урађена са линијским CCD детектором. Услови пражњења су исти као и за слику 5.5.

Еволуција π –поларизованих и неполаризованих профила спектралне линије Ne I 503,775 nm дуж прикатодне области је приказана на слици 5.8. Као што је објашњено раније, калибрација је урађена за π –компоненту спектралне линије са највећим Stark–овим

померајем и интензитетом. Поступак анализе σ , π и неполаризованог профила дуж прикатодне области, описаним на сликама 5.7 и 5.8, изведен је такође и за Ne I 508,038 nm спектралну линију. Пратећи претходно наведену експерименталну и нумеричку процедуру за Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралне линије, зависност Stark-овог помераја таласног броја² $\Delta\nu$ у односу на јачину електричног поља E у прикатодној области Grimm-овог пражњења у неону, представљена је на слици 5.9. Црвени симболи представљају експерименталне тачке које се односе на σ -поларизовану компоненту, плави симболи на π компоненту, а црни симболи на отиске σ и π компоненти у неполаризованом профилу. На слици 5.9 је приказан и фит експерименталних тачака једноставном квадартном функцијом 3.15, из којег су произашле вредности C коефицијента које су дате у табели 5.2.

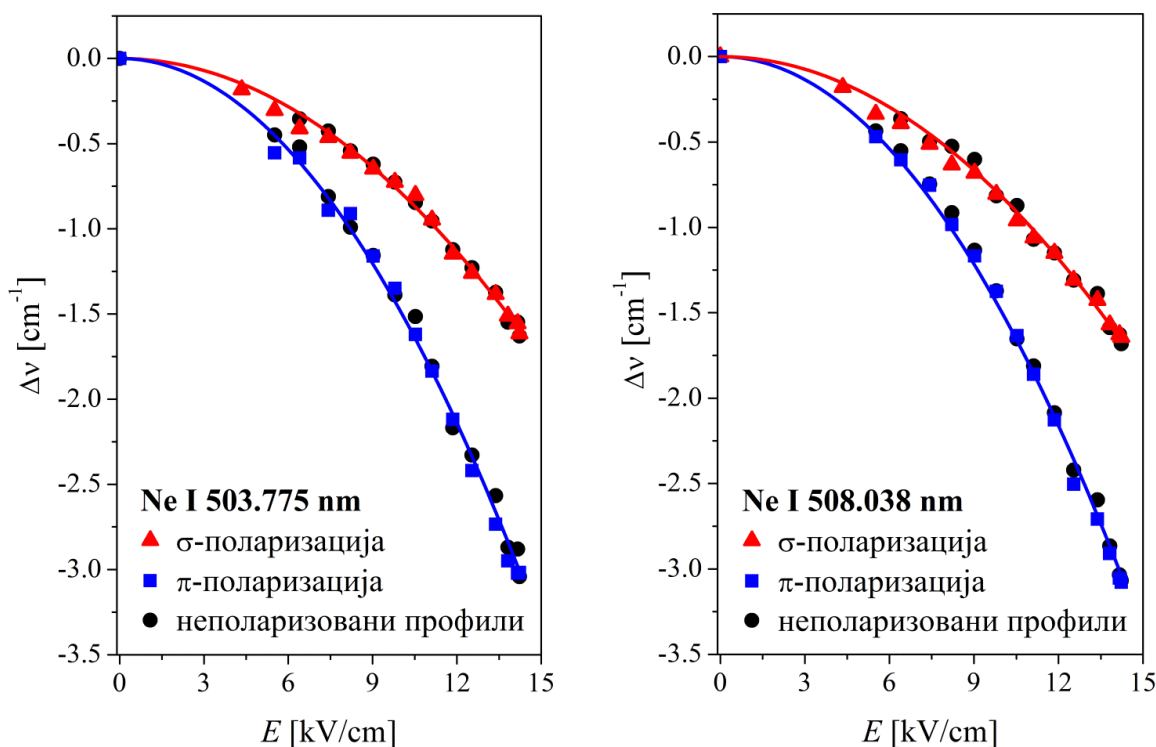
Табела 5.2. Stark-ови коефицијенти C квадратне функције (3.15) за Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm.

λ_0 [nm]	Доњи ниво [Конф., Терм, Ј]	Горњи ниво [Конф., Терм, Ј]	C [cm/kV ²] σ -компонента	C [cm/kV ²] π -компонента
503,775	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3p^2[{}^5/2]_3$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^7/2]^{\circ}_4$	-0,00787(5)	-0,01486(9)
508,038	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3p^2[{}^5/2]_2$	$2s^2 2p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5d^2[{}^7/2]^{\circ}_3$	-0,00827(8)	-0,01501(8)



Слика 5.8. Исто као на слици 5.7, али за π -поларизоване и неполаризоване профиле линије Ne I 503,775 nm. Детекција приказаних профила је урађена са линијским CCD детектором. Услови пражњења су исти као и за слику 5.5.

² У овом потпоглављу је за таласни број искоришћена ознака „ ν “, јер је стандардна ознака „ σ “ резервисана за једну од две врсте поларизације светлости.



Слика 5.9. Зависност Stark-ових помераја таласног броја $\Delta\nu$ у односу на јачину електричног поља E за спектралне линије Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm. Подаци су фитовани квадратом функцијом (3.15) ради добијања Stark-ових коефицијената C .

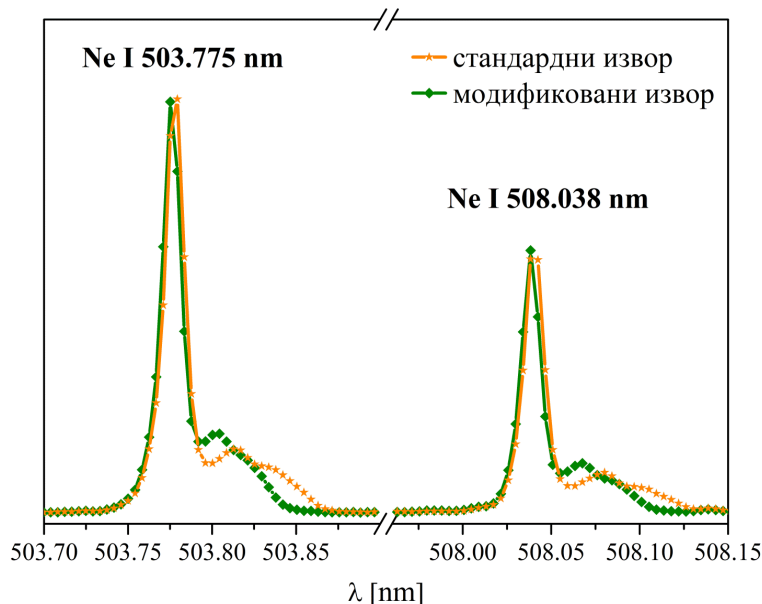
Примећује се преклапање између тачака које се односе на поларизоване компоненте и њихове отиске у неполаризованим профилима, што доводи до закључка да пажљива идентификација компоненти у неполаризованом профилу и мерење њихових помераја, доводи до истих резултата као и примена поларизационе спектроскопије.

5.2.2. End-on дијагностика прикатодне области

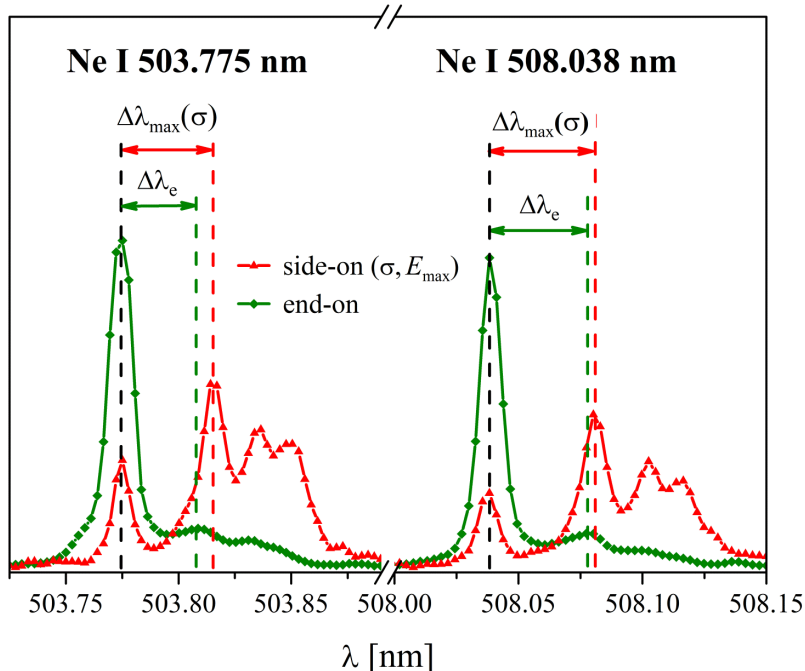
Прелазећи на дискусију о end-on дијагностици прикатодне области, на слици 5.10 је приказано поређење профила спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm снимљених са краја два извора пражњења, стандардног и модификованог Grimm-овог извора. Типични end-on профили спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm показују слична карактеристична широка црвена крила, код оба извора. Овакав приступ омогућава да се даља дискусија ограничи само на спектре добијене у модификованом извору, под претпоставком да се изведени закључци односе и на стандардни Grimm-ов извор.

Као што је раније поменуто, спектроскопско посматрање са краја извора пражњења омогућава анализу само σ -поларизоване светлости, чији је електрични вектор кружно поларизован у равни која је нормална на правац спољашњег електричног поља (слика 4.4). На слици 5.11 су заједно приказани end-on (зелени профил) и σ -поларизовани side-on (црвени профил) профили спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm. Приказани side-on σ -поларизовани профили су снимљени на позицији где је измерена максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења. Померена црвена крила end-on профила указују на отисак side-on снимљених σ -поларизованих Stark-ових компоненти и на то да максимум у дистрибуцији релативног интензитета крила потиче од најинтензивније σ Stark-ове компоненте из прикатодне области. На слици 5.11 су назначена растојања између одређених померених и непомерених компоненти спектралних линија: $\Delta\lambda_{\max}(\sigma)$ -растојање између најинтензивније σ и непомерене компоненте код side-on профила и $\Delta\lambda_e$ -растојање између максимума крила и централне непомерене компоненте код end-on профила. За потребе овог истраживања наведени помераји су због јасне сепарације

максимума одређивани искључиво „peak-to-peak“ методом. С обзиром на то да је side-on профил снимљен на позицији где је максимална јачина електричног поља у прикатодној области, док end-on снимак представља интегралну слику пражњења, померај $\Delta\lambda_{\max}(\sigma)$ је већи од $\Delta\lambda_e$ помераја ($\Delta\lambda_{\max}(\sigma)/\Delta\lambda_e=1,07$), што се у доброј мери слаже са поређењима које смо имали код других спектралних линија неона приказаних у поглављу 5.1.

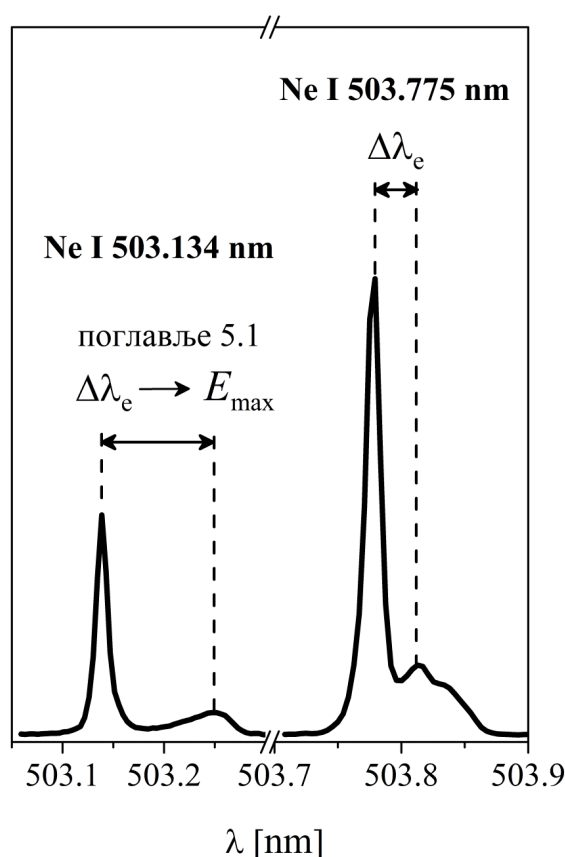


Слика 5.10. End-on профили спектралних линија неона Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm, снимљени у стандардном и модификованом Grimm-овом извору пражњења. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером.



Слика 5.11. Поређење end-on профила спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm са њиховим σ -поларизованим side-on профилима, снимљеним на позицији где је максимална вредност јачине електричног поља у прикатодној области. На слици су назначена растојања између одређених померених и непомерених компоненти спектралних линија: $\Delta\lambda_{\max}(\sigma)$ –растојање између најинтензивније σ и непомерене компоненте код side-on профила, и $\Delta\lambda_e$ –растојање између максимума крила и централне непомерене компоненте код end-on профила. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас Ne+0,8%H₂, волфрамова катода, $p=7,77$ mbar, $U=980$ V, $I=12,1$ mA.

Да би се на систематски начин утврдио однос дефинисаних помераја $\Delta\lambda_{\max}(\sigma)/\Delta\lambda_e$, извршена су снимања спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm у широком опсегу експерименталних услова, што укључује примену различитих катода, напона, струја и притисака гаса. За потребе дефинисања методе процене јачине електричног поља на основу end-on профила спектралних линија неона описане у поглављу 5.1, која се заснива на поређењу максималног side-on Stark-овог помераја $\Delta\lambda_s$ и помераја из end-on профила $\Delta\lambda_e$, било је потребно при истим експерименталним условима снимити профиле спектралних линија и са стране и са краја извора пражњења. Међутим, ослањајући се на понуђену методу, извршена су снимања при различитим условима само са краја извора пражњења. Наиме, истовремено је, при истим експерименталним условима, вршено мерење $\Delta\lambda_e$ помераја из end-on профила спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm и вредност максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области помоћу end-on профила Ne I 503,134 nm спектралне линије (по рецепту из поглавља 5.1.). На слици 5.12 графички је приказан поступак мерења помераја, као и максималне јачине електричног поља.



Слика 5.12. Принцип корелације $\Delta\lambda_e$ помераја спектралних линија Ne I 503,134 nm и Ne I 503,775 nm. На основу добијених вредности $\Delta\lambda_e$ помераја спектралне линије Ne I 503,134 nm и познавања њеног C и k коефицијента (табела 5.1), извршена је процена максималне јачине електричног поља у прикатодној области $E_{\max}$ помоћу израза 5.4. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења су исти као и за слику 5.11.

Зависности помераја таласног броја $\Delta\nu_e$ од $E_{\max}$ за различите услове пражњења у стандардном и модификованом Grimm-овом извору пражњења су заједно представљени на слици 5.13. Коришћена су оба извора пражњења ради добијања што ширег опсега вредности јачине електричног поља.

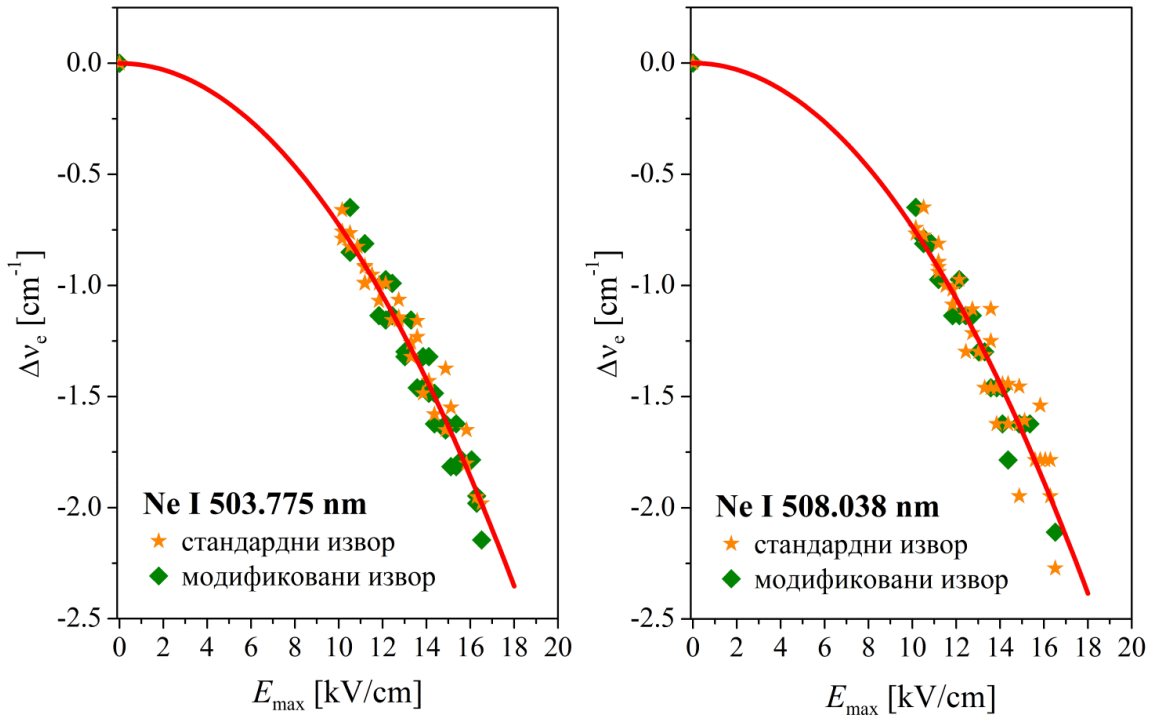
Експериментални подаци које се односе на обе спектралне линије прате квадратну зависност и њихово фитовање функцијом (5.7) даје end-on специфични коефицијент C_e , који представља корелацију између end-on измереног помераја таласног броја $\Delta\nu_e$ и вредности максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области:

$$\Delta v_e = C_e E_{\max}^2, \quad (5.7)$$

или

$$\Delta \lambda_e = -\lambda_0^2 C_e E_{\max}^2 \text{ тј. } E_{\max} = \sqrt{-\frac{\Delta \lambda_e}{\lambda_0^2 C_e}}.$$

Након фитовања експерименталних података специфични коефицијент C_e за Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралне линије, износи $-0,00726(6) \text{ cm/kV}^2$ и $-0,00736(8) \text{ cm/kV}^2$, респективно. Стога, чак и без директног оптичког приступа прикатодној области, мерењем померај $\Delta \lambda_e$ у снимцима добијеним посматрањем са краја извора пражњења, може се проценити максимална јачина електричног поља у прикатодној области близу површине катоде.



Слика 5.13. End-on померај таласног броја Δv_e спектралних линија Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm у односу на процењену максималну јачину електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области.

Имајући у виду да спектроскопско посматрање са краја извора пражњења „гледајући иза” области негативног светљења детектује отисак σ -поларизованих Stark-ових компоненти услед цепања и померања енергијских нивоа у прикатодној области, информација о односу помераја $\Delta \lambda_{\max}(\sigma)$ на позицији где је максимална јачина електричног поља у прикатодној области и $\Delta \lambda_e$ помераја је од великог значаја. Преформулисањем једначине (5.2) за максимални померај $\Delta \lambda_{\max}(\sigma)$ и одговарајуће $E_{\max}$ добија се:

$$E_{\max} = \sqrt{-\frac{\Delta \lambda_{\max}(\sigma)}{C(\sigma) \lambda_0^2}}, \quad (5.8)$$

где је $C(\sigma)$ Stark-ов коефицијент за σ компоненте (табелу 5.2). Ослањајући се на претходне резултате (поглавље 5.1) линеарне корелације између $\Delta \lambda_{\max}(\sigma)$ и $\Delta \lambda_e$:

$$\Delta \lambda_{\max}(\sigma) = k \Delta \lambda_e, \quad (5.9)$$

добија се

$$E_{\max} = \sqrt{-\frac{k \Delta \lambda_e}{C(\sigma) \lambda_0^2}}, \quad (5.10)$$

где је на основу предходна три израза и коефицијент линеарности k у (5.9) једнак:

$$k = \frac{C(\sigma)}{C_e}. \quad (5.11)$$

Коришћењем вредности коефицијента $C(\sigma)$ за side-on σ -поларизоване профиле (табела 5.2) и горе наведених специфичних коефицијента C_e који се односе на end-on профиле, коефицијент линеарности k , на основу целог скупа података прикупљених при различитим експерименталним условима износи:

$$k=1,084\pm0,016 \text{ за Ne I } 503,775 \text{ nm линију и} \\ k=1,123\pm0,023 \text{ за Ne I } 508,038 \text{ nm линију.}$$

Иако се индиректно добија из једначине (5.11), коефицијенти линеарности се доста добро слажу са директно измереним k вредностима за друге спектралне линије неона (табела 5.1).

5.3. Процена максималне јачине електричног поља у прикатодној области стандардног Grimm-овог тињавог пражњења у чистом аргону

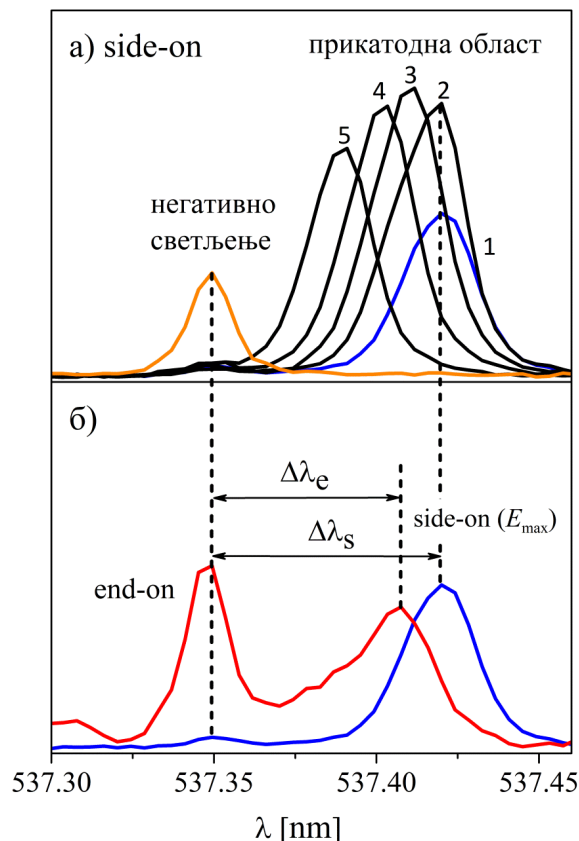
У овом поглављу ће бити представљени резултати добијени за аргон као радни гас пражњења, који су потенцијално интересантнији за аналитичке технике анализе узорка, због интензивнијег распршивања материјала узорка (катоде). Спектралне линије атома аргона показују мање Stark-ове помераје, па да би се омогућило њихово јасно спектрално раздвајање примењују се виши напони тј. успостављају се веће јачине електричног поља.

Као што је напоменуто у поглављу 3.2, Stark-ово цепање и померање енергијских нивоа атома аргона је историјски добро испитано, али за високе вредности јачине електричног поља [149,137]. Међутим, ови резултати, нису детаљно истражени за нижа електрична поља у тада доступним експерименталним поставкама. Да би упоредили Windholz-ова предвиђања, са пољима до 15 kV/cm типична за прикатодну област Grimm-овог пражњења, Васиљевић и сарадници [130] упоредили су измерене Stark-ове помераје за две спектралне линије атома аргона при нижим вредностима поља са апроксимацијом редуковане Windholz-ове аналитичке једначине 3.20 (поглавље 3.2). Закључено је да се добијена једноставна квадратна функција може искористити за мерења јачине електричног поља у прикатодној области Grimm-овог абнормалног тињавог пражњења, што је за потребе истраживања ове докторске дисертације и учињено.

За анализу односа измерених side-on Stark-ових помераја $\Delta\lambda_s$ (на позицији где је вредност јачине електричног поља максимална) и end-on помераја $\Delta\lambda_e$, у модификованом Grimm-овом извору пражњења са чистим аргонем, одабране су четири Ar I линије које показују релативно велике помераје и код којих је уочљива јасна сепарација одређених максимума у расподели интензитета: Ar I 517,754 nm, Ar I 521,049 nm, Ar I 537,349 nm и Ar I 541,047 nm. Последње три наведене спектралне линије припадају скупу линија које су биле предмет Windholz-овог истраживања [137] и за које постоје потребни $C=a_1/a_2$ коефицијенти (који према једначини 3.20 повезују Stark-ове помераје $\Delta\lambda$, измерене посматрањем профила спектралних линија са стране и јачину електричног поља E). Спектрална линија Ar I 517,754 nm није истраживана од стране Windholz-а, па је њена калибрација (однос Stark-ових помераја и јачине електричног поља) накнадно извршена. Истраживања везана за спектралну линију Ar I 517,754 nm биће детаљније описана у потпоглављу 5.3.1.

Слично као и у поглављу 5.1, на слици 5.14а приказан је типичан профил линије Ar I 537,349 nm снимљене са стране пражњења на неколико позиција у прикатодној области почевши од профила са највећим Stark-овим померајем у близини површине катоде. Као и код спектралних линија неона, на основу еволуције приказаних side-on профила, закључено је да Stark-ова компонента са највећим померајем $\Delta\lambda_s$ нема највећи релативни интензитет. На слици 5.14б, поред side-on профила спектралне линије снимљене на позицији где је јачина

електричног поља максимална, приказан је и end-on профил. Слика приказује фокус истраживања у аргону и на њој се може видети како су дефинисан side-on и end-on помераји, $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$, респективно.



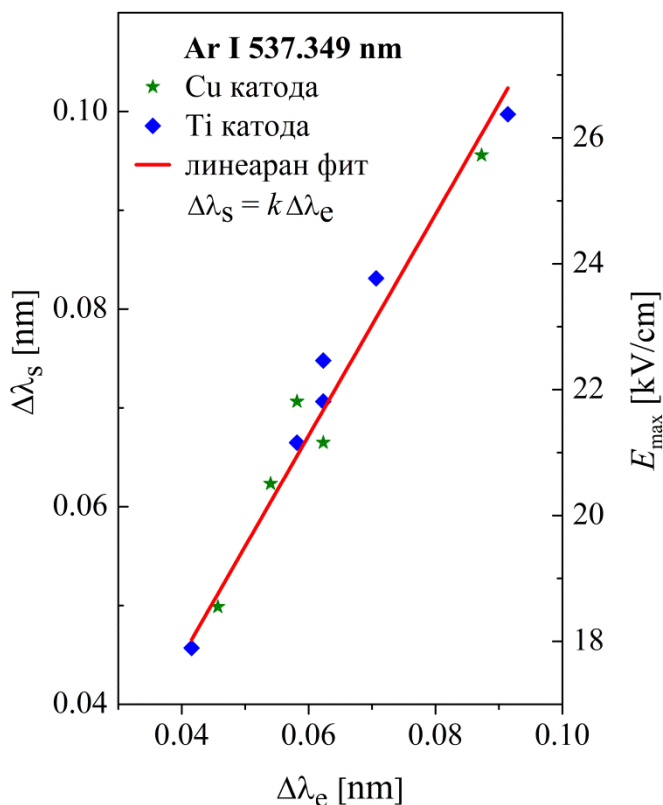
Слика 5.14. Спектрална линија Ar I 537,349 nm снимљена а) са стране у прикатодној области на пет различитих растојања од катоде (са кораком од 1/16 mm) и у области негативног светљења; б) спектри снимљени са краја и са стране (на $E_{\max}$) и њихови карактеристични помаци $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$, респективно. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас Ar (99,999%), бакарна катода, $p=4$ mbar, $U=920$ V, $I=13,5$ mA

На слици 5.15 су су представљени резултати поређења дефинисаних помераја $\Delta\lambda_e$, $\Delta\lambda_s$, за Ar I 537,349 nm спектралну линију и одговарајуће максималне вредности јачине електричног поља $E_{\max}$, измерени при различитим условима пражњења са бакарном и титанијумском катодом. Максималне вредности јачине електричног поља које одговарају Stark-овим померајима $\Delta\lambda_s$, добијене су помоћу формуле 5.2, у којој λ_0 представља таласну дужину спектралне линије (непомерена компонента), C Stark-ов коефицијент који се добија на основу познавања коефицијента a_1 и a_2 , а чије вредности су за линије Ar I 521,049 nm, Ar I 537,349 nm и Ar I 541,047 nm преузете из [137], док је за Ar I 517,754 nm линију вредност C коефицијента произашла из независног истраживања (поглавље 5.3.1).

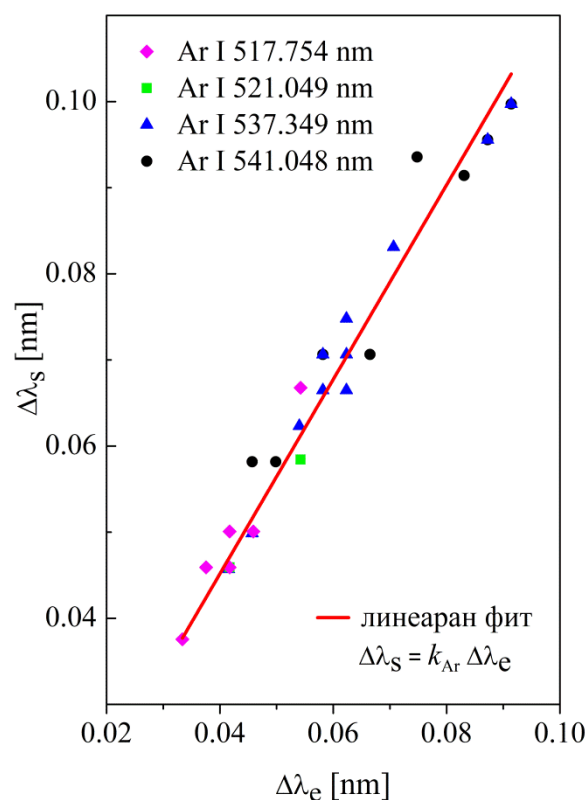
Вредности јачине електричног поља су веће него у неону и крећу се у распону од 17 kV/cm до 27 kV/cm, у којем се показало да је зависност $\Delta\lambda_s$ у односу на $\Delta\lambda_e$ линеарна и зато су експериментални подаци фитовани (црвена линија) најједноставнијом линеарном функцијом (5.1).

Све четири испитиване Ar I спектралне линије показују сличан тренд када је у питању поређење $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ помераја у широком опсегу прикупљених података у различитим експерименталним условима: напон (од 500 V до 1000 V), струја (од 8 mA до 20 mA) и притисак (од 3 mbar до 10 mbar). На слици 5.16 су приказани експериментални подаци за цео сет испитиваних спектралних линија, као и линеаран фит истих (црвена права). Проучаване спектралне линије атома аргона, њихови коефицијенти за одређивање максималне вредности

јачине електричног поља C и односи $\Delta\lambda_s/\Delta\lambda_e$ дати су у табели 5.3. Слично као код спектралних линија неона, коефицијенту појединачно испитиваних линија аргона одговара коефицијент средње вредности $k=1,129$ који је везан за цео сет спектралних линија аргона у оквиру процењене грешке. Користећи вредности наведених величина у табели 5.3, директна корелација између измереног $\Delta\lambda_e$ помераја спектралних линија аргона и максималне јачине електричног поља у прикатодној области $E_{\max}$, може бити установљена по схеми (5.3) или користећи релацију (5.4).



Слика 5.15. График зависности side-on Stark-овог помераја $\Delta\lambda_s$ (и одговарајућег $E_{\max}$) од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за спектралну линију Ar I 537,349 nm у пражњењу које ради у различитим условима са катодама од бакра и титанијума. Вредности $E_{\max}$ су као и на слици 5.2 одређене помоћу једначине (5.2). Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за посматрану спектралну линију.



Слика 5.16. График зависности side-on Stark-овог помераја $\Delta\lambda_s$ од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за све четири испитиване Ar I спектралне линије. Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за цео сет испитиваних спектралних линија и примењених експерименталних услова пражњења.

Табела 5.3. Списак истраживаних Ar I линија са одговарајућим C коефицијентима и односима $\Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$.

λ_0 [nm]	Доњи ниво [Конф., Терм, J]	Горњи ниво [Конф., Терм, J]	C коефицијент [cm/kV ²]	$k = \Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$
517,754	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3p^2 [{}^5/2] 3$	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 9s^2 [{}^3/2] 2$	-0,00366	$1,151 \pm 0,020$
521,048	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 4p^2 [{}^5/2] 3$	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 7d^2 [{}^7/2] 3$	-0,00422	$1,086 \pm 0,011$
537,349	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 4p^2 [{}^3/2] 1$	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 7d^2 [{}^5/2] 2$	-0,00481	$1,120 \pm 0,014$
541,047	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 4p^2 [{}^3/2] 2$	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 7d^2 [{}^5/2] 3$	-0,00621	$1,136 \pm 0,027$
Заједно				$1,129 \pm 0,011$

5.3.1. Мерење јачине електричног поља коришћењем профила Ar I 517,754 nm спектралне линије

У овом одељку биће представљени резултати истраживања профила Ar I 517,754 nm спектралне линије дуж прикатодне области Grimm–овог абнормалног тињавог пражњења у чистом аргону. Ова спектрална линија, у опсегу јачина електричног поља (од 17 kV/cm до 27 kV/cm) које се јављају у експерименталним условима са аргонем као радним гасом, показује релативно велики Stark–ов црвени померај, што је било од великог значаја за истраживања која су приказана у предходном поглављу. Поред тога, Ar I 517,754 nm спектрална линија није раније проучавана од стране Windholz–а, тако да је за њу, вредност Stark–овог коефицијент C била непозната.

Профили Ar I 517,754 nm спектралне линије су снимани паралелно са површином катоде (side-on), дуж осе пражњења почевши од површине катоде ка области негативног светљења. Слика 5.17 приказује типичан скуп side-on мерења спектралне линије Ar I 517,754 nm на три различите позиције у прикатодној области (тј. растојања од површине катоде) и на једној у области негативног светљења. У нашим експерименталним условима, профили спектралне линије Ar I 517,754 nm снимљени у прикатодној области састоје се од непомерене компоненте и Stark–ове померене компоненте. Померена компонента се јавља услед Stark–овог ефекта у прикатодној области, док појава непомерене компоненте настаје као последица делимичног проласка пражњења кроз анодни прорез, па се емитује из области нултог електричног поља. Појава непомерене компоненте омогућава да се мерење Stark–ових помераја, а самим тим и одређивање јачине електричног поља, изврши на брз и поуздан начин.

За одређивање Stark–ових помераја Ar I 517,754 nm линије коришћене су две технике. У случају јасног спектралног раздвајања померених и непомерених компоненти, мерење помераја се вршило једноставном „peak-to-peak“ методом (слика 5.17a). Међутим, за профиле снимљене при нижим вредностима јачине електричног поља, претходна једноставна техника није применљива, јер у том случају компоненте нису довољно спектрално раздвојене. Да би се проценили Stark–ови помераји, при нижим вредностима поља, било је неопходно експерименталне профиле фитовати моделном функцијом:

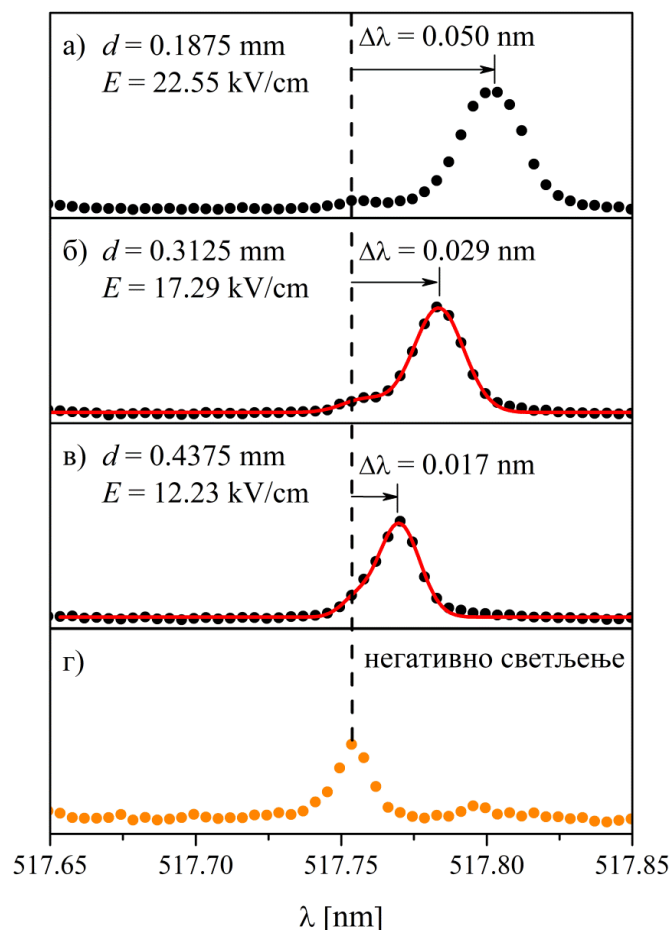
$$I(\lambda; \lambda_s) = G(\lambda; H_s, \lambda_s, w_s) + G(\lambda; H_0, \lambda_0, w_0) + b, \quad (5.12)$$

која се састоји од базне линије b и суме два Gaussian–а:

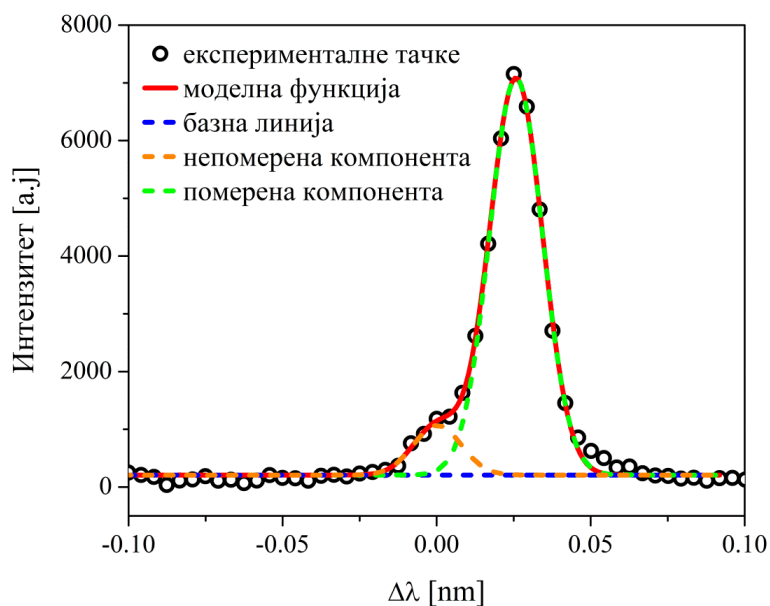
$$G(\lambda; H, c, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda - c}{w} \right)^2 \right], \quad (5.13)$$

који зависе од таласне дужине λ као независно променљиве, висине H , центра c и пуне ширине на половини максимума w као параметара. На слици 5.18 је приказан фит профила спектралне линије применом моделне функције (5.12).

Први Gaussian у изразу (5.12), описује померену компоненту спектралне линије са центром на таласној дужини λ_s , док други описује непомерену компонента са фиксним центром $\lambda_0 = 517,754$ nm. Иако моделна функција (5.12) зависи од шест слободних фит параметара, H_s , λ_s , w_s , H_0 , w_0 и b , за потребе истраживања једини релевантан је λ_s , јер се на основу његове вредности процењује стварни Stark–ов померај спектралне линије, као $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_0$.



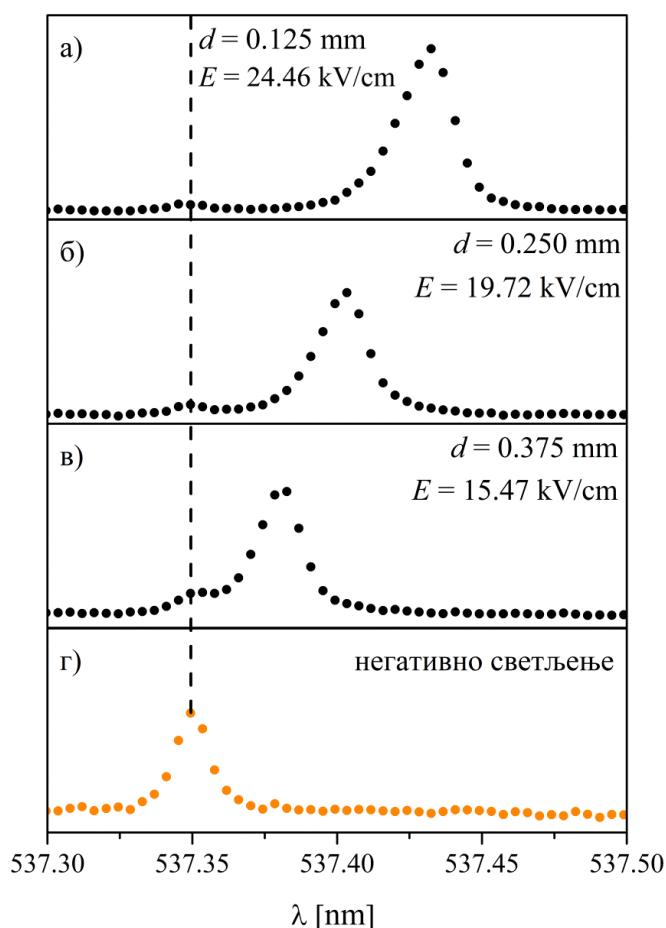
Слика 5.17. Профили спектралне линије Ag I 517,754 nm снимљени у прикатодној области на различитим растојањима од површине катоде (а–в) и у области негативног светљења (г). У легенди су назначене одговарајуће вредности растојања d области посматрања од површине катоде, јачине електричног поља E и Stark–ови помераји $\Delta\lambda$. Испрекидана линија, која указује на локацију непомерене компоненте у спектрима, потиче од зрачења из области нултог поља, а пуне (црвене) линије унутра (б) и (в) приказују најбољи фит моделном функцијом (5.5). Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас Ag (99,999%), бакарна катода, $p=4$ mbar, $U=750$ V, $I=18$ mA.



Слика 5.18. Пример профила спектралне линије Ag I 517,754 nm снимљен у прикатодној области и његов најбољи фит (пуна црвена линија) моделном функцијом (5.5). Услови пражњења су исти као и за слику 5.17.

Паралелно са одређивањем Stark–ових помераја за Ar I 517,754 nm линију, на истим позицијама у прикатодној области, мерене су и вредности јачине електричног поља, које су и назначене у легенди слике 5.17.

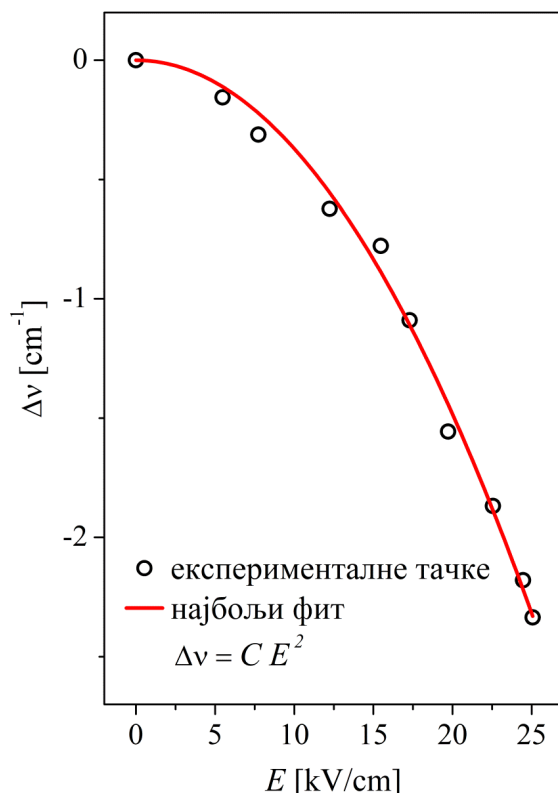
Вредности јачине електричног поља одређене су коришћењем side–on профила спектралне линије Ar I 537,349 nm (слика 5.19), која је била предмет истраживања Windholz–а [136], где су представљени коефицијенти корелације Stark–овог померања таласног броја $\Delta\nu$ и јачине електричног поља E . Windholz–ова истраживања се односе на вредности јачине електричног поља од преко 700 kV/cm. Пошто јачине електричног поља у прикатодној области Grimm–овог абнормалног тињавог пражњења са чистим аргоном достижу вредност око 30 kV/cm, за процену јачине електричног поља коришћена је редукована Windholz–ова аналитичка једначина (3.20), где су $a_1=0,335 \text{ kV}^{-2}$ и $a_2=-69,63 \text{ cm}^{-1}$ одговарајући коефицијенти за Ar I 537,349 nm линију преузети из [136]. Вредности јачине електричног поља, зависе од растојања d од површине катоде, тј. смањују се са повећањем растојања, почевши од максималне вредности постигнуте у близини катоде па до пада на нулту вредност на граници прикатодне области и области негативног светљења.



Слика 5.19. Профили спектралне линије Ar I 537,349 nm у прикатодној области на различитим растојањима d од површине катоде (а–в) наведеним у легенди заједно са одговарајућим вредностима јачине електричног поља E . (г) Профил спектралне линије снимљен у области негативног светљења. Испрекидана линија указује на локацију непомерене компоненте у спектрима која потиче од зрачења из области нултог поља. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења су исти као и за слику 5.17.

На слици 5.20 је приказан скуп експерименталних података Stark–ових помераја таласног броја горњег нивоа Ar I 517,754 nm спектралне линије у односу на процењену јачину електричног поља из профила Ar I 537,349 nm линије. Експериментални подаци су фитовани једноставном квадратном функцијом из којег је добијена вредност C коефицијента, која износи $C = -0,00371(6) \text{ cm/kV}^2$.

Коначно, истраживањем приказаним у овом поглављу, проширена је листа спектралних линије атома аргона које су погодне за спектроскопску дијагностику расподеле јачине електричног поља и дужине прикатодне области, чије познавање омогућава боље разумевање и опис процеса тињавог пражњења кроз различите теоријске моделе.

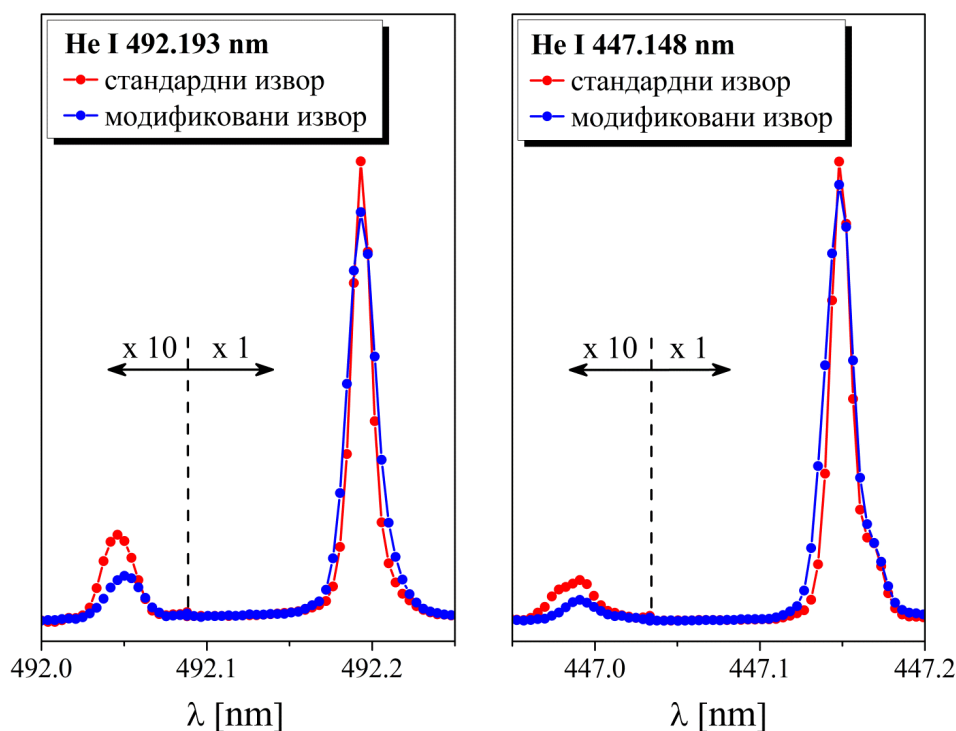


Слика 5.20. Зависност Stark–ово помераја таласног броја $\Delta\nu$ горњег нивоа спектралне линије Ar I 517,754 nm од јачине електричног поља E (шупљи кругови) и фит експерименталних тачака квадратном функцијом 3.20 (црвена линија).

5.4. Процена максималне јачине електричног поља у прикатодној области стандардног Grimm–овог тињавог пражњења у чистом хелијуму

У оквиру овог поглавља биће приказани резултати истраживања која се односе на пражњења у чистом хелијум, који као радни гас можда није толико коришћен при анализи узорака, али је са становишта фундаменталне науке, веома значајан за спектроскопску дијагностику пражњења и других врста плазми. У поглављу 3.1 је већ дат кратак преглед неких значајних теоријских и експерименталних истраживања утицаја Stark–овог ефекта на профиле неких спектралних линија атома хелијума, чији ће резултати и закључци бити искоришћени за анализу добијених података који ће бити приказани у овом поглављу.

На самом почетку истраживања, а на основу стеченог искуства у истраживањима у неону и аргону, извршено је поређење профила спектралних линија He I 447,148 nm и He I 492,193 nm снимљених са краја два извора пражњења, стандардног и модификованог Grimm–овог извор. На слици 5.21 су приказани типични end–on спектри испитиваних линија. На први поглед се може закључити да су профили спектралних линија слични, али да зависе од геометрије пражњења и експерименталних услова.



Слика 5.21. Профили спектралних линија He I 447,148 nm и He I 492,193 nm снимљени са краја пражњења у стандардном и модификованом Grimm-овом извору пражњења. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером и при различитим условима пражњења са бакарном катодом.

У оба случаја, централни део приказаног end-on спектра заузимају непомерене компоненте спектралних линија на таласним дужинама λ_0 (447,148 nm и 492,193 nm), чија је спектрална ширина на половини максимума неколико пута већа од оне која је карактеристична за инструментални профил. Поред непомерене компоненте примећен је још један максимум изражен на мањим таласним дужинама. Анализом и идентификацијом спектралних линија у добијеним спектрима, закључено је да изражени максимум на мањим таласним дужинама у односу на непомерену компоненту, не потиче од спектралне линије хелијума или линије катодног материјала тј. у овом случају линије гвожђа. С обзиром да спектроскопско посматрање са краја извора пражњења подразумева интегрално прикупљање зрачења из свих области пражњења, претпостављено је да изражени максимум на мањим таласним дужинама потиче од зрачења из прикатодне области, у којој на атоме хелијума постоји утицај Stark-овог ефекта макропоља. Да би се у потпуности објаснило порекло оваквих облика спектралних линија атома хелијума снимљених са краја извора пражњења, истраживање је настављено на модификованом Grimm-овом извору, код којег је омогућен појединачан и независан оптички приступ прикатодној области и области негативног светљења.

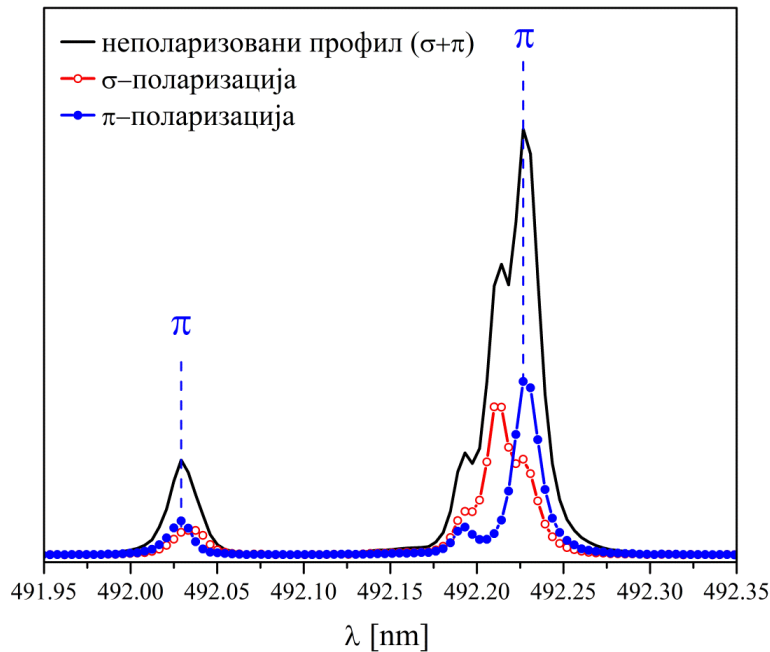
Наведене две спектралне линије атома хелијума нису случајно изабране за потребе истраживања докторске дисертације, јер су веома добро познате у спектроскопској пракси, налазе се у видљивом делу спектра, извољане су и интензивне. Додатни мотив за одабир ових линија је да се енергијски нивои атома хелијума деле на две оптички раздвојене гране од којих се једна састоји од синглетних, а друга од триплетних стања. Спектрална линије He I 447,148 nm настаје при прелазу електрона између триплетних стања, док спектрална линија He I 492,193 nm настаје при преласку електрона између синглетних стања у атому хелијума при чему је испуњено строго селекционо правило $\Delta S=0$ (промена укупног спинског квантног броја). Према овом селекционом правилу, прелази између синглетних и триплетних стања нису дозвољени. Спектрална линија He I 447,148 nm има мањи Stark-ов померај у односу на спектралну линију He I 492,193 nm и стога је она нешто мање погодна за истраживања која ће бити описана у овом поглављу, иако су непрекидно током рада вршена поређења података добијених на основу једне и друге линије. У наставку текста, опис и

поступак мерења у овом истраживању ће бити дат на примеру спектралне линије He I 492,193 nm, а на самом крају ће, без детаљног разматрања бити приказани и резултати везани за линију He I 447,150 nm. Ради јаснијег читања и разумевања наредног текста треба појаснити појмове дозвољени и забрањени прелази или дозвољене и забрањене компоненте спектралних линија. Након што је утврђено да атом не може емитовати зрачење преласком са било којег почетног на било које крајње стање, за парове стања који подлежу одређеним селекционим правилима прелази су дозвољени, а за оне парове стања који не подлежу селекционим правилима су забрањени. Међутим, у присуству електричног поља долази до мешања енергијских нивоа тј. стање и селекционо правило $\Delta l = \pm 1$ се нарушава, стога линије које су биле забрањене сада се појављују са незанемарљивим интензитетом, што је карактеристично и за испитиване He I 447,150 nm и He I 492,193 nm спектралне линије хелијума.

На самом почетку истраживања извршена су систематска side-on мерења профила He I 492,193 nm спектралне линије у прикатодној области пражњења. На слици 5.22. су приказани типични профили спектралне линије He I 492,193 nm снимљени на истој позицији у прикатодној области (на растојању $d=0,125$ mm од површине катоде) и то при π -поларизацији, σ -поларизацији и без присуства поларизатора. Спектар који је представљен спојеним пуним плавим круговима одговара π -поларизацији, док спектар представљен спојеним шупљим црвеним круговима одговара σ -поларизацији. Неполаризован профил спектралне линије, који представља збир спектра при обе поларизације, приказан је пуном црном линијом.

Анализом овако добијених спектра, коју су обавили, као што смо приказали у поглављу 3.1, Кураица и сарадници [9, 10, 141], дошло се до неколико закључака.

У сва три случаја уочава се непомерена компонента на $\lambda_0=492,193$ nm чије зрачење потиче из области нултог поља. Линија малог интензитета, која се појављује на страни мањих таласних дужина и нестаје при снимању профила ван прикатодне области, представља забрањену линију индиковану електричним пољем у прикатодној области код атома хелијума. Овај закључак је потврђен и снимцима профила спектралне линије који су направљени за потребе ове докторске дисертације и који су приказани на слици 5.23, где се на различитим позицијама у прикатодној области јасно уочава присуство забрањене компоненте, као и њено одсуство код профила који је снимљен у области негативног светљења. Поред забрањене линије уочава се да је дозвољена линија, услед Stark-овог ефекта, поцепана на неколико компоненти, при чему се код снимљених профила јасно уочавају једна π компонента и две σ компоненте. Међутим, теоријским разматрањем прелаза између енергијских нивоа датим у [141] закључено је да се у оквиру снимљене једне π компоненте заправо налазе две нераздвојене π компоненте дозвољеног прелаза и да се оне приликом приближавања катоде померају у страну већих таласних дужина, док се две нераздвојене π компоненте забрањеног прелаза померају у страну мањих таласних дужина.



Слика 5.22. Типични side-on спектри спектралне линије He I 492,193 nm снимљени на истој позицији у прикатодној области, на растојању $d=0,125$ mm од површине катоде, при π —поларизацији, σ —поларизацији и без присуства поларизатора. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас He (99,999%), гвоздена катода, $p=7,77$ mbar, $U=1200$ V, $I=4$ mA.

Најинтензивнија уочена σ компонента има најмањи Stark-ов померај, док друга σ компонента има већи померај али мањи интензитет и састоји се заправо од две нераздвојене компоненте. Ове две нераздвојене σ компоненте у свим мерењима показују исти Stark-ов померај као и интензивна π компонента састављена од две нераздвојене линије приближно истог интензитета. Што се тиче σ компоненте код забрањене линије, може се констатовати да се не могу раздвојити две компоненте али се и види да је при σ —поларизацији линија нешто шири у односу на π —поларизацију, што указује да се састоји од две компоненте.

Код забрањене линије, било да се ради о π или σ поларизацији, нема интерференције са непомереном компонентом, као што је то био случај код дозвољених линија, јер у области нултог поља не постоје забрањени прелази. Међутим, положај у спектру према коме забрањене линије конвергирају одговара таласној дужини коју би (када би прелаз био дозвољен) имали фотони при прелазима са непертурбованог горњег нивоа, што конкретно важи за спектралне линије He I 447,150 nm и He I 492,193 nm, 447,002 nm и 492,061 nm респективно [153,154].

Због мањег Stark-овог помераја најинтензивнија σ компонента рано почиње да се преклапа са непомереном компонентом, па је при мерењу тешко одредити положаје максимуме и интензитета појединих компоненти, због чега су се у истраживањима [9,10,141] за мерење расподеле јачине електричног поља у прикатодној области користили профили снимљени при π —поларизацији.

Неполаризовани профил спектралне линије He I 492,193 nm представља збир спектра обе поларизације које остављају отисак на његов профил и овакав тренд се одржава на свим снимцима дуж прикатодне области. С обзиром на то, на слици 5.22 су поред профила спектралне линије приказане и плаве испрекидане линије које указују на то да су положаји максимума у расподели интензитета код неполаризованог профила и профила добијеног при π —поларизацији, на истом спектралном месту, што отвара могућност коришћења и неполаризованог профила за мерења јачине електричног поља у прикатодној области по рецепту који је дат за π —поларизовани профил линије.

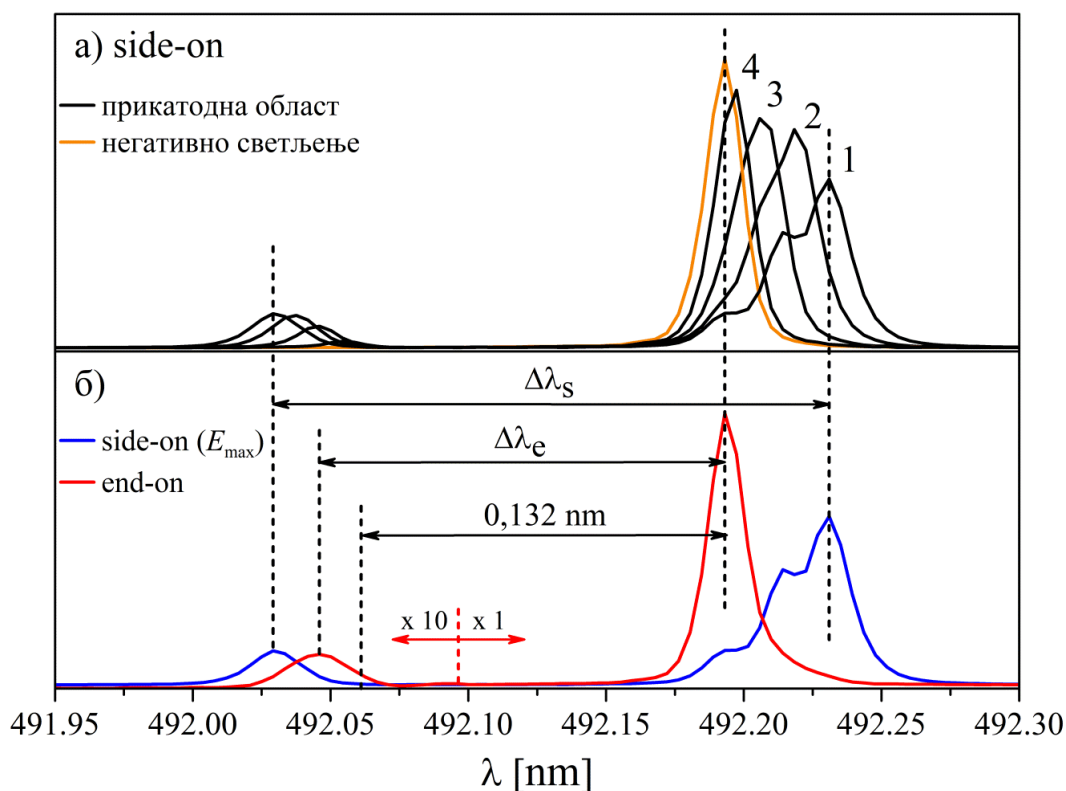
За потребе истраживања ове докторске дисертације поред добре спектралне резолуције неопходна је и добра осетљивост у оквиру оптичког и детекционог система, и зато свако

уношење додатних елемената (поларизатора) на отичком путу између пражњења и улазног слита монохроматора доноси проблеме са интензитетом који постају неизбежни са опремом која је саставни део експерименталне поставке у овом истраживању. Након анализе профила спектралне линије He I 492,193 nm и закључка да се за мерење јачине електричног поља може искористити и неполаризовани профил, у даљем излагању ће се углавном користити профили добијени без коришћења поларизатора.

На слици 5.23а су приказани типични неполаризовани профили спектралне линије He I 492,193 nm снимљени на четири различите позиције у прикатодној области, почевши од профила са највећим Stark-овим померајем дозвољене и забрањене линије (што одговара најјачем електричном пољу) у близини површине катоде. Код неполаризованих профила спектралне линије He I 492,193 nm уочава се неколико различитих компоненти:

- i) непомерена компонента—која настаје као последица проласка пражњења кроз анодни прорез тј. од зрачења из области нултог електричног поља;
- ii) забрањена компонента—која се појављује на мањим таласним дужинама и која, просторним удаљавањем од површине катоде тј. опадањем јачине електричног поља ка нултој вредности, конвергира ка $\lambda=492,061$ nm положају у спектру; и
- iii) дозвољена компонента (померена компонента)—која се у односу на непомерену таласну дужину, појављује на већим таласним дужинама (црвени померај).

Вредност Stark-ових помераја опада са повећањем растојања од катоде и померањем према области негативног светљења. На крају, снимање је извршено и у области негативног светљења, где се појављује само непомерена компонента и један такав профил је приказан на слици 5.23а.



Слика 5.23. Спектрална линија He I 492,193 nm снимљена а) са стране у прикатодној области на четири различита растојања од катоде (са кораком од 1/2 mm) и у области негативног светљења; б) спектри снимљени са краја и са стране (на $E_{\max}$) и њихови карактеристични помераји $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$, респективно. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас He (99,999%), гвоздена катода, $p=7,77$ mbar, $U=1200$ V, $I=3,6$ mA.

На другом делу слике (5.23б) се, поред side-on профила са највећим Stark-овим померајем (профил који је на слици 5.23а означен редним бројем 1), налази и профил

спектралне линије He I 492,193 nm који је добијен оптичким посматрањем са краја пражњења. Анализом спектра дошло се до закључка да у формирању профила спектралне линије He I 492,193 nm, добијеног снимањем са краја, доминантну улогу игра зрачење емитовано из негативног светљења, што се може приметити на централном непомереном делу спектралне линије. Зрачење емитовано из прикатодне области, које пролази кроз област негативног светљења, такође доприноси профилу спектралне линије и утицај тог зрачења на профил линије највише се примећује на мањим таласним дужинама где се појављује јасно уочљив максимум у расподели интензитета. Уочени максимум потиче од суперпозиције зрачења из прикатодне области, чије енергије одговарају забрањеним енергијским прелазима који су индуковани присуством електричног поља. С обзиром на то да се снимањем са краја извора пражњења може детектовати само σ поларизована светлост (слика 4.4), долази се до закључка да уочљиви максимум на мањим таласним дужинама потиче од суперпозиције σ поларизованог зрачења забрањених прелаза дуж прикатодне области. Када је било речи о side-on профилима спектралне линије He I 492,193 nm, напоменуто је да постоје две σ компоненте забрањене линије које се у експерименту не могу јасно раздвојити. На основу тога се може претпоставити да се максимум на мањим таласним дужинама у end-on профилу формира суперпозицијом зрачења тих двеју σ компоненти забрањене линије дуж прикатодне области, чији појединачни допринос се такође не може уочити тј. спектрално раздвојити.

За разлику од end-on профила спектралних линија атома неона и аргона који су анализирани у предходним поглављима, код спектралне линије He I 492,193 nm на помереном делу профила ка већим таласним дужинама не постоји јасно дефинисани максимум, већ само благо асиметрично проширење на црвеном крилу. Разлог томе су мањи Stark-ови помераји дозвољених компоненти He I 492,193 nm линије у односу на помераје спектралних линија атома неона и аргона, који као такви не могу оставити јасан отисак на профил спектралне линије добијен снимањем са краја извора пражњења.

Поред end-on и side-on профила спектралне линије, на слици 5.23б назначена су растојања између одређених максимума непомерених и померених компоненти: $\Delta\lambda_e$ —растојање између централне непомерене компоненте и максимума расподеле интензитета који се појављује на мањим таласним дужинама код end-on профила и $\Delta\lambda_s$ —растојање између најинтензивније дозвољене компоненте (са највећим Stark-овим померајем) и забрањене компоненте код side-on неполаризованог профила снимљеног на позицији где је измерена максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења. Поред ова два наведена растојања, на слици 5.23б је назначено и растојање између централне непомерене компоненте и положаја у спектру ($\lambda=492,061$ nm), којем при опадању јачине електричног поља ка нултој вредности, конвергира забрањена компонента спектралне линије и оно износи $\Delta\lambda=0,132$ nm. Анализирајући назначене помераје, закључено је да се увек у оквиру вредности $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$ помераја налази константна вредност $\Delta\lambda=0,132$ nm помераја на којој се надовезују „чисти“ помераји дозвољених, односно забрањених компоненти (видети слику 5.23б). За потребе овог истраживања наведена растојања су због јасне сепарације максимума одређивана искључиво „peak-to-peak“ методом. Прво су снимани профили спектралних линија са краја пражњења и одређивани $\Delta\lambda_e$ —помераји. Затим су при истим експерименталним условима снимани профили спектралних линија са стране и одређивани $\Delta\lambda_s$ —помераји.

На слици 5.24 је графички приказано поређење поменута два помераја за спектралну линију He I 492,193 nm. Свака тачка на овом графику представља вредности $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$ добијене при једном избору услова пражњења (напон, струја, притисак), са гвозденом, бакарном или титанијумском катодом. Да би се добио цео скуп приказаних експерименталних тачака било је потребно извршити процену помераја при различитим условима пражњења. Показало се да је зависност $\Delta\lambda_s$ у односу на $\Delta\lambda_e$ линеарна (слика 5.24) и да је најпогоднији фит експерименталних података фит линеарном функцијом $\Delta\lambda_s=k\Delta\lambda_e+b$, где је k коефицијент линеарности а b одсечак на у-оси. Да би се постојање одсечка у некој

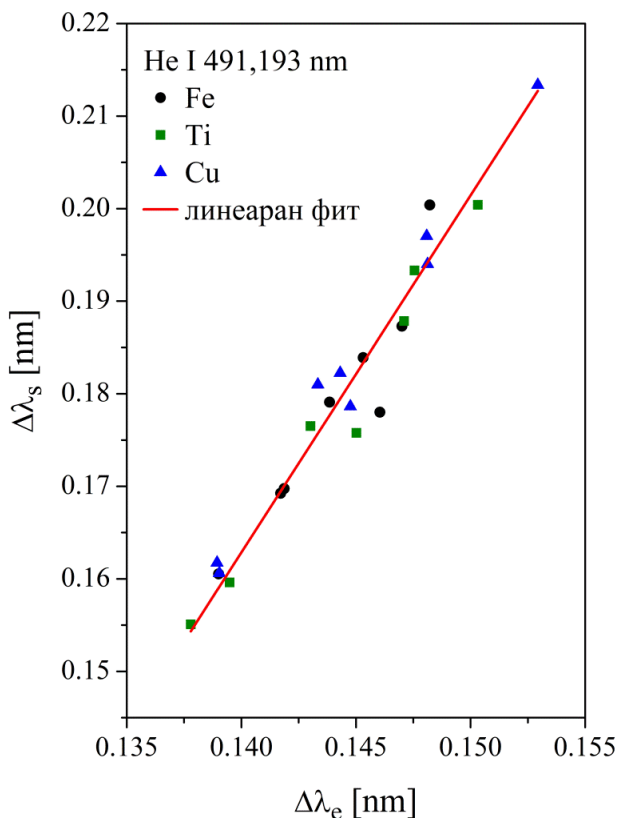
мери оправдало и прецизније дефинисало, на слици 5.25. је приказано поређење експерименталних тачака као и на слици 5.24, с том разликом што су вредности $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ (изражене у nm) помераја умањене за 0,132 nm у циљу добијања и поређења „чистих“ end-on ($\Delta\lambda_e - 0,132$) и side-on ($\Delta\lambda_s - 0,132$) помераја. Поређење тако добијених помераја је довело до линеарне зависности (слика 5.25):

$$\frac{\Delta\lambda_s - 0,132}{y} = k \frac{\Delta\lambda_e - 0,132}{x}, \quad (5.14)$$

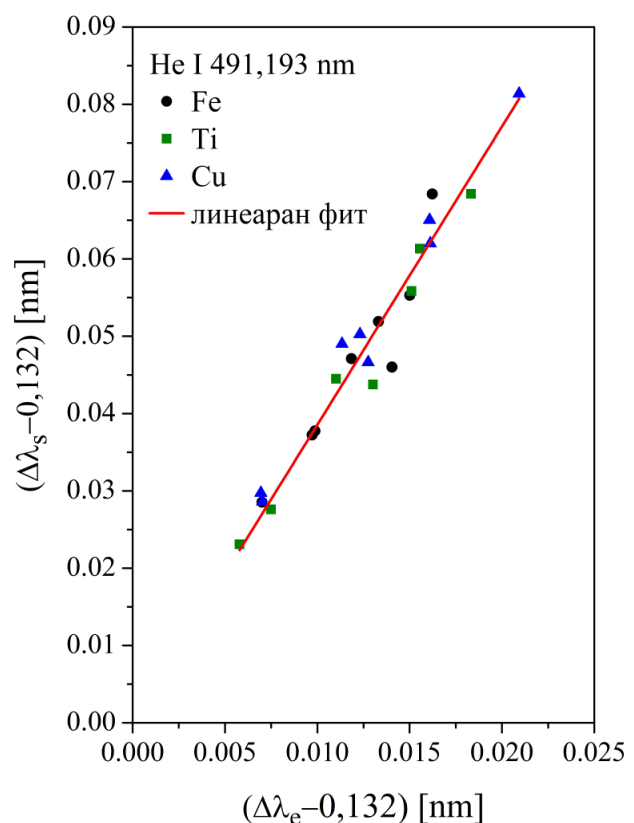
на основу које се може доћи до следећег израза:

$$\Delta\lambda_s = k \Delta\lambda_e + 0,132(1 - k). \quad (5.15)$$

На основу претходне анализе дошло се до корелације између коефицијента линеарности и одсечка на у-оси. Треба напоменути да линеарни фитови, на сликама 5.24 и 5.25 приказани црвеним линијама, представљају фитове линеарним функцијама облика $y=kx+b$ и $y=kx$, респективно, и да се из обе процедуре долази до исте вредности за коефицијент линеарности, а самим тим и за вредности одсечка на у-оси, који се на основу израза 5.15 може изразити преко коефицијента линеарности k . Конкретно, у случају приказаних експерименталних тачака које су везане за He I 492,193 nm спектралну линију, вредност k коефицијента износи $k=3,8562$.



Слика 5.24. График зависности side-on Stark-овог помераја $\Delta\lambda_s$ (на позицији где је вредност јачине електричног поља максимална, E_{max}) од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за спектралну линију He I 492,193 nm у пражњењу са различитим експерименталним условима. Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за посматрану спектралну линију, облика $y=kx+b$.



Слика 5.25. Исто као и на слици 5.24 с тим што су вредности на x и y оси умањени за 0,132 nm. Црвеном правом је представљен линеарни фит експерименталних тачака за посматрану спектралну линију, облика $y=kx$.

Познајући вредност k коефицијента и $\Delta\lambda_e$ помераја за He I 492,193 nm спектралну линију, на основу израза (5.15) се може проценити вредност $\Delta\lambda_s$ помераја најинтензивније

дозвољене компоненте (са највећим Stark–овим померајем) у односу на забрањену компоненту код side-on неполаризованог профила снимљеног на позицији где је измерена максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења. С обзиром на то да су положаји максимума у расподели интензитета забрањених и дозвољених компоненти код неполаризованог профила и профила добијеног при π -поларизацији на истом спектралном месту (слика 5.22), онда се долази до закључка да $\Delta\lambda_s$ померај код неполаризованог профила има исту вредност као и код π поларизованог профила. Метода мерења јачине електричног поља на основу π поларизованог профила He I 492,193 nm спектралне линије је описана у поглављу 3.1, а корелација између $\Delta\lambda_s$ помераја тј. растојања између дозвољене и забрањене π компоненте, и максималне јачине електричног поља дата је изразом (3.7).

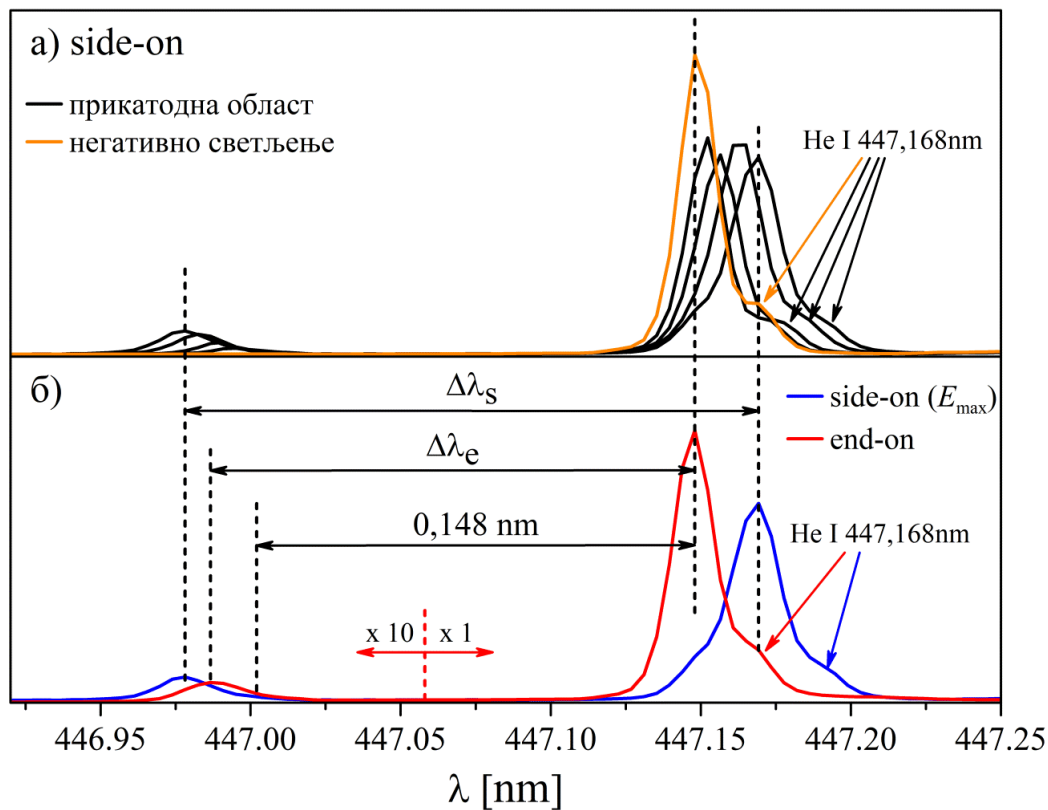
Коначно, корелација између $\Delta\lambda_e$ помераја за He I 492,193 nm спектралну линију и максималне јачине електричног поља $E_{\max}$, дата је изразом:

$$k \times DI_e + 0,132 \times (1 - k) = -1,87 \times 10^{-5} \times E_{\max}^3 + 8,8 \times 10^{-4} \times E_{\max}^2 + 1,4 \times 10^{-3} \times E_{\max} + 0,132, \quad (5.16)$$

или

$$DI_e = (-1,87 \times 10^{-5} \times E_{\max}^3 + 8,8 \times 10^{-4} \times E_{\max}^2 + 1,4 \times 10^{-3} \times E_{\max}) / k + 0,132.$$

Паралелно са He I 492,193 nm спектралном линијом снимана је и He I 447,150 nm спектрална линија, и њени типични спектри су приказани на слици 5.26.



Слика 5.26. Спектрална линија He I 447,150 nm снимљена а) са стране у прикатодној области на четири различита растојања од катоде (са кораком од 1/4 mm) и у области негативног светљења; б) спектри снимљени са краја и са стране (на $E_{\max}$) и њихови карактеристични помераји $\Delta\lambda_e$ и $\Delta\lambda_s$, респективно. Детекција приказаних профила је урађена Hamamatsu CCD камером. Услови пражњења: радни гас He (99,999%), гвоздена катода, $p=7,77$ mbar, $U=1300$ V, $I=3,6$ mA.

На горњем делу слике 5.26 су приказани неполаризовани side-on профили снимљени на четири различите позиције у прикатодној области, као и профил снимљен у области негативног светљења. На доњем делу слике је приказан side-on профил са највећим Stark–овим померајем и end-on профил снимљени при истим експерименталним условима. На

слици су назначена $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ растојања (изражена у nm) као и растојање између централне непомерене компоненте и положаја у спектру ($\lambda=447,002$ nm) коме, опадањем јачине електричног поља ка нулој вредности, конвергира забрањена компонента спектралне линије и оно износи $\Delta\lambda=0,148$ nm.

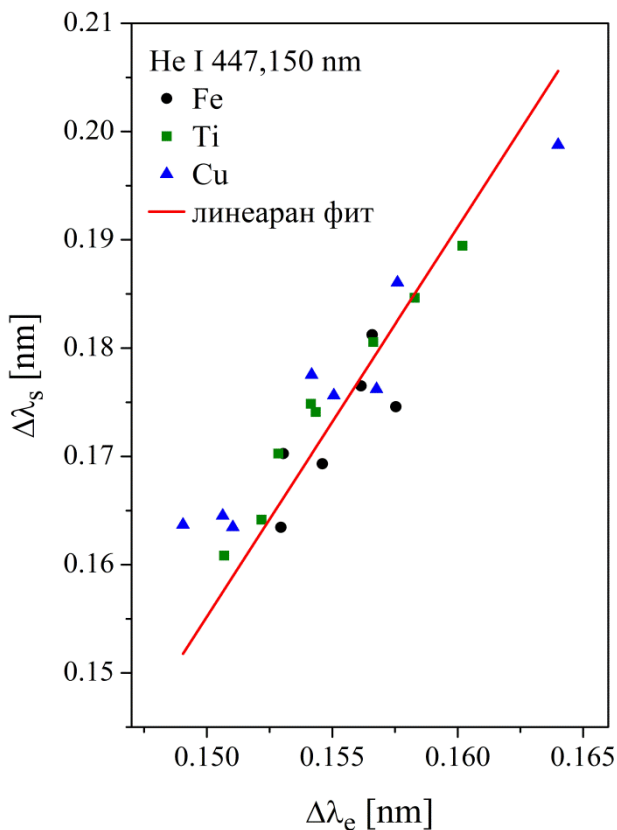
На слици 5.26, у приказаном опсегу таласних дужина, уочавају се и профили He I 447,168 nm спектралне линије. Side-on профили (слика 5.26a) указују на постојање Stark-овог померања спектралне линије у прикатодној области у присуству електричног макропоља. Како по сазнањима аутора не постоје подаци о Stark-овим померајима He I 447,168 nm спектралне линија у односу на јачину присутног електричног поља, истраживања у овој докторској дисертацији су искључиво посвећена He I 447,150 nm спектралној линији.

На слици 5.27 је графички приказана зависност растојања $\Delta\lambda_s$ у односу на растојање $\Delta\lambda_e$ за испитивану He I 447,150 nm спектралну линију за различите услове пражњења. На слици 5.28 је приказано поређење експерименталних тачка као и на слици 5.27, при чему су вредности помераја $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ умањене за 0,148 nm у циљу добијања и поређења „чистих“ end-on ($\Delta\lambda_e=0,148$) и side-on ($\Delta\lambda_s=0,148$) помераја. Поређење тако добијених помераја је довело до линеарне зависности (слика 5.28):

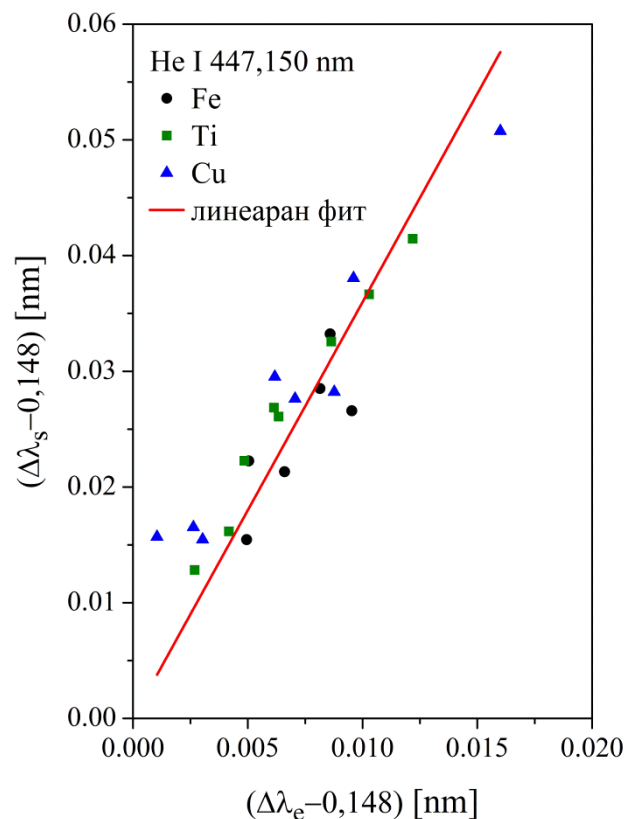
$$\frac{(\Delta\lambda_s - 0,148)}{0,148} = k \frac{(\Delta\lambda_e - 0,148)}{0,148}, \quad (5.17)$$

на основу које се може доћи до следећег израза:

$$\Delta\lambda_s = k \Delta\lambda_e + 0,148(1 - k). \quad (5.18)$$



Слика 5.27. График зависности side-on Stark-овог помераја $\Delta\lambda_s$ (на позицији где је вредност јачине електричног поља максимална, $E_{\max}$) од end-on помераја $\Delta\lambda_e$ за спектралну линију He I 447,150 nm у пражњењу са различитим експерименталним условима. Црвеном правом је представљена линеарна корелација између $\Delta\lambda_s$ и $\Delta\lambda_e$ за посматрану спектралну линију, облика $y=kx+b$.



Слика 5.28. Исто као и на слици 5.24 с тим што су вредности на x и y оси умањени за 0,148 nm. Црвеном правом је представљена линеарни фит експерименталних тачака за посматрану спектралну линију, облика $y=kx$.

Линеарни фитови, који су на сликама 5.27 и 5.28 приказани црвеном линијом, представљају фитове линеарним функцијама облика $y=kx+b$ и $y=kx$, респективно, из којих се може извући податак о вредностима за коефицијент линеарности, а самим тим и за вредности одсечка на y -оси, који се на основу израза 5.18 може изразити преко коефицијента линеарности k . Вредност k коефицијента до које се долази на основу описане процедуре обраде података износи $k=3,5984$.

Метода мерења јачине електричног поља на основу π поларизованог профила He I 447,150 nm спектралне линије је описана у поглављу 3.1, а корелација између $\Delta\lambda_s$ помераја тј. растојања између дозвољене и забрањене π компоненте, и максималне јачине електричног поља дата је изразом (3.8).

Коначно, корелација између $\Delta\lambda_e$ помераја за He I 447,150 nm спектралну линију и максималне јачине електричног поља $E_{\max}$, дата је изразом:

$$k \times \Delta l_e + 0,148 \times (1 - k) = -1,06 \times 10^{-5} \times E_{\max}^3 + 5,95 \times 10^{-4} \times E_{\max}^2 + 2,5 \times 10^{-3} \times E_{\max} + 0,148, \quad (5.19)$$

или

$$\Delta l_e = (-1,06 \times 10^{-5} \times E_{\max}^3 + 5,95 \times 10^{-4} \times E_{\max}^2 + 2,5 \times 10^{-3} \times E_{\max}) / k + 0,148.$$

5.5. Процена дужине прикатодне области

У истраживањима, приказаним у овој докторској дисертацији, су детаљније и систематски анализирана карактеристична проширења и померања линија у спектрима, који су добијени посматрањем са краја пражњења. Помераји линија у овим спектрима су упоређена са померајима јаких Stark–ових компоненти снимљеним са стране на позицији максималне јачине електричног поља у прикатодној области. Циљ је био да се успостави корелација између ових карактеристичних помераја да би се заузврат омогућило одређивање максималног електричног поља у прикатодној области, као и цела реконструкција прикатодне области (дистрибуција електричног поља $E(d)$ у функцији растојања d од катоде, као и дужина d_c прикатодне области за стандардне Grimm–ове аналитичке изворе са доступним оптичким посматрањем само са краја пражњења.

У ту сврху, претпостављен је једноставан модел линеарне расподеле електричног поља:

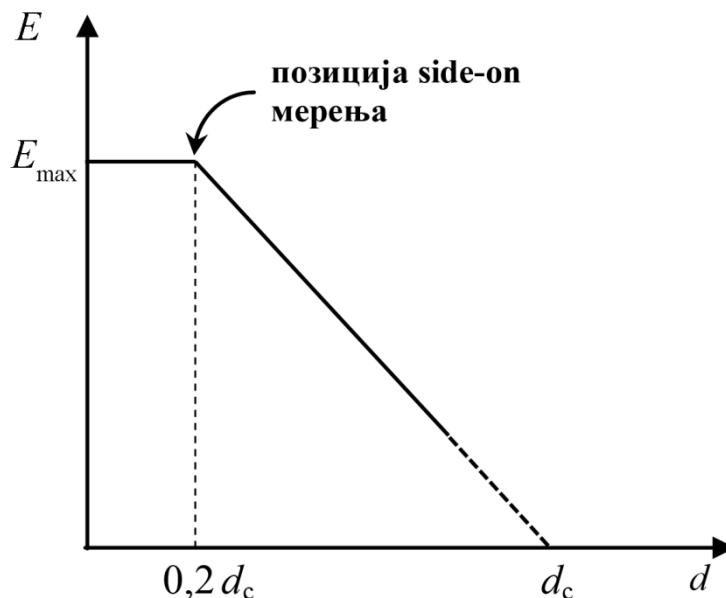
$$E(d) = E_{\max} (1 - d / d_c), \quad (5.20)$$

описан у стандардним уџбеницима, узимајући у обзир да се типично око 90% примењеног напона пражњења троши у прикатодној области за генерисање електричног поља. Након разматраних експерименталних резултата који показују да $E(d)$ садржи плато на максималној вредности $E_{\max}$ [8,10,108,109,126,155], који се протеже од површине катоде до растојања од око 20% укупне дужине прикатодне области, додатно је претпостављено, ради једноставности, да $E=E_{\max}$ остаје константано унутар првих 20% дужине прикатодне области (слика 5.29). Ове апроксимације дају једноставан однос између $E_{\max}$, d_c и укупног напона пражњења U :

$$0,9 U \approx 0,2 E_{\max} d_c + \frac{1}{2} 0,8 E_{\max} d_c, \quad (5.21)$$

или

$$U \approx \frac{2}{3} E_{\max} d_c. \quad (5.22)$$



Слика 5.29. Расподела јачине електричног поља у прикатодној области.

Овде треба напоменути да је линеарна расподела екстраполирана до нулте вредности пошто спектрална осетљивост детекционог система на пољима нижим од око 4 kV/cm није довољно осетљива за мерење Stark–ових помераја. Слика 5.29 такође приказује $E_{\max}$ позицију мерења са стране које се користи за поређење са мерењима са краја, исте спектралне линије.

Резултати који су представљени у овом раду прикупљени су за широк опсег експерименталних услова који укључују различите катодне материјале, примењене напоне, струје и притиске гаса.

На самом крају, ради демонстрације практичне примене понуђене спектроскопске методе процене максималне вредности јачине електричног поља и претходне анализе њене просторне расподеле у прикатодној области пражњења, искоришћени су end-on профили спектралних линија атома неона, аргона и хелијума, дати на сликама 5.1 и 5.21, који су снимљени у стандардном и модификованом Grimm–овом извору пражњења. У табели 5.4 су дати сви измерени и процењени параметри прикатодне области на основу end-on дијагностике пражњења у неону, аргону и хелијуму. У табели се налазе измерене вредности примењеног радног напона пражњења, U , као и вредности end-on помераја, $\Delta\lambda_e$, одређених спектралних линија снимљених у стандардном и модификованом извору. На основу познате вредности $\Delta\lambda_e$ за испитивану спектралну линију извршена је процена вредности максималне јачине електричног поља, $E_{\max}$, у прикатодној области (израз 5.4), а након тога и сама вредност дужине прикатодне области, d_c (израз 5.22). Треба напоменути да је снимање профила наведених спектралних линија извршено у стандардном и модификованом извору при успостављању истог притиска у оба извора.

Табела 5.4. Процењени параметри прикатодне области Grimm–овог пражњења на основу end-on профила спектралних линија атома неона, аргона и хелијума.

спектрална линија	Grimm–ов извор пражњења	U [V]	$\Delta\lambda_e$ [nm]	$E_{\max}$ [kV/cm]	d_c [mm]
Ne I 520,389 nm	стандардни	820	0,124	14,55	0,85
	модификовани	800	0,063	10,37	1,16
Ar I 537,349 nm	стандардни	780	0,101	28,48	0,41
	модификовани	895	0,058	21,63	0,62
He I 492,193 nm	стандардни	890	0,147	8,00	1,67
	модификовани	1100	0,143	6,70	2,46

Анализирајући вредности из табеле 5.4, може се приметити да се у стандардном Grimm–овом извору пражњења end-on помераји спектралних линија већи и да се самим тим постижу веће вредности јачине електричног поља у близини површине катоде него у модификованом извору, чак и поред примењеног већег напона у неким случајевима код модификованог извора. Са друге стране, процењене вредности дужине прикатодне области су веће у модификованом извору него у стандардном. Може се закључити да се предложеном модификацијом стандардног Grimm–овог извора, формирано абнормално тињаво пражњење у некој мери „припитомило“.

Наиме, иако су структура и облик end-on профила испитиваних спектралних линија код оба извора слични (слика 5.1 и 5.21), они ипак зависе од геометрије и дизајна извора пражњења, као и од димензија његових централних делова (ефективне површине катоде, дужине шупље аноде, ефективног растојања између катоде и аноде, итд.) који у случају стандардног и модификованог извора коришћених у овом експерименту нису идентични (потпоглавље 4.1).

Закључак

У овој докторској дисертацији су изложени резултати спектроскопских истраживања стандардног Grimm–овог абнормалног тињавог пражњења, као извора који се често користи у аналитичкој спектроскопији и код кога постоји могућност оптичког посматрања само са краја извора пражњења тј. нормално на површину катоде (узорка). Главни део докторске дисертације посвећен је развоју нове методе за процену неких од параметара прикатодне области стандардног Grimm–овог АТП–а, која се формира испред површине катоде, и која је „сакривена“ иза интензивног светлосног зрачења из области негативног светљења. Независно од тога што постоје многа истраживања и методе базиране на веома добро познатом и дуго изучаваном Stark–овом ефекту, према сазнањима аутора по први пут је развијена нова метода за процену максималне јачине електричног поља у прикатодној области стандардног Grimm–овог извора АТП–а која до сада није примењена за дијагностику таквог пражњења.

За потребе истраживања искоришћена је предност модификованог Grimm–овог извора АТП–а, који омогућава и оптичка посматрања са стране извора пражњења тј. паралелно са површином катоде, а нормално на осу пражњења, чиме се може извршити појединачно и независно истраживање свих области пражњења (прикатодне области и области негативног светљења), под претпоставком да се изведени закључци односе и на стандардни Grimm–ов извор са опцијом спектроскопског посматрања само са краја пражњења.

Stark–ово цепање и померање енергијских нивоа у електричном пољу које је присутно у прикатодној области одређује цепање и померање спектралних линија што се јасно може детектовати у side–on спектрима. Са друге стране, спектроскопским снимањима са краја извора пражњења се прикупља зрачење из свих области пражњења и на тај начин се формира интегрална слика пражњења. Различите Stark–ове компоненте, које настају услед цепања и померања спектралних линија атома неона, аргона и хелијума, се такође одражавају и у end–on спектрима као карактеристична проширења крила линија и померања и цепања ка већим таласним дужинама (црвени померај).

За шест Ne I и четири Ar I спектралне линије, код којих је у прикатодној области у наведеним експерименталним условима уочљива једнокомпонентна Stark–ова структура, установљена је стабилна линерна корелација између side–on $\Delta\lambda_s$ помераја забележених на позицији где је измерена максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења и карактеристичних end–on $\Delta\lambda_e$ помераја. Коефицијент линеарне корелације, $k = \Delta\lambda_s / \Delta\lambda_e$, је одређен за сваку испитивану спектралну линију појединачно, као и за заједничке вредности коефицијената k_{Ne} и k_{Ar} , добијене анализом целог сета линија заједно, и закључено је да се добро слажу са средњим вредностима појединачних коефицијената корелације линија. Познавајући вредност коефицијента корелације k за одређену спектралну линију и вредност измереног end–on $\Delta\lambda_e$ помераја може се израчунати вредност side–on $\Delta\lambda_s$ помераја. Треба нагласити да је испитивање утицаја Stark–овог ефекта на истраживане спектралне линије атома неона и аргона, био предмет истраживања других аутора, чији су резултати искоришћени у овом раду. Наиме, у тим истраживањима су пронађене корелације између одређених Stark–ових помераја спектралних линија и вредности јачине електричног поља, које омогућавају да се на основу познате вредности $\Delta\lambda_s$ помераја процени вредност максималне јачине електричног поља у прикатодној области. Коначно, може се закључити да је понуђена једноставна метода којом се на основу познате вредности $\Delta\lambda_e$ помераја, који је измерене код профила спектралних линија добијених снимањем са краја извора пражњења, може проценити вредност максималне јачине електричног поља у прикатодној области. Поред тога, понуђен је прорачун на основу којег, претпостављајући уобичајену линеарну расподелу електричног поља у прикатодној области пражњења, познавајући вредност максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ и укупни радни напон пражњења U , се може проценити дужина прикатодне области d_c .

Као што је напоменуто, за потребе истраживања процене максималне јачине електричног поља у прикатодној области на основу сета спектралних линија неона и аргона, било је неопходно познавање корелација између Stark–ових помераја и вредности јачине електричног поља, што је за све линије било познато осим за спектралну линију Ar I 517,753 nm, због чега је спроведено посебно истраживање утицаја Stark–овог ефекта на профиле поменуте аргонове спектралне линије. Посматрање профила спектралне линије је извршено са стране тј. паралелно са површином катоде, на различитим позицијама у прикатодној области абнормалног Grimm–овог АТП–а у чистом аргону. Добијени спектри су указали на Stark–ов црвени померај који се смањује удаљавањем од површине катоде и смањењем јачине електричног поља. За електрична поља изнад 15 kV/cm, профили линија манифестују јасно спектрално раздвајање између померених и непомерених компоненти линије, омогућавајући једноставна мерења помераја, док су за нижа поља мањи Stark–ови помераји одређивани фитовањем профила одговарајућом моделном функцијом. Јачина електричног поља одређивана је независно на основу профила Ar I 537,349 nm спектралне линије. Након анализе добијених експерименталних података дошло се до закључка да се корелација између Stark–ових помераја таласног броја Ar I 517,753 nm спектралне линије и јачине електричног поља може представити једноставном квадратном функцијом, $\Delta\nu = CE^2$, где C представља коефицијент корелације. Вредност коефицијента C се добија управо из фита експерименталних података поменутим квадратном функцијом. На овај начин је проширена листа спектралних линија аргона које се могу искористити као непертурбујућа метода за дијагностику прикатодне области пражњења.

Осим спектралних линија неона и аргона које испољавају једнокомпонентну Stark–овску структуру, приказани су резултати дијагностике прикатодне области Grimm–овог АТП у чистом неону коришћењем Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија, које припадају истом мултиплету и које се у присуству електричног поља понашају слично тј. имају вишекомпонентну Stark–ову структуру. Резултати су добијени користећи стандардни Grimm–ов извор пражњења са доступним само end–on посматрањем и модификовани Grimm–ов извор који омогућава како end–on, тако и side–on оптички приступ пражњењу.

Снимањем неполаризованих side–on профила Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија на различитим позицијама у прикатодној области детектовано је више Stark–ових компоненти (спектралне линије показују и померање и цепање у присуству електричног поља), због чега се ради прецизнијег описа профила применила поларизациона спектроскопија. На позицијама близу површине катоде, где је јачина електричног поља у прикатодној области највећа, детектоване су три σ и две π компоненте, чији се отисак јасно примећује на неполаризованим профилима. За обе спектралне линије, установљена је квадратна корелација између Stark–ових помераја таласног броја најинтензивнијих σ и π компоненти и јачине електричног поља, $\Delta\nu = CE^2$, и на основу фита експерименталних тачака квадратном функцијом добијене су вредности коефицијената корелације $C(\sigma)$ и $C(\pi)$.

Снимањем са краја извора пражњења прикупља се зрачење из свих области пражњења, укључујући област негативног светљења и прикатодну област. Иако у end–on профилима Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm спектралних линија доминира интензивна централна компонента која потиче из области негативног светљења, широка црвена крила са јасно израженим пиком (локалним максимумом) потичу од суперпозиције Stark–ових σ компоненти емитованих из прикатодне области. За широки опсег различитих експерименталних услова у оба извора пражњења истовремено је извршено независно процењивање максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ прикатодне области и мерење end–on помераја спектралних линија $\Delta\lambda_e$, који представљају растојање између непомерене централне компоненте и најинтензивније компоненте на помереном делу црвених крила. На основу прикупљених података установљена је једноставна квадратна корелација између ових величина и одређен је C_e коефицијент корелације за обе спектралне линије. Овим истраживањем допуњен је скуп неононих линија чије се карактеристични помераји у end–on профилима могу повезати са максималном јачином електричног поља у прикатодној области.

Спектралне линије Ne I 503,775 nm и Ne I 508,038 nm показују мање Stark-ове помераје у односу на друге испитиване линије неона, али имају веће интензитете и боље изражене максимуме у расподели интензитета широких црвених крила линија, што омогућава укључивање поларизационе спектроскопије. Добијени слични облици спектралних линија end-on снимањем у стандардном и модификованом Grimm-овом извору пражњења указују да се одговарајући закључци односе на оба извора пражњења.

Поред истраживања у неону и аргону као радним гасовима пражњења који се најчешће користе у аналитичкој спектроскопији, у овој докторској дисертацији су приказани и резултати истраживања која се односе на пражњење у чистом хелијуму значајна за спектроскопску дијагностику пражњења и других врста плазми. За потребе истраживања анализирани су end-on и side-on профили Ne I 447,148 nm и Ne I 492,193 nm спектралних линија које су добро познате у спектроскопској пракси. На позицијама у близини површине катоде на снимљеним неполаризованим side-on профилима су поред непомерене централне компоненте уочене дозвољене и забрањене компоненте линије са померајима ка већим, односно ка мањим таласним дужинама, респективно. У оквиру end-on профила спектралних линија поред доминантне централне непомерене компоненте, чија је спектрална ширина на половини максимума неколико пута већа од оне која је карактеристична за инструментални профил, детектовано је благо асиметрично проширење на црвеном крилу и максимум у расподели интензитета који је у односу на централну таласну дужину изражен на мањим таласним дужинама. Спектроскопско посматрање са краја извора пражњења подразумева интегрално прикупљање зрачења из свих области пражњења, па је на основу тога закључено да изражени максимум на мањим таласним дужинама потиче од зрачења из прикатодне области, тј. представља суперпозицију σ поларизованог зрачења забрањених компоненти спектралних линија.

За широки опсег примењених различитих услова пражњења упоређиване су вредности растојања између централне непомерене компоненте и максимума расподеле интензитета који се појављује на мањим таласним дужинама код end-on профила, $\Delta\lambda_e$, и растојање између најинтензивније дозвољене компоненте (са највећим Stark-овим померајем) и забрањене компоненте код side-on неполаризованог профила снимљеног на позицији где је измерена максимална јачина електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења, $\Delta\lambda_s$. Показало се да је зависност $\Delta\lambda_s$ у односу на $\Delta\lambda_e$ линеарна и да се на основу фита експерименталних података линеарном функцијом одређује коефицијент корелације k . Познавајући вредност коефицијента k и $\Delta\lambda_e$ помераја за испитиване спектралне линије, на основу линеарне корелације се може проценити вредност $\Delta\lambda_s$ помераја најинтензивније дозвољене компоненте (са највећим Stark-овим померајем) у односу на забрањену компоненту код side-on неполаризованог профила, а самим тим и вредност максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ у прикатодној области пражњења.

Приказаним истраживањима понуђена је једноставна метода процене максималне јачине електричног поља $E_{\max}$ и дужине прикатодне области d_c . „скривене“ иза области негативног светљења, на основу спектроскопских посматрања са краја стандардног извора Grimm-овог АТП-а. Метода се заснива на корелацији карактеристичних проширења и померања код end-on профила испитиваних спектралних линија неона, аргона и хелијума, са вредностима максималне јачине електричног поља у прикатодној области близу површине катоде, а самим тим и са дужином прикатодне области. Очекује се да ће се резултати користити као једноставан алат за брзу процену параметара прикатодне области, ради што бољег разумевања и лакшег моделирања аналитичких тињавих пражњења. Такође, ова метода може бити корисна као тест метода при одабиру и контроли почетних услова пражњења (струја, напон, притисак) ради што ефикаснијег и прецизнијег третирања металних узорака.

Литература

1. N. Jakubowski, A. Bogaerts, V. Hoffmann, Glow discharges in emission and mass spectrometry, in: Atomic Spectroscopy in Elemental Analysis / M. Cullen (Ed.), Sheffield: Blackwell Publishing (2003).
2. R. K. Marcus, J. A. C. Broekaert, Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy, John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, England (2003).
3. W. Grimm, Naturwissenschaften, **54**, 586 (1967).
4. W. Grimm, Spectrochim. Acta Part B **23**, 443–454 (1968).
5. Annemie Bogaerts, doctoral dissertation, Universiteit Antwerpen, Departement Scheikunde (1996).
6. N. P. Ferreira, H. G. C. Human and L. R. P. Butler, Spectrochim. Acta, Part B, **35**, 287 (1980).
7. M. M. Kuraica, N. Konjević, M. Platiša and D. Pantelić, Spectrochim. Acta Part B, **47**, 1173 (1992).
8. I. R. Videnović, N. Konjević and M. M. Kuraica, Spectrochim Acta B **51**, 1707 (1996).
9. M. M. Kuraica, N. Konjević and I. R. Videnović Spectrochim. Acta B **52**, 745 (1997).
10. M. M. Kuraica and N. Konjević, Appl. Phys. Lett. **70**, 1521 (1997).
11. Z. Weiss, E. B. M. Steers, P. Šmid and V. Hoffmann, J. Anal. At. Spectrom **24**, 27 (2009).
12. Z. Weiss, private communication with N. Konjvić (31st August 2011).
13. G. L. Majstorović, N. V. Ivanović, N. M. Šišović, S. Djurović and N. Konjević, Plasma Sources Sci. Technol. **22**, 045015 (2013).
14. N. M. Šišović, N. V. Ivanović, G. L. Majstorović and N. Konjević, J. Anal. At. Spectrom. **29**, 2058 (2014).
15. N. V. Nedić, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, Dj. Spasojević and N. Konjević, Journal of Analytical Atomic Spectrometry **37**, 1318–1326 (2022).
16. N. V. Nedić, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, and Dj. Spasojević, The European Physical Journal D **77**, 5 (2023).
17. N. V. Ivanović, N. V. Nedić, I. R. Videnović, Dj. Spasojević and N. Konjević, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **208**, 106775 (2023).
18. F. Paschen, Ann. Phys., **50**, 901 (1916).
19. H. Schuler, Z. Phys. **59**, 149 (1929).
20. C. J. Belle and J. D. Johnson, Appl. Spectrosc. **27**, 118–124 (1973).
21. A. Bengtson, Spectrochim. Acta Part B **40**, 631–639 (1985).
22. R. K. Marcus, T. R. Harville, Y. Mei and C. R. Shick, Jr. Anal. Chem. **66**, 902A–911A (1994).
23. D. Fang, R. K. Marcus, *In Glow Discharge Spectroscopies* (Marcus, R. K., Ed., Plenum), New York, Chapter 2 (1993).
24. A. von Engel, *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford (1965).
25. G. Francis, *Glow Discharge at Low Pressur*, Encyclopedia of Physics, Springer (1956),.
26. J. Labat, Fizika jonizovanih gasova, Fizički fakultet, Beograd (1991).
27. J. W. Coburn, Rev. Sci. Instrum. **41**, 1219 (1970).
28. J. W. Coburn and E. Kay Appl. Phys. Lett., **18**, 435 (1971).
29. H. Schüler and H. Gollnow, Z. Phys. **93**, 611 (1935).
30. R. K. Marcus and W. W. Harrison, Spectrochim. Acta **40B**, 933 (1985).
31. R. K. Marcus and W. W. Harrison, Anal. Chem. **58**, 797 (1986).
32. R. K. Marcus, F. L. King and W. W. Harrison, Anal. Chem. **58**, 972 (1986).
33. R. K. Marcus and W. W. Harrison, Anal. Chem. **59**, 2369 (1987).
34. G. S. Anderson, N. W. Mayer and G. K. Wehner, J. Appl. Phys. **33**, 2991 (1962).
35. J. W. Coburn and E. Kay, Appl. Phys. Lett. **19**, 350 (1971).
36. D. L. Donohue and W. W. Harrison, Anal. Chem. **47**, 1528 (1975).
37. D. C. Duckworth and R. K. Marcus, Anal. Chem. **61**, 1879 (1989).
38. J. A. Klingler, P. J. Savickas and W. W. Harrison, J. Am. Soc. Mass Spectrom. **1**, 138 (1990).

39. J. A. Klingler, C. M. Barshick and W. W. Harrison, *Anal. Chem.* **63**, 2571 (1991).
40. K. Wagatsuma and K. Hirokawa, *Anal. Chem.* **56**, 2732 (1984).
41. K. Wagatsuma and K. Hirokawa, *Spectrochim. Acta* **43B**, 831 (1988).
42. M. R. Winchester and R. K. Marcus, *Anal. Chem.* **64**, 2067 (1992).
43. F. W. Aston, *Mass Spectra and Isotopes*, 2nd ed., Longmans, Green and Co, New York (1942).
44. K. T. Bainbridge and E. B. Jordon, *Phys. Rev.* **50**, 282 (1936).
45. J. W. Coburn and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **43**, 4965 (1972).
46. W. W. Harrison and C. W. Magee, *Anal. Chem.* **46**, 461 (1974).
47. E. H. Daughtrey, Jr. and W. W. Harrison, *Anal. Chem.* **47**, 1024 (1975).
48. D. L. Donohue and W. W. Harrison, *Anal. Chem.* **47**, 1528 (1975).
49. B. N. Colby and C. A. Evans, Jr., *Anal. Chem.* **46**, 1236 (1974).
50. J. R. Wallace, D. F. Natusch, B. N. Colby and C. A. Evans, Jr., *Anal. Chem.* **48**, 118 (1976).
51. C. G. Bruhn, B. L. Bentz and W. W. Harrison, *Anal. Chem.* **50**, 373 (1978).
52. M. Hecq, A. Hecq and M. Liemans, *J. Appl. Phys.* **49**, 6176 (1978).
53. M. Hecq and A. Hecq, *J. Appl. Phys.* **56**, 672 (1984).
54. N. Jakubowski, D. Stüwer and G. Tölg, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.* **71**, 183 (1986).
55. J. Pisonero, J. M. Costa, R. Pereiro, N. Bordel and A. Sanz–Medel, *Anal. Bioanal. Chem.*, **379**, 658 (2004).
56. J. Pisonero, I. Feldmann, N. Bordel, A. Sanz–Medel and N. Jakubowski, *Anal. Bioanal. Chem.*, **382**, 1965 (2005).
57. V. Hoffman, M. Kasik, P. K. Robinson and C. Venzago, *Analytical and Bioanalytical Chemistry* **381**, 173 (2005).
58. W. W. Harrison, C. M. Barshick, J. A. Klingler, P. H. Ratliff and Y. Mei, *Anal. Chem.* **62**, 943A (1990).
59. Kirchhoff G. R. and Bunsen R. Chemical analysis by spectrum–observation, *Philos Mag* **20**, 89 (1860).
60. F. T. Burks, *Spectrochim. Acta* **5**, 322 (1952).
61. I. A. Berezin, *Zavod. Lab.* **27**, 859 (1961).
62. G. A. Pevtsov, V. Z. Krasilshchik and A. F. Yabovlera, *J. Anal. Chem. USSR* **23**, 1569 (1968).
63. W. W. Harrison and N. J. Prakash, *Anal. Chim. Acta* **49**, 151 (1970).
64. J. A. C. Broekaert, *Atomic Emission Spectrometry in Glow Discharge Spectroscopies*, edited by R. K. Marcus, Plenum Press, New York (1993).
65. P. J. Treado and M. D. Morris, *Anal. Chem.* **61**, 723A (1989).
66. L. M. Faires, *Anal. Chem.* **58**, 1023A (1986).
67. J. A. C. Broekaert, K. R. Brushwyler, C. A. Monnig and G. M. Hieftje, *Spectrochim. Acta* **45B**, 769 (1990).
68. M. Ancey, R. Berneron and P. Parnière, *R. C. Met. Phys.* **582** (1971).
69. R. Berneron, *Spectrochim. Acta* **33B**, 665 (1978).
70. R. Berneron and J. C. Charbonnier, *Surf. Interface Anal.* **3**, 134 (1981).
71. K. Wagatsuma and K. Hirokawa, *Anal. Chem.* **58**, 1112 (1986).
72. A. Bengtson and M. Lundholm, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **3**, 879 (1988).
73. Z. Weiss, *Surf. Interf. Anal.* **17**, 641 (1991).
74. Z. Weiss, *Spectrochim. Acta* **47B**, 859 (1992).
75. O. Dessenne, A. Quentmeier and H. Bubert, *Fres. J. Anal. Chem.* **346**, 340 (1993).
76. R. Payling and D. G. Jones, *Surf. Interface Anal.* **20**, 787 (1993).
77. R. Payling, D. G. Jones and S. A. Gower, *Surf. Interface Anal.* **20**, 959 (1993).
78. A. Quentmeier, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **9**, 355 (1994).
79. D. G. Jones, R. Payling, S. A. Gower and E. M. Boge, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **9**, 369 (1994).
80. A. Bengtson, *Spectrochim. Acta* **49B**, 411 (1994).
81. S. Oswald, V. Hoffmann and G. Ehrlich, *Spectrochim. Acta* **49B**, 1123 (1994).
82. Z. Weiss, *J. Anal. Atom. Spectrom.* **10**, 891 (1995).
83. R. Payling, D. G. Jones and S. A. Gower, *Surf. Interface Anal.* **23**, 1 (1995).

84. R. Payling, Surf. Interface Anal. **23**, 12 (1995).
85. N. Bordel–Garcia, R. Pereiro–Garcia, M. Fernandez–Garcia, A. Sanz–Medel, T. R. Harville and R. K. Marcus, J. Anal. Atom. Spectrom. **10**, 671 (1995).
86. F. Präbller, V. Hoffmann, J. Schumann and K. Wetzig, J. Anal. Atom. Spectrom. **10**, 677 (1995).
87. B. J. Russell and A. Walsh, Spectrochim. Acta **15**, 883 (1959).
88. D. S. Gough, P. Hannaford and A. Walsh, Spectrochim. Acta **28B**, 197 (1973).
89. B. M. Gatehouse and A. Walsh, Spectrochim. Acta **16**, 602 (1960).
90. J. A. Goleb, Anal. Chem. **35**, 1978 (1963).
91. A. Goleb and J. K. Brody, Anal. Chim. Acta **28**, 457 (1963).
92. B. W. Gandrud and R. K. Skogerboe, Appl. Spectrosc. **25**, 243 (1971).
93. D. S. Gough, Anal. Chem. **48**, 1926 (1976).
94. K. Ohls, J. Flock and H. Loepp, Fresenius Z. Anal. Chem. **332**, 456 (1988).
95. B. W. Smith, J. B. Womack, N. Omenetto and J. D. Winefordner, Appl. Spectrosc. **43**, 873 (1989).
96. B. Chapman, *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching* (New York: Wiley, 1980).
97. Y. P. Raizer and J. E. Allen, *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1997).
98. P. F. Little and A. von Engel), Proc. Roy. Soc. (London) **A224**, 209 (1954).
99. O. Scherzer, Arch. Electrotechn. **33**, 207 (1939).
100. M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, Rev. Mod. Phys. **12**, 87 (1940).
101. W. D. Davis and T.A. Vanderslice, Phys. Rev. **131**, 219 (1963).
102. J. Rickards, Vacuum **34**, 559 (1984).
103. Z. Wronski, Vacuum **40**, 387 (1990).
104. Dj. Spasojević, M. Cvejić, N. M. Šišović and N. Konjević, Appl. Phys. Lett. **96**, 241501 (2010).
105. M. Cvejić, Dj. Spasojević, N. M. Šišović and N. Konjević, J. Appl. Phys. **110**, 033305 (2011).
106. Dj. Spasojević, M. Cvejić, N. M. Šišović and N. Konjević, J. Appl. Phys. **111**, 096103 (2012).
107. Dj. Spasojević, S. Mijin, N. M. Šišović and N. Konjević, Journal of Applied Physics **119**, 053301 (2016).
108. Dj. Spasojević, V. Steflekova, N. M. Šišović and N. Konjević, Plasma Sources Sci. Technol. **21**, 025006 (2012).
109. Dj. Spasojević, V. Steflekova, N. M. Šišović and N. Konjević, Plasma Sources Sci. Technol. **23**, 012004 (2014).
110. J. J. Thomson and G. P. Thomson, *Conduction of electricity through gases*, Cambridge, Univ. Press (1933).
111. F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **84**, 526 (1911).
112. F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **104**, 565 (1923).
113. B. N. Ganguly, J. R. Shoemaker, B. L. Preppernau and A. Garscadden, J. Appl. Phys. **61**, 2778 (1987).
114. E. A. Den Hartog, D. A. Doughty and J. B. Lawler, Phys. Rev. A **38**, 24 (1988).
115. V. P. Gavrilenko, H. J. Kim, T. Ikutake, J. B. Kim, Y. W. Choi, M. D. Bowden and K. Muraoka, Phys. Rev. E **62**, 7201 (2000).
116. U. Czarnetzki, D. Luggenhölscher and H. Döbele, Phys. Rev. Lett. **81**, 4592 (1998).
117. T. Kampschulte, J. Schulze, D. Luggenhölscher, M. D. Bowden and U. Czarnetzki, New J. Phys. **9**, 18 (2007).
118. M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, A. Gonzalo and A. Steiger, Plasma Sources Sci. Technol. **15**, 105 (2006).
119. M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher and L. M. Fuentes, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 015012 (2008).
120. C. Pérez, M. I. de la Rosa and K. Grützmacher, Eur. Phys. J. D **56**, 369 (2010).
121. V. Gonzalez–Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez and M. I. de la Rosa, J. Appl. Phys. **124**, 033302 (2018).

122. N. Ryde, *Atoms and Molecules in Electric Fields*, (Stockholm: Almqvist & Wiksell International, 1976).
123. C. Barbeau and J. Jolly, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 237 (1991).
124. B. N. Ganguly and A. Garscadden, *J. Appl. Phys.* **70**, 621 (1991).
125. Z. Donkó, K. Rózsa, R. C. Tobin and K. A. Peard, *Phys. Rev. E* **49**, 3283 (1994).
126. T. Wujec, H. W. Janus and W. Jelénski, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 868 (2003).
127. N. Cvetanović, M. M. Martinović, B. M. Obradović and M. M. Kuraica, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 205201 (2015).
128. B. M. Obradović, N. Cvetanović, S. S. Ivković, G. B. Sretenović, V. Kovacević, I. B. Krstić and M. M. Kuraica, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **77**, 30802 (2017).
129. N. V. Ivanović, N. M. Šišović, Dj. Spasojević and N. Konjević *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 125201 (2017).
130. M. M. Vasiljević, Dj. Spasojević, N. M. Šišović and N. Konjević, *Europhys. Lett.* **119**, 55001 (2017).
131. A. Bogaerts and R. Gijbels, *Spectrochim. Acta B* **53**, 437 (1998).
132. W. Rogowski, *Arch. Elektrotech. Z. Phys.* **26**, 643; (1932), **114**, 1 (1939).
133. W. Weizel, R. Rompe and M. Schön, *Z. Phys.* **112**, 339 (1939); **113**, 87 (1939); **113**, 730 (1939).
134. K. G. Emeleus and Sloan, *Phil. Mag.* **14**, 355 (1932).
135. A. K. Brewer and J. W. Westhaver, *J. Appl. Phys.* **8**, 779 (1937).
136. B. H. Bransden and C. J. Joachain, *Physics of atoms and molecules*, New York (1980).
137. L. Windholz, *Phys. Scripta* **21**, 67 (1980).
138. H. Jäger and L. Windholz, *Physica Scripta* **29**, 344 (1984).
139. K. V. Kozlov, H. E. Wagner, R. Brandenburg and P. Michel, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 3164 (2001).
140. S. S. Ivković, G. B. Sretenović, B. M. Obradović, N. Cvetanović and M. M. Kuraica *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**, 055204 (2014).
141. M. M. Kuraica, докторска дисертација, Физички факултет, Београд (1998).
142. J. S. Foster, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* **117**, 137 (1927).
143. H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One and Two–Electron Atoms* (New York: Plenum, 1977)
144. H. Jäger, L. Windholz and R. Ch. Ziegelbecker, *Phys. Scripta.* **40**, 740 (1989).
145. L. Windholz and C. Neureiter, *Phys Rev. A* **37**, 1978 (1988).
146. R. Ch. Ziegelbecker and B. Schnizer, *Z. Phys. D – Atoms, Molecules and Clusters* **6**, 327 (1987).
147. R. Gebauer, *Phys. Blatter* **8**, 353 (1965).
148. R. Gebauer and Essi R, *Acta Physica Austriaca* **47**, 200 (1977).
149. L. Minnhagen, *Ark. Fys.* **1**, 425 (1949).
150. P. W.J. M. Boumans, *Anal. Chem.* **44**, 1219 (1972).
151. N. V. Ivanović, докторска дисертација, Физички факултет, Београд (2018) .
152. Z. Weiss, E. B. M. Steers, P. Šmid and J. C. Pickering, EW–GDS Meeting, Kingston UK, (3–4 September 2012).
153. L. Windholz, E. Winklhofer, R. Drozdowski, J. Kwela, T. J. Wasowicz and J. Heldt, *Physica Scripta* **78**, 065303 (2008).
154. L. Windholz, T. J. Wasowicz, R. Drozdowski, and J. Kwela, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 5 (2012).
155. Dj. Spasojević, N. V. Ivanović, N. V. Nedić, N. M. Šišović and N. Konjević, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**, 08008 (2021).

Биографија аутора

Никодин (Вукашин) Недић је рођен 27. октобра 1995. године у Београду. Гимназију „Јездимир Ловић“ завршио је у Сјеници 2014. године. Исте године је уписао основне академске студије на Физичком факултету Универзитета у Београду, смер „Теоријска и експериментална физика“, које је завршио 2018. године са посечном оценом 8,68 (осам и 68/100). Након тога је уписао мастер академске студије на којима је положио све испите предвиђене програмом студија са оценом 10 (десет и 0/100). Мастер рад, под називом: „Експериментално проучавање облика спектралних линија Ne II у прикатодној области абнормалног тињавог пражњења“, је урадио под менторством професора др Ђорђа Спасојевића и одбранио га са оценом 10 у септембру 2019. године. Добитник је награде "Проф. др Љубомир Ћирковић", којом се награђује најбољи мастер рад одбрањен на Физичком факултету у току једне школске академске године. У октобру 2019. године се уписао на докторске академске студије на Физичком факултету и свој истаживачки рад наставља у ужој научној области „Физика јонизованог гаса и плазме“. Све испите на докторским студијама положио је са оценом 10 (десет).

Научне активности аутора одвијају се у области физике јонизованог гаса и плазме. Од октобра 2018. године активан је члан Лабораторије за спектроскопију електричних гасних пражњења Физичког факултета, Универзитета у Београду, а од јануара 2020. године је запослен на Физичком факултету као истраживач приправник. Од новембра 2022. године је у звању истраживач сарадник.

До сада је имао значајне научне резултате који су објављени у 9 (девет) радова у водећим међународним научним часописима са SCI (Science Citation Index) листе са IMPACT (IF) фактором већим од 1 (један) и то два рада у часописима категорије M21a, три рада у M21, један рад у M22 и три рада у M23. Сва истраживања, чији су резултати приказани на више међународних конференција, извршена су на Физичком факултету, Универзитета у Београду у Лабораторији за спектроскопију електричних гасних пражњења и Лабораторији за физику јонизованих гасова. На основу научних резултата постигнутих у школској 2021/2022 академској години, аутор је добитник Годишње награде Физичког факултета за младе истраживаче.

У периоду 2019-2021. године аутор учествује у извођењу наставе на Физичком факултету као сарадник у настави на предмету „Лабораторија физике 1“ (експерименталне вежбе). Такође, школске 2022/2023. године на Физичком факултету је био ангажован за извођење експерименталних вежби за предмете „Физика чврстог стања“ и „Физика јонизованих гасова“. Школске 2020/2021. године учествује у извођењу и припремању рачунских и експерименталних вежби за предмет „Физика“ на Пољопривредном факултету, Универзитета у Београду. Од октобра 2021 године па све до данас ангажован је у извођењу рачунских и експерименталних вежби на предмету „Физика А“ на Војној академији, Универзитета Одбране.

Тему докторске дисертације „Дијагностика аналитичких тињавих пражњења методом оптичке емисионе спектроскопије“ аутор је одбранио пред колегијумом докторских студија Физичког факултета 15. јуна 2022. године. Тиме је испунио услов да пријави тему докторске дисертације Наставно-научном већу Физичког факултета, које је, на седници одржаној 29. јуна 2022. године, одредило Комисију за оцену испуњености услова и оправданости предложене теме и одређивање ментора за израду докторске дисертације, чији је извештај усвојен на X седници 14.09.2022. године. У пријави теме докторске дисертације за ментора се предлаже доц. др Никола Ивановић.

Списак публикација у научним часописима од међународног значаја

- 1) Dj. Spasojević, N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, N. M. Šišović and N. Konjević, *Plasma Sources Sci. Technol*, (2020), **29**, 085008, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba48a>;
- 2) N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, N. M. Šišović, Dj. Spasojević, and N. Konjević, *Eur. Phys. J. D*, (2021), **75**, Article number 26, <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-020-00025-z>;
- 3) **N. V. Nedić**, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, Dj. Spasojević and N. Konjević, *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, (2022), **37**, 1318–1326, <https://dx.doi.org/10.1039/D2JA00109H>;
- 4) **N. V. Nedić**, S. Bukvić, D. Dojić, L. Rajačić, and M. Skočić, *Plasma Sources Sci. Technol*, (2022), **31**, Article number 10, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac8e94>;
- 5) **N. V. Nedić**, N. V. Ivanović, I. R. Videnović and Dj. Spasojević, *Eur. Phys. J. D*, (2023), **77**, Article number 5, <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-022-00587-0>;
- 6) Dj. Spasojević, N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, L. Rajačić, N. M. Šišović and N. Konjević, *Advances in Space Research*, (2023), **71**, 1293–1306, <https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.11.014>;
- 7) Dj. Spasojević, N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, M. Vasiljević, N. M. Šišović, N. Konjević, *Eur. Phys. J. D*, (2023), **77**, Article number 75, <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-023-00650-4>;
- 8) N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, I. R. Videnović, Dj. Spasojević, and N. Konjević, *Spectrochimica Acta–Part B Atomic Spectroscopy*, (2023), **208**, Article number 106775, <https://doi.org/10.1016/j.sab.2023.106775>;
- 9) D. Dojić, **N. V. Nedić** and S. Bukvić, *Spectrochimica Acta–Part B Atomic Spectroscopy*, (2023), **209**, 106795, <https://doi.org/10.1016/j.sab.2023.106795>.

Саопштења у зборницима међународних научних скупова

N. V. Nedić, N. V. Ivanović, N. M. Šišović, Dj. Spasojević and N. Konjević, The Influence of Magnetic Field on the Hydrogen Balmer Alpha Line in a Hollow Cathode Glow Discharge, 29th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2020), August 28–September 1, 2018, Belgrade, Serbia, Contributed papers, pp. 210–213.
[Spig2018-Book-Online.pdf \(ipb.ac.rs\)](http://spig2018-Book-Online.pdf(ipb.ac.rs))

Dj. Spasojević, N. Ivanović, N. Šišović, **N. Nedić** and N. Konjević, “XII SERBIAN CONFERENCE ON SPECTRAL LINE SHAPES IN ASTROPHYSICS” June 3–7, 2019, Vrdnik, Serbia, Book of abstracts–Progress reports.
<http://servo.aob.rs/eeditons/CDS/SCSLSA/12/pdfs/abstracts/045.pdf>

N. V. Nedić, N. V. Ivanović, Dj. Spasojević and N. Konjević, Measurement of Electric Field Distribution Along the Cathode Sheath of an Abnormal Glow Discharge Using Ne I 556.277 nm Line, 30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2020), August 24–28, 2020, Šabac, Serbia, Contributed papers, pp. 181–184.
[Spig2020-Book-Online.pdf \(ipb.ac.rs\)](http://spig2020-Book-Online.pdf(ipb.ac.rs))

Ivan R. Videnović, Nikola V. Ivanović, Jovica Jovović, Gordana Lj. Majstorović, Milica M. Vasiljević, **Nikodin V. Nedić**, Djordje Spasojević and Nikola Konjević, ADVANCES IN OES DIAGNOSTICS OF ANALYTICAL GLOW DISCHARGES, 5 th International Glow Discharge

Spectroscopy Symposium, 6 th–8 th April 2022, Palacio de Exposiciones y Congresos Ciudad de Oviedo Asturias Spain.

<https://www.ew-gds.com/wp-content/uploads/2022/04/IGDSS2022-Prospectus.pdf>

Nikola. V. Ivanović, Nikola M. Šišović, **Nikodin V. Nedić**, Gordana Lj. Majstorović, Milica M. Vasiljević, Ivan R. Videnović, Djordje Spasojević and Nikola Konjević, ON THE COMPLEX STRUCTURE OF Ne I SPECTRAL LINES EMITTED FROM A GLOW DISCHARGE SOURCE, 5 th International Glow Discharge Spectroscopy Symposium, 6 th–8 th April 2022, Palacio de Exposiciones y Congresos Ciudad de Oviedo Asturias Spain.

<https://www.ew-gds.com/wp-content/uploads/2022/04/IGDSS2022-Prospectus.pdf>

N. V. Ivanović, N. V. Nedić, N. Konjević, Dj. Spasojević, I. R. Videnović, Experimental study of Ne II spectral lines shapes in the cathode sheath of an abnormal glow discharge, The 11th International Conference of the Balkan Physical Union–BPU11 CONGRESS 28 August–1 September, 2022, Belgrade, Serbia, Book of abstract 154-155, Planeta Print Belgrade.

<https://indico.bpu11.info/event/1/book-of-abstracts.pdf>

N. V. Nedić, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, Dj. Spasojević, N. Konjević, Looking Behind the Negative Glow Plasma: Estimating Cathode Sheath Parameters by End-On Optical Emission Spectroscopy in a Grimm-Type Glow Discharge Source, 31st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2022), September 5–9, 2022, Belgrade, Serbia, Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 102, pp. 211–214.

<https://publications.aob.rs/102/pdf/211-214.pdf>

N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, I. R. Videnović, Dj. Spasojević, Polarization Spectroscopy of Neon Lines for Electric Field Distribution Measurement in the Cathode Sheath of a Grimm-Type Glow Discharge, 31st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2022), September 5–9, 2022, Belgrade, Serbia, Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 102, pp. 195–198.

<https://publications.aob.rs/102/pdf/195-198.pdf>

Dj. Spasojević, N. V. Ivanović, **N. V. Nedić**, L. Rajačić, M. N. Šišović, N. Konjević, On the Application of Iterative Kinetic Model for Diagnostics of Abnormal Glow Discharges in Noble Gases, 31st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2022), September 5–9, 2022, Belgrade, Serbia, Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 102, 164.

<https://publications.aob.rs/102/pdf/164.pdf>

Miloš Skočić, **Nikodin Nedić**, Dejan Dojić, Luka Rajačić and Srdjan Bukvić, Temperature Estimation in the Early Stage of Laser Induced Plasma Formation Relaying on Black Body Radiation, 31st Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2022), September 5–9, 2022, Belgrade, Serbia, Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 102, pp. 231–234.

<https://spig2022.ipb.ac.rs/Spig2022-Book-Online.pdf>

N. V. Nedić, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, Dj. Spasojević, N. Konjević, Estimation on the maximum electric field in the cathode sheath of a Grimm-type glow discharge by end-on view optical emission spectroscopy in neon and argon, 19. GDS–Anwendertreffen " Analytical Glow Discharge Spectrometry", Dresden, 26-27 September 2022.

Nikola V. Ivanović, **Nikodin V. Nedić**, Ivan R. Videnović, Djordje Spasojević and Nikola Konjević, Stark Polarization Spectroscopy in the Cathode Sheath of a Grimm-Type Glow Discharge in Neon, V Meeting on Astrophysical Spectroscopy–A&M DATA–Astronomy & Earth

Observations September 12–15, 2023, Palić, Serbia BOOK OF ABSTRACTS AND CONTRIBUTED PAPERS, pp. 68–70.

http://asspectro2023.ipb.ac.rs/AsSpectro2023_book.pdf

N. V. Nedić, N. V. Ivanović, I. R. Videnović, Dj. Spasojević, N. Konjević, The Stark effect of Ar I 517.753 nm spectral line, XV Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostic workshop, Liblice, Czech Republic, 28 april-2 may 2024.

https://www.fltpd2024.cz/download/public-book-of-abstracts/FLTPD_XV_Book_of_abstracts.pdf

Nikola V. Ivanović, **Nikodin V. Nedić**, Ivan R. Videnović, Djordje Spasojević, Nikola Konjević, Stark polarization spectroscopy for electric field measurements in Grimm glow discharge sources, 6th International Glow Discharge Spectroscopy Symposium, 24-28 April 2024, Liverpool, UK, O14.

Nikola V. Ivanović, **Nikodin V. Nedić**, Ivan R. Videnović, Djordje Spasojević, Nikola Konjević, Estimating cathode sheath electric field by end-on integral OES in Grimm GDS in neon, 6th International Glow Discharge Spectroscopy Symposium, 24-28 April 2024, Liverpool, UK, P1.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Никодин Недић

Број индекса 8004/2019

Изјављујем

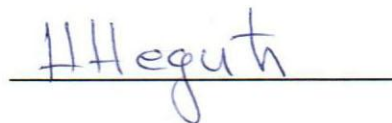
да је докторска дисертација под насловом

ДИЈАГНОСТИКА АНАЛИТИЧКИХ ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА МЕТОДОМ ОПТИЧКЕ
ЕМИСИОНЕ СПЕКТРОСКОПИЈЕ

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

Потпис аутора

У Београду, 20.03.2024. године

Handwritten signature of Nikodin Nedich in blue ink, written over a horizontal line.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Никодин Недић

Број индекса 8004/2019

Студијски програм: Физика јонизованог гаса и плазме

Наслов рада ДИЈАГНОСТИКА АНАЛИТИЧКИХ ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА
МЕТОДОМ ОПТИЧКЕ ЕМИСИОНЕ СПЕКТРОСКОПИЈЕ

Ментор Доц. др Никола Ивановић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива 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 аутора

У Београду, 20.03.2024. године

H Nedich

Изјава о коришћењу

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

ДИЈАГНОСТИКА АНАЛИТИЧКИХ ТИЊАВИХ ПРАЖЊЕЊА МЕТОДОМ
ОПТИЧКЕ ЕМИСИОНЕ СПЕКТРОСКОПИЈЕ

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, 20.03.2024. године

И. Негућ

1. **Ауторство.** Дозвољаваје 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.** Дозвољаваје 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 прерада.** Дозвољаваје 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.** Дозвољаваје 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 прерада.** Дозвољаваје 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.** Дозвољаваје 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.