

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Дејан М. Дојић

**Динамика и експанзија ласерски
произведене плазме**

Докторска дисертација

Београд, 2021

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS

Dejan M. Dojić

**Dynamics and expansion of laser induced
plasma**

Doctoral dissertation

Belgrade, 2021

Руководилац рада:

др Срђан Буквић, редовни професор, Физички факултет, Универзитет у Београду

Чланови комисије:

др Ђорђе Спасојевић, редовни професор, Физички факултет, Универзитет у Београду

др Милош Скочић, доцент, Физички факултет, Универзитет у Београду

др Мирослав Кузмановић, редовни професор, Факултет за Физичку Хемију, Универзитет у Београду

Датум одбране:

Мојим родитељима

Жеља за бављењем експерименталном физиком у мени се развила током основних студија на којима сам имао прилику да сагледам математичку страну физике коју сам желео да употпуним знањем о физичкој стварности кроз огледе. Стицајем околности, дошао сам у групу која се бави оптичком емисионом спектроскопијом ласерски произведене плазме у Лабораторији за Физику јонизованих гасова којом руководи мој драги учитељ и професор Срђан Буквић који ме је љубазно примио и много времена посветио мом учењу, коме се, на овоме месту, од свег срца захваљујем. Неизмерну захвалност дугујем и свом пријатељу и колеги доценту Милошу Скочићу на усрдној помоћи током наше вишегодишње сарадње из које је настала ова докторска теза. Захвалност дугујем и професору Владимиру Милосављевићу који ми је указао поверење и прихватио ме на место свога асистента омогућивши ми стицање знања кроз педагошки рад. Захваљујем се и професору Стевану Ђенижеу на подршци и корисним саветима током израде тезе. Свима онима које на овоме месту не могу поменути, а који су на себи својствен начин допринели реализацији ове тезе се најискреније захваљујем.

Дејан М. Дојић

ДИНАМИКА И ЕКСПАНЗИЈА ЛАСЕРСКИ ПРОИЗВЕДЕНЕ ПЛАЗМЕ

Сажетак

У првом делу ове тезе дати су експериментални резултати ране фазе аблационих процеса и експанзије ласерски произведене плазме настале у интеракцији снажних наносекундних ласерских импулса са бакарном метом, ослањајући се на класичну атомску емисиону спектроскопију. Експеримент је спроведен у атмосфери аргона на сниженом притиску од 50 Pa. Могућност просторног и временског разлагања интензитета спектралне емисије је искоришћена за одређивање брзине експанзије плазме и светљења околног гаса.

Тренутна брзина експанзије плазме је процењена на основу Доплеровог цепања спектралних линија бакра. При томе је утврђено да јони бакра достижу брзину од $\approx 50 \text{ km/s}$ у првих 30 ps у односу на почетак ласерског импулса и на просторној скали од 1 mm, што одговара енергији јона од $\approx 800 \text{ eV}$. Између 30 ps и 40 ps у односу на почетак ласерског импулса констатовано је да су јони убрзани за додатних 8 km/s. Као механизам који доводи до релативно великих брзина и који убрзава јоне предложен је модел дуплог слоја. Ослањајући се на мерења времена прелета (Time Of Flight, TOF) показано је постојање prompt електрона који су емитовани из плазме за време трајања ласерског импулса. На великим растојањима од мете у хладном региону, пре него што је плазмени фронт експандовао до посматраног места, снимљен је спектар аргона који се састојао од уских Ar I и Ar II спектралних линија, при чему спектралне линије које припадају Ar III нису уочене. Светљење околног гаса је интерпретирано као последица судара атома аргона са prompt електронима. На основу енергијског биланса и експерименталних чињеница претпостављено је да су електрони у интеракцији са ласерским импулсом морали да стекну више од 800 eV енергије како би се омогућило раздвајање наелектрисања и формирање дуплог слоја. Мерећи оптичка времена прелета (Optical Time Of Flight, OTOF) показано је да постоје разлике у брзинама различитих јонских врста. Брзина Cu^{++} јона је већа од брзине Cu^+ и од Cu атома. Велика брзина Cu атома придружена је рекомбинацији јона. Ови резултати су у сагласности са моделом

дуплог слоја.

У оквиру другог дела експеримента проучавана је апсорпција ласерског зрачења у ласерски произведеној плазми бакра. Мерење апсорпције је спроведено снимањем пригушења зрачења He-Ne ласера којим се осветљава плазма са стране. Апсорпциони коефицијент је одређен применом инверзне Абелове трансформације на профил апсорпције He-Ne ласера. Претпостављајући да је инверзни bremsstrahlung доминантан процес апсорпције, израчунат је апсорпциони коефицијент за зрачење из Nd:YAG ласера на 1064 nm. Апсорпција је мерена за неколико времена кашњења и за различите позиције у односу на бакарну мету за свако време кашњења. Мерење је поновљено за три различите снаге ласерског импулса.

Утврђено је да апсорпција на највећој снази ласерског импулса достиже вредност већу од 90 % упадне снаге, док за мање снаге већи удео енергије стиже до мете. Апсорпција у плазми достиже максималне вредности у близини мете, а најизраженија је при завршетку ласерског импулса. Такође је показано да укупна енергија апсорбована у плазми линеарно зависи од укупне упадне енергије у испитиваном опсегу енергија.

Енергија апсорбована у плазми инверзним bremsstrahlung процесом повећава термалну енергију електрона до великих вредности. Врући електрони могу да побегну из граничног слоја плазме пре него што изгубе енергију у бројним сударима са јонима. Последице, плазма постаје позитивно наелектрисана, што доводи до великог убрзања јона ка спољашњости. Овај сценарио је познат као механизам дуплог слоја за убрзавање јона.

Кључне речи: Ласерски произведена плазма, LIBS, експанзија плазме, убрзање јона, апсорпција ласерског зрачења у плазми, LTE, просторно и временски разложена мерења, атомска емисиона спектроскопија, инверзна Абелова трансформација.

Научна област: Физика

Ужа научна област: Физика јонизованих гасова и плазме

УДК број: 533.9 (043)

DYNAMICS AND EXPANSION OF LASER INDUCED PLASMA

Abstract

In the first part of this thesis are reported experimental results related to the early stage of ablation process and expansion of laser induced plasma created during the interaction of nanosecond laser pulses with the copper target, relying on the classical atomic emission spectroscopy. The experiment is conducted in argon atmosphere at reduced pressure of 50 Pa. Spatially and temporally resolved measurements are applied for determination of expansion velocity and fluorescence of surrounding gas.

The velocity of plasma expansion is estimated relying on Doppler splitting of the copper spectral lines. Expansion velocity reaches value of ≈ 50 km/s in the first 30 ns relative to the laser pulse and on 1 mm scale, which correspond to ions energies close to 800 eV. Between 30 ns and 40 ns relative to the laser pulse acceleration of ions for additionally 8 km/s has been confirmed. Double layer model is proposed as a mechanism that leads to relatively high expansion velocity and which is responsible for ions acceleration. Relying on Time Of Flight (TOF) technique it is verified existence of prompt electrons emitted from the plasma during laser action. At large distances from the target in the cold region, even before expanding plasma front reaches the observing place, the spectrum contains only narrow Ar I and Ar II lines, while Ar III lines are not recorded. The fluorescence of the surrounding gas is interpreted as a consequence of the collisions between argon atoms and the prompt electrons. On the basis of energetic considerations and experimental facts, follows that the electrons in the interaction with laser pulse need to gain more than 800 eV energy to provide charge separation and formation of the double layer. Optical Time of Light (OTOF) measurements demonstrated differences in the expansion velocities between different ionization species. The velocity of Cu^{++} ions is larger than velocity of Cu^+ ions and Cu atoms. Large velocity of Cu atoms is associated to recombination of the ions. These results are in agreement with the double layer model.

The second part of this thesis is dedicated to the laser radiation absorption in the copper laser induced plasma. Measurement of the absorption is performed by recording attenuation of He-Ne laser radiation illuminating plasma side on. Absorption coefficient is determined using

inverse Abel transform applied on absorption profile of the He-Ne laser. Assuming that inverse bremsstrahlung is dominant process of the absorption, absorption coefficient is evaluated for Nd:YAG laser radiation at 1064 nm. The absorption is measured for several time delays and for various distances from the copper target at each time delay. Measurement is repeated for three different energies of the laser pulse.

It is shown that for the highest energy of the laser pulse the absorption reaches value larger than 90 % of the incident energy, while for the lower energies larger part of the energy reaches the target. The absorption attains maximum values in the vicinity of the target and the most pronounced is at the end of the laser pulse. It is also found that total energy absorbed by the plasma depends linearly on the total incident energy in the investigated range of energies.

Energy absorbed by the plasma in the inverse bremsstrahlung process increases thermal energies of the electrons to the very high values. These hot electrons can escape from the boundary layer before losing their energy in numerous collisions with the ions. As a consequence, the part of boundary layer becomes positive, which leads to a strong acceleration of ions in the outward direction. This scenario is known as the double layer mechanism for ion acceleration.

Key words: Laser induced plasma, LIBS, plasma expansion, acceleration of ions, absorption of laser radiation in plasma, LTE, spatially and temporally resolved measurements, atomic emission spectroscopy, inverse Abel transformation.

Scientific field: Physics

Field of academic expertise: Physics of ionized gases and plasma

UDC number: 533.9 (043)

Садржај

1	Увод	1
1.1	Мотивација	1
1.2	Историјски преглед, терминологија и врсте гасне плазме	2
1.3	Ласерски произведена плазма	5
1.3.1	Плазма формирана у интеракцији ласерског зрачења са металом	8
2	Дијагностичке методе за карактеризацију плазме	13
2.1	Атомска емисиона спектроскопија	13
2.1.1	Зрачење ласерски произведене плазме	14
2.2	Проблем термодинамичке равнотеже	16
2.2.1	Проблем термодинамичке равнотеже код ласерски произведене плазме	21
2.3	Нехомогеност ласерски произведене плазме	22
2.3.1	Просторно разложена мерења. Инверзна Абелова трансформација	24
2.4	Дијагностика ласерски произведене плазме методама оптичке емисионе спектроскопије	29
2.4.1	Одређивање електронске температуре и концентрације; Болцман и Саха-Болцман плот	29

2.4.2	Механизми ширења спектралних линија. Одређивање електронске концентрације	37
3	Поставка експеримента	41
3.1	Елементи поставке експеримента	41
3.2	Генерална поставка експеримента	52
3.3	Мерна процедура	54
3.3.1	Први део експеримента - Експанзија ласерски произведене плазме . .	56
3.3.2	Други део експеримента - Мерење апсорпције ласерског зрачења у плазми	59
4	Резултати	66
4.1	Експанзија ласерски произведене плазме	66
4.2	Мерење апсорпције ласерског зрачења у ласерски произведеној плазми . . .	72
4.3	Дискусија	76
5	Закључак	79
6	Додатак	81
6.1	А. Примена инверзне Абелове трансформације на системе са неодређеном границом	81
6.2	Б. Особине дисперзионог система са дифракционом решетком	83
6.3	В. Класичан опис пропагације ЕМ таласа кроз плазму	88

Увод

1.1 Мотивација

Задатак који се наметнуо након мог релативно кратког бављена оптичком емисионом спектроскопијом ласерски произведене плазме у Лабораторији за физику јонизованих гасова Физичког факултета у Београду, односио се на проучавање експанзије ласерски произведене плазме настале у интеракцији снажних наносекундних импулса са чврстим метама, конкретно, на проблем релативно велике брзине експанзије поменуте врсте плазме. Од самог почетка развоја ласерски произведене плазме, па до данашњих дана, различити аутори кроз теоријске и експерименталне анализе покушавају да се приближе проблему велике брзине експанзије ласерски произведене плазме. Досадашњи успеси су недвосмислени, међутим, конвергенција успешности резултата ка коначном разрешењу проблема није достигла свој врхунац. Ова докторска дисертација, у том смислу, представља један мали корак ближе схватању проблема великих брзина експанзије великог броја честица ласерски произведене плазме у аблационим процесима изазваним наносекундним импулсима велике снаге на металној мети.

Примењујући методологију за мерење брзине експанзије ласерски произведене плазме која је први пут примењена у Лабораторији за Физику јонизованих гасова Физичког факултета у Београду и која је презентована у раду [1], успео сам да извучем одређене закључке који се односе на разматрање проблема брзе експанзије ласерски произведене плазме, а који ће бити презентовани у овој докторској дисертацији.

Надам се да ће ова теза пронаћи свога читаоца и да ће му пружити драгоцен увид у проблематику ласерски произведене плазме али и спектроскопије уопште.

1.2 Историјски преглед, терминологија и врсте гасне плазме

Најраније експериментално изучавање гасне плазме датира из друге половине деветанестог века захваљујући раду Крукса (*sir William Crookes*). У чланку *On the radiant matter* [2] објављеном 1879. године Крукс излаже основне особине, како је назвао, "радијационе материје"¹ за коју је тврдио да поседује потпуно нове и карактеристичне особине које чине да се разликује од било ког другог вида материје. Крукс је такође пионир у конструкцији стаклених цеви високог вакуума, захваљујући којима је могао да испитује особине катодних зрака, а који испоставиће се, улазе у састав и одређују фундаменталне особине гасне плазме. Особине катодних зрака, између осталих, испитивао је и Томсон (*sir Joseph John Thomson*). Његовим радом установљена је дискретна природа катодних зрака, по којој су исти честице материје које носе негативно наелектрисање, а квант катодних зрака зове се *elektron*. Електрон је један од основних конституената плазменог стања материје у гасном облику који због својих особина, преваходно релативно мале масе у односу на остале конституенте, дефинише примарне особине гасне плазме. Откриће електрона Томсон је објавио 1897. године [3] чиме су отворена врата модерном истраживању електрицитета и појава које он доноси.

Термин "плазма" се у научној јавности први пут појављује 1928. године, а увео га је Лангмир (*Irving Langmuir*) објавивши чланак *Oscillations in ionized gases* [4] у коме наводи:

*"Except near the electrodes, where there are sheaths containing very few electrons, the ionized gas contains ions and electrons in about equal numbers so that the resultant space charge is very small. We shall use the name **plasma** to describe this region containing balanced charges of ions and electrons."*

Тонкс (*Lewi Tonks*) као један од Лангмирових сарадника током 1920-их сведочи да је био први коме је Лангмир саопштио израз "плазма" [5] што га је, како наводи, одмах асоцирало на крвну плазму:

*"The next day Langmuir breezed in and announced: "I know what we'll call it! We'll call it the **plasma**". The image of blood plasma immediately came to mind; I think Langmuir even*

¹Термин је преузео од Фарадеја (*Michael Faraday*)

mentioned blood."

Гасна плазма је квазинеутралан гас сачињен од наелектрисаних (и неутралних) честица у којем честице интерагују доминантно колективном интеракцијом. Квазинеутралан гас подразумева приближно исту количину позитивног и негативног наелектрисуња на просторној скали већој од карактеристичне дужине колективне интеракције која је дефинисана Дебај - Хикеловом дужином [6, 7] (*Peter Debye and Erich Huckel*):

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\sum_{j=1}^N \frac{n_j q_j^2}{\epsilon_0 k_B T_j}} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

где је ϵ_0 диелектрична константа, k_B је Болцманова константа (*Ludwig Boltzmann*), T_j је температура честица врсте j , n_j је концентрација честица врсте j , а q_j је наелектрисуње једне честице врсте j . Релација 1.1 важи под условом да је број честица N_D у Дебајевој сфери (сфера чији је радијус Дебај - Хикелова дужина) довољно велики. Услов квазинеутралности гаса за последицу има појаву тзв. плазмених осцилација које су први изучавали Лангмир и Тонкс и њихови резултати се могу наћи у раду [8]. Плазмена фреквенција честица врсте j је:

$$\omega_{pj} = \left(\frac{n_j q_j^2}{\epsilon_0 m_j} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

где је m_j маса честице врсте j . Плазмена фреквенција за дату врсту честица је обрнуто сразмерна маси једне честице, те у многим разматрањима плазмена фреквенција тешких честица (јона) се може занемарити у односу на електронску плазмену фреквенцију.

Да би се скуп наелектрисаних честица, који зовемо јонизован гас, чија је карактеристична линеарна димензија L могао подвести под термин плазма неопходно је да концентрација наелектрисаних честица буде довољна тако да λ_D буде много мање од L , да фреквенција судара², ν_j , за дату врсту честица буде много мања од плазмене фреквенције за исту врсту честица, а услов за колективну интеракцију је испуњен ако је $N_D \gg \gg 1$ [9]. Дакле, ако говоримо о плазменом стању материје подразумевамо да су испуњени услови:

²Број судара које честица претрпи у јединици времена.

1. $\lambda_D \ll L$
2. $\nu_j \ll \omega_{pj}$
3. $N_D \gg 1$

У претходном делу текста се можда неопажено прешло са израза "гасна плазма" на израз "плазма". Колективна интеракција међу честицама се може јавити и у другим системима који нису у гасној фази, на пример у металима и полупроводницима. Гасна плазма је, дакле, одређена колективном интеракцијом међу наелектрисаним честицама у јонизованом гасу, и као таква је предмет изучавања ове тезе. У наставку текста користићу искључиво термин "плазма".

Описивање плазме, са становишта њених физичких особина, подразумева одређивање два основна параметра: температуре свих врста честица и њихове концентрације. У општем случају температуре и концентрације честица, посматрано у односу на изабрани референтни систем, у физички бесконачно малој запремини чији је вектор положаја \vec{r} у тренутку t су различите, а описивање плазме подразумева познавање поља температуре и концентрације свих врста честица, j :

$$T = T_j(\vec{r}, t) \quad (1.3)$$

$$n = n_j(\vec{r}, t) \quad (1.4)$$

У природном окружењу плазма је најзаступљенији вид обичне материје (*eng. ordinary matter*)³ и чини око 90 % опсервабилног универзума. Звезде и међузвездани простор су доминантни носиоци плазменог стања материје, док се у земаљским условима може срести у траговима (муња, аурора бореалис, јоносфера). Звезде су извори плазме високе концентрације (концентрација је већа од 10^{27} m^{-3}) и температуре која у унутрашњости може достићи и неколико стотина милиона келвина. Услед овако високих температура језгро атома је огољено услед термалних јонизација, а термална енергија је довољна да савлада одбојну Кулонову интеракцију међу језгрима атома те долази до термонуклеарне фузије језгара при чему се ослобађа енергија коју звезде емитују у свој околни простор.

³Поред обичне материје претпостављено је постојање још заступљенијег вида материја, тзв. тамне материје чије је изучавање још увек базирано на теоријском нивоу.

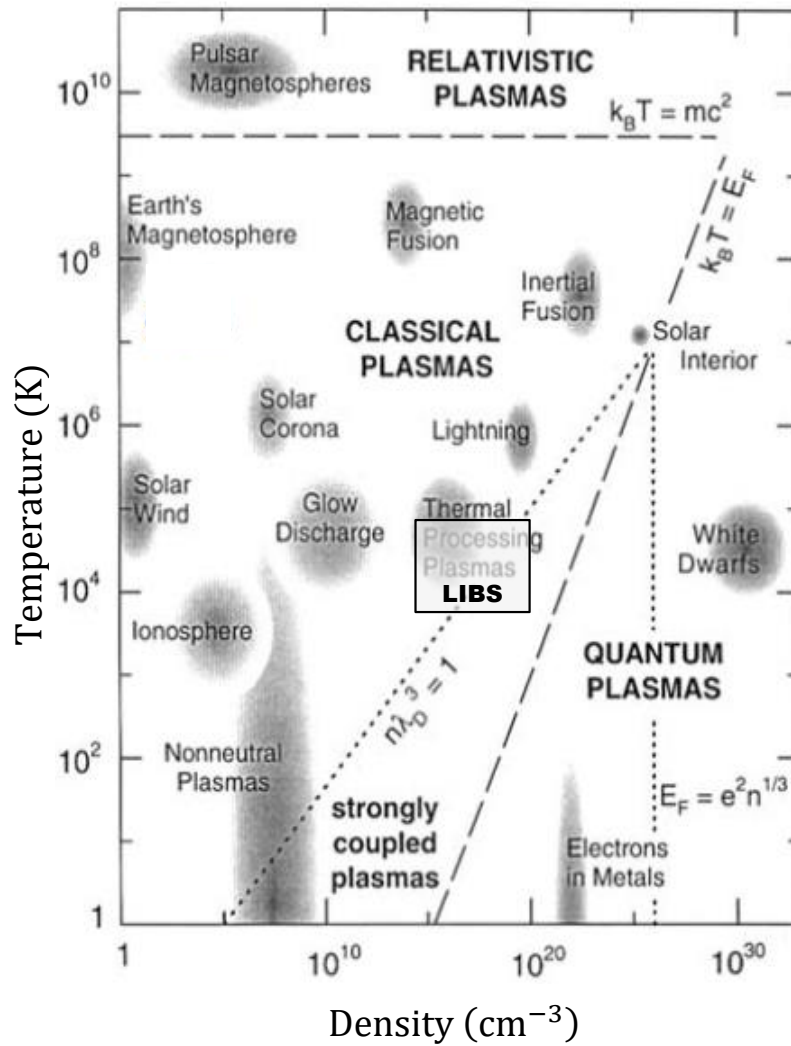
Насупрот звездама, међузвездани простор је плазма која може бити ниске температуре (испод 100 K) и концентрације реда 10^6 честица по метру кубном. Највећи део (30 - 70 %) међузвезданог простора је испуњен плазмом веома високе температуре $10^6 - 10^7$ K [10], а концентрације су у интервалу од $10^{-4} - 10^{-2}$ честица по метру кубном. Наведени подаци се односе на Млечни Пут. Кроз поменути пример истакнуто је постојање плазми које се за вишеструко редова величине разликују по концентрацијама и температурама, што нам говори да је физика плазме једна широка и комплексна област физике којој наука и технологија и дан данас посвећују не малу пажњу.

Стварање плазме у лабораторијским условима за потребе научно-истраживачке делатности је веома значајно, како за физику плазме тако и за могуће технолошке примене. Да би се произвела плазма неопходно је неутралном гасу на одређени начин предати енергију. У циљу тога, развијени су различити извори плазме, са различитим механизмима ослобађања наелектрисања у неутралном гасу, захваљујући којима је остварен читав спектар концентрација и температура лабораторијских плазми. На слици 1.1 је приказна класификација различитих типова природних и лабораторијских плазми на основу температуре и концентрације. Као што се може видети, дијапазон температура и концентрација је веома широк, те се у сврху адекватног описа плазме осим класичног приступа морају користити и законитости квантне механике.

Један од начина добијања плазме је коришћењем снажних ласера. У наставку тезе пажња ће бити посвећена поменутом начину добијања плазме.

1.3 Ласерски произведена плазма

Развој ласерске технике средином шездесетих година прошлог века омогућио је стварање ласерских система велике снаге (импулсни ласери) захваљујући којима се енергија неутралном гасу у процесу формирања плазме предаје помоћу снопа фотона. Осим у гасу, плазма се употребом ласера може произвести и у течностима али и "на" чврстој супстанци, које једним именом зовемо "мета". Плазма произведена на овај начин назива се "ласерски произведена плазма" (ЛПП). Плазма која се производи употребом снажних ласерских система за истраживања која се спроводе методама атомске емисионе спектроскопије постала је нова област физике која носи назив "спектроскопија ласерски индукованог пробоја" (*Laser Induced Breakdown Spectroscopy*, LIBS). Позиција LIBS



Слика 1.1: Преглед најзначајнијих природних и лабораторијских извора плазме и њихово поређење на основу електронске температуре и концентрације. Различите области којима плазме припадају су назначене. За електроне чија је термална енергија већа од његове масе мировања ($k_B T > m_e c^2$) релативистички ефекти су доминантни. У области у којима су високе концентрације електрона тако да је Фермијева енергија већа од термалне енергије ($E_F > k_B T$) плазма се мора третирати законитостима у оквиру квантне статистичке физике. У јако куплованим плазмама ($n\lambda_D^3 < 1$) Кулонова интеракција доминира над термалним ефектима; и када је $E_F > \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} n^{1/3}$ тада говоримо о идеалној квантној плазми. Слика је преузета и модификована из [11].

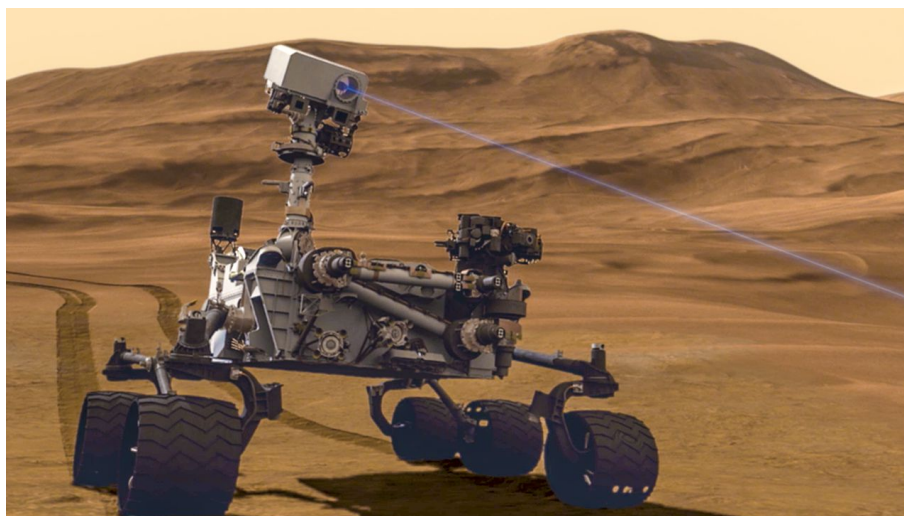
плазми са становишта температуре и концентрације приказана је на слици 1.1.

Веома брзо јавио се интерес за проучавањем ЛПП. Електронске температуре и концентрације које су могле бити остварене дале су нове експерименталне услове за проучавање лабораторијских плазми. Загревање плазме до високих температура омогућило је добијање и проучавање високо-јонизованих стања атома [12, 13] и њихових спектра кроз могућност тестирања теорије ширења спектралних линија у густој и високотемпературној плазми [14].

Ласерска аблација на чврстој мети омогућила је конверзију мале количине чврстог узорка у слободне атоме, без његове претходне препарације [15]. Због могућности да се мала количина чврстог узорка (реда $10^3 \mu m^3$ [16]), након једног ласерског пуцња, може претворити у гас који се шири у околни простор ЛПП је погодна за технике депозиције (*eng. Pulsed Laser Deposition, PLD*) и формирање танких филмова велике концентрације погодних за оптичке примене [17].

Могућност загревања супстанце употребом ласера до веома високих температура усмерило је истраживање са почетка 70-их година прошлог века на развој система за остваривање ласерске термонуклеарне фузије. Међутим, ни након 50 година исцрпног истраживања ласерска термонуклеарна фузија није остварена. Тим научника из Националне Лабораторије Lawrence у Ливермору (САД) је у оквиру постројења "National Ignition Facility" (NIF) објавио да је 08.08.2021. године (током писања ове тезе) у фузионим реакцијама генерисано око 70 % енергије која је испоручена у експеримент (1.9 MJ, 192 ласера), одакле наговештавају да су на прагу процеса "паљења" који подразумева да се услед термонуклеарних реакција унутар узорка генерише више енергије него што је испоручено узорку [18], што би представљало једно од највећих достигнућа експерименталне физике, и физике уопште.

ЛПП је снажан извор X-зрачења и UV зрачења и као такав наишао је на бројне примене. Предложено је да се меко X-зрачење из ЛПП користи као метролошки стандард. Због кратког времена трајања и великог интензитета идеално је за употребу у радиографији, микроскопији, за праћење веома брзих хемијских реакција [19], итд.



Слика 1.2: Curiosity ровер на Марсу. Слика је преузета из [20].

Велики број публикација везаних за ЛПП остварен је током мисије *Mars Exploration Program*, у оквиру NASA програма, када је 2011. године ровер *Curiosity* послат на Марс у циљу истраживања геологије, климе као и услова који би подржали живот на Марсу. За истраживање геологије Марса *Curiosity* је опремљен LIBS системом захваљујући којем може да испитује хемијски састав стена на Марсу. Заинтересованост за истраживањем ЛПП током ове мисије састојала се у формирању база податка које би садржале податке о спектралном саставу разних узорака захваљујући којима би могао да се идентификује хемијски састав Марсових стена. На слици 1.2 приказан је *Curiosity* ровер на Марсу.

1.3.1 Плазма формирана у интеракцији ласерског зрачења са металом

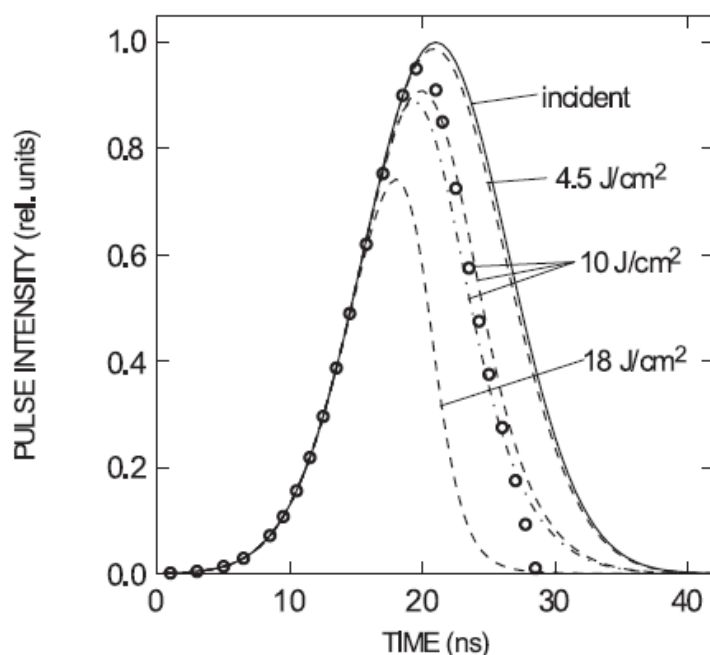
Када говоримо о интеракцији ласерског зрачења са супстанцом, морамо се унапред одредити за вредности интензитета⁴ (W/cm^2) ласерског зрачења. Захваљујући дуготрајном развоју ласерске технике вредности интензитета за формирање ЛПП могу да буду у опсегу од $10^4 - 10^{20} W/cm^2$. Високе и ултра-високе вредности интензитета су остварене, са једне стране, великом енергијом ласерског импулса ($\sim 100 kJ$), а са друге стране смањењем времена трајања самог импулса ($\sim 10^{-15} s$). У оквиру ове тезе биће разматрана интеракција ласерског импулса наносекундног трајања са металном метом, односно са плазмом.

Када се ласерским импулсом наносекундног трајања интензитета $10^8 - 10^{12} W/cm^2$ обасја површина металне мете, део зрачења бива рефлектован (зависи од таласне дужине ласерског зрачења, врсте и температуре металне мете) а остатак бива апсорбован од стране електрона у металу. Енергија коју електрони тиме стичу се предаје кристалној решетки метала кроз електрон-фонон сударе чиме се последично енергија ласерског импулса трансформише у топлоту. Како је карактеристично време електрон-фонон интеракције $\sim 10^{-13} s$ [21] много краће од времена трајања наносекундног импулса ($10^{-9} s$) може се сматрати да се енергија импулса тренутно претвара у топлоту у тачки у којој је зрачење апсорбовано [13]. Услед овог процеса метална мета се на обасјаном месту загрева и температура јој постепено расте. У интеракцији са ласерским импулсом наносекундног трајања, због поменутих карактеристичних времена, локална

⁴Енергија зрачења која у јединици времена падне на јединичну површину (*eng. irradiance*).

термодинамичка равнотежа⁵ се успоставља током трајања наносекундног импулса, те је концепт температуре и провођења топлоте оправдан [22]. Услед повећања температуре површина мете се топи и почиње да испарава. За довољно велике вредности интензитета наносекундног импулса одиграва се прелаз из тзв. нормалног испаравања у "експлозију фазе" [23, 24, 25]. Када се овај прелаз догоди нагло се повећава маса аблираног материјала са површине мете и температура њене површине достиже вредности од преко 6000 К, што зависи од врсте материјала.

На тим температурама испарени материјал је делимично јонизован гас у коме електрони врло интензивно апсорбују зрачење преосталог наносекундног импулса, при чему у нееластичним и еластичним сударима са тешким честицама (јони, атоми, молекули...) доводе до њихове јонизације и термализације, што има за последицу повећање концентрације и температуре наелектрисаних честица чиме је плазма формирана. Типичне вредности температуре плазме, за поменуте карактеристике ласерског зрачења, су 40000 - 50000 К [22, 26], а концентрације могу бити и $\sim 10^{27} \text{ m}^{-3}$ у близини мете [22].



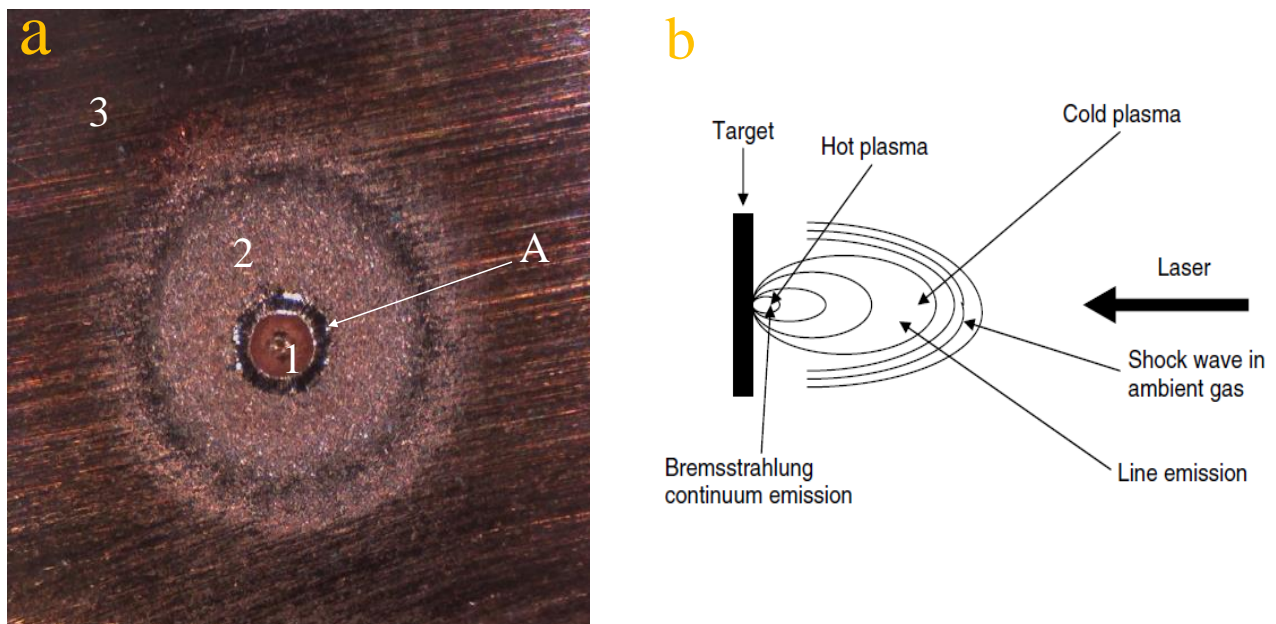
Слика 1.3: Израчунати временски профили ласерског зрачења које доспева на површину мете након проласка кроз ЛПП за графит (испрекидана линија) и ниобијум (тачка-црта линија) за различите флуенсе. Упадни ласерски импулс приказан је пуном линијом. Тачке представљају експерименталне податке за графит на 10 J/cm^2 . Слика је преузета из [25].

На слици 1.3 је пуном линијом приказан израчунат временски профил ласерског импулса Nd:YAG ласера трајања 13 ns (*Full Width at Half Maximum*, FWHM). Испрекиданом

⁵Питање термодинамичке равнотеже у ЛПП биће касније разматрано.

линијом и тачка-црта линијом су приказани израчунати временски профили поменутог импулса који долази до површине графита, односно ниобијума, респективно. Тачке представљају експерименталне податке за графит на 10 J/cm^2 . Јасно се може видети да је релативан интензитет ласерског импулса који долази до површине мете мањи од интензитета упадног импулса, што нам говори да плазма у интеракцији са импулсом "заклања" мету (*eng. shielding*). Питање порекла интеракције наносекундни ласерски импулс-плазма и њено квантификовање биће детаљно изложено у наставку тезе.

На слици 1.4 приказана је морфологија бакарне мете након што је озрачена наносекундним импулсом. Јасно су уочљиве три области на отиску које су дефинисане интеракцијом импулса са бакарном метом: 1 - област осветљена импулсом са које је формирана плазма, 2 - област топљена услед провођења топлоте, 3 - неоштећена област. Такође, може се видети део А што је истопљени материјал који је нагомилан на граници области осветљене импулсом, а накнадно је очврснуо.



Слика 1.4: **Панел а:** Фотографија отиска наносекундног ласерског импулса на површини бакарне мете. Назначене су три карактеристичне области: 1 - област осветљена импулсом након фокусирања (пречник $\approx 0.2 \text{ mm}$), 2 - област топљена услед провођења топлоте (пречник $\approx 1 \text{ mm}$), 3 - неоштећена област. "А" представља истопљени материјал нагомилан на граници области осветљене импулсом који је очврснуо. Фотографија на панелу а је направљена у лабораторији за физику јонизованих гасова Физичког факултета у Београду. **Панел б:** Схематски приказ експанзије плазме. Плазмени фронт се састоји из неколико области са различитом температуром и концентрацијом. Са удаљавањем од мете температура и концентрација опадају, а последично се мења спектрални састав зрачења плазме. Слика са панела б је прузета из [27].

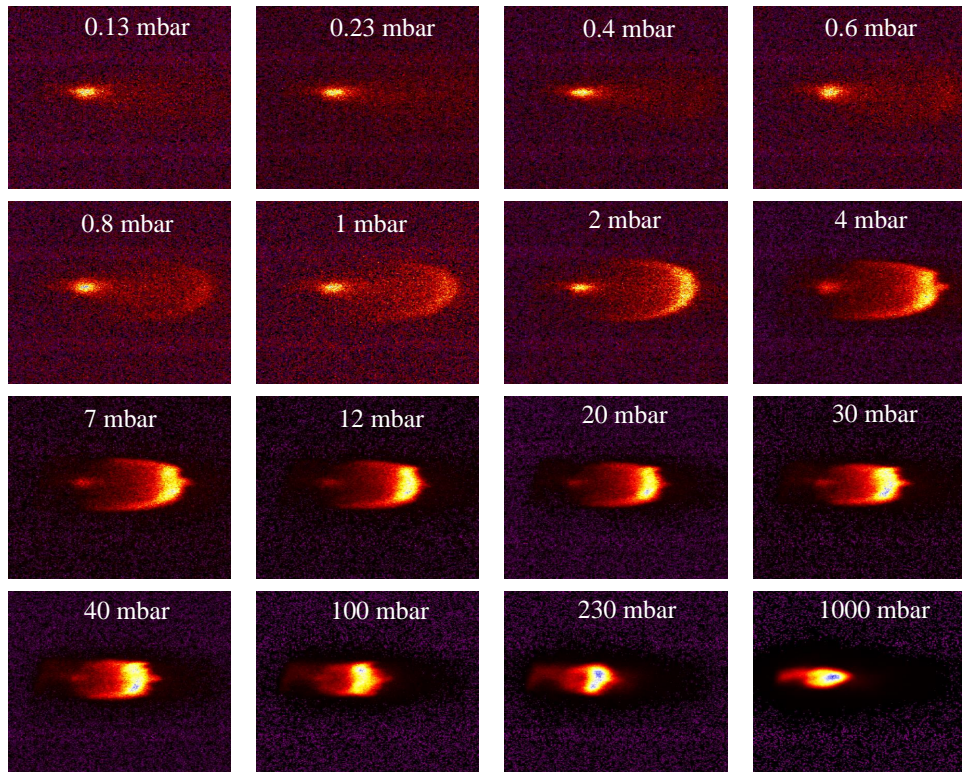
Неке опште особине ласерски произведене плазме

Након завршетка ласерског импулса плазма слободно експандује у околни простор

брзинама $\sim 10^4 - 10^5$ m/s [28, 29, 30], услед чега се хлади, електронска температура и концентрација се смањују и долази до формирања њихових изразитих градијената. Плазма доминантно губи енергију електромагнетним зрачењем. За време трајања ласерског импулса и недуго након његовог завршетка спектрални одзив плазме је континуалан, а након тога, услед губитка енергије кроз зрачење и експанзију плазме, долази до појаве спектралних линија елемената од којих је мета сачињена. Температура плазме се у првих 100 ps након ласерског импулса смањи на 20 000 K, док су вредности електронске концентрације $\sim 10^{24}$ m⁻³ [26].

На особине експанзије као и на временске и просторне расподеле параметара ЛПП значајно утиче врста и притисак окружујућег гаса. Уколико је притисак гаса релативно низак тада можемо говорити о експанзији плазме у вакуум, што је са теоријског становишта најједноставнији случај за њену анализу. Ако је, пак, притисак окружујућег гаса неколико стотина Pa, ЛПП бива конфинирана, време живота се вишеструко продужава, градијенти параметара плазме су мање изражени и параметри су временски мање променљиви. Интеракција плазме са окружујућим гасом значајно компликује њено теоријско истраживање, али са друге стране, олакшава њену експерименталну карактеризацију због поменутих особина експанзије на повишеном притиску гаса. На слици 1.5 је дат низ фотографија снимљених у 60 ps у односу на почетак ласерског импулса које приказују експанзију плазме на различитим притисцима ваздуха као окружујућег гаса. Са повећањем притиска, као што се може видети, плазма се конфинира, димензија дуж правца експанзије се смањује, при чему се на притисцима већим од 0.8 mbar уочава формирање фронта ударног таласа [1, 31].

ЛПП се може формирати и употребом временски краћих ласерских импулса као што су пикосекундни (10^{-12} s) и фемтосекундни (10^{-15} s) импулси. Међутим, интеракција ових импулса са металном метом захтева другачији приступ у односу на наносекунде импулсе, због тога што се енергија електрона, коју су стекли апсорбовањем енергије импулса, не претвара тренутно у топлоту. У овом случају се мора размарати дво-температурни модел који описује спрезање температуре електрона и температуре решетке [32]. Једна од последица особина интеракције ултракратких ласерских импулса са метом је Кулонова експлозија (*eng. Coulomb explosion*) [33]. Због немогућности да се термализују са кристалном решетком, електрони напуштају мету остављајући позитивно наелектрисане јоне унутар материјала. Позитивно наелектрисани јони се међусобно одбијају услед



Слика 1.5: Скуп фотографија које приказују морфологију плазме за различите притиске ваздуха као окружујућег гаса. Фотографије су начињене у нултом дифракционом реду у 60-ој ns након ласерског импулса у image моду ICCD камере уз коришћење bandpass интерференционог филтера који је транспарентан у интервалу таласних дужина 240-400 nm. Фотографије су направљене у Лабораторији за физику јонизованих гасова Физичког факултета у Београду.

Кулонове интеракције и бивају повучени електронима ван материјала што доводи до експлозије мете и формирања високо-јонизоване плазме чија је брзина експанзије, при истим условима, до два пута већа него у случају када се користи наносекундни импулс [34].

Дијагностичке методе за карактеризацију плазме

2.1 Атомска емисиона спектроскопија

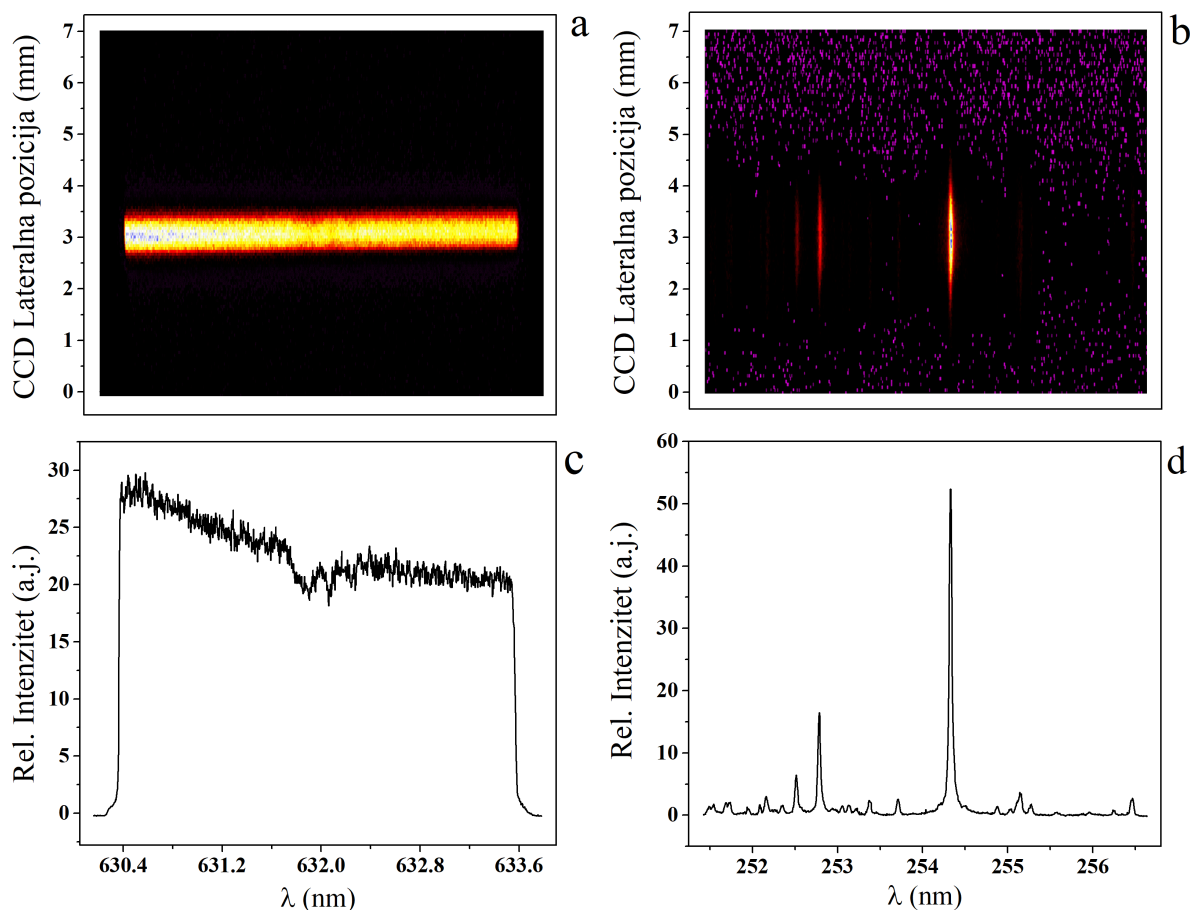
Атомска емисиона спектроскопија спада у ред пасивних метода спектроскопије. Базира се на анализи спектралног састава електромагнетног зрачења¹ које долази из неког извора. Спектрални састав зрачења неког извора састоји се од континуума, атомских и јонских спектралних линија и молекулских трака. Анализом зрачења добијамо информације о структури атома као и о окружењу у коме се он налази. Мерењима интензитета зрачења континуума на одређеним таласним дужинама, уз претпоставку термодинамичке равнотеже, може се одредити температура извора. На основу положаја спектралних линија могуће је одредити распоред енергетских нивоа у атому. Анализом интензитета зрачења спектралних линија може се одредити концентрација и температура емитера као и вероватноћа за прелаз између квантних стања у атому. Из облика спектралних линија могу се одредити карактеристике окружења у ком се атом налази (концентрације и температуре честица), а које утичу на особине његових енергетских нивоа. У зависности ком делу електромагнетног спектра припада емитовано зрачење, атомска емисиона спектроскопија плазме може бити: X-ray, VUV (вакуум-ултравиолетна), блиска-ултравиолетна и спектроскопија у видљивој области, инфрацрвена спектроскопија... Оптичка емисиона спектроскопија у блиској UV и видљивој области ће се користити за проучавање динамике и експанзије, као и за дијагностику ЛПП у оквиру ове тезе.

¹У даљем тексту за електромагнетно зрачење биће коришћен израз "зрачење", уколико није другачије наглашено.

2.1.1 Зрачење ласерски произведене плазме

Током интеракције металне мете и наносекундног ласерског импулса формира се плазма која претходно описаним процесима стиче термалну енергију. Плазма емитује енергију у околни простор путем зрачења чији спектрални састав зависи од времена у коме се еволуција плазме посматра. Три механизма су одговорна за емисију зрачења: слободно-слободни, слободно-везани и везано-везани прелази електрона. Код слободно-слободних прелаза, електрон, који може имати било коју вредност енергије, интерагује са Кулоновим потенцијалом који потиче од јона, што доводи до његовог убрзаног кретања и последично емисије континуалног спектра. Овакав тип емисије назива се *bremssstrahlung* емисија и карактеристична је за рану фазу развоја ЛПП. Други механизам се назива рекомбинација и представља прелаз из слободног стања у коме електрон може имати било коју вредност енергије у везано стање унутар атома у коме може имати дискретне вредности енергије. Спектар рекомбинационог зрачења је континуалан и јавља се по завршетку наносекундног импулса када плазма почне да се хлади. Везано-везани прелази електрона се одигравају унутар атома између дискретних енергијских стања која су дефинисана законима квантне механике. Спектрални одзив везано-везаних прелаза је дискретан и одликује се појавом спектралних линија са карактеристичним распоредом за сваки елемент периодног система. Јавља се у каснијим временима развоја ЛПП. На слици 2.1 је приказан спектар ЛПП који је снимљен за различита времена кашњења у односу на ласерски импулс. На панелу а је приказан континуални спектар бакарне плазме снимљен непосредно после завршетка ласерског импулса (20 ns кашњење) у близини мете, док је на панелу б приказан линијски спектар бакарне плазме у каснијем тренутку (80 ns кашњење) на растојању 1.5 mm од мете. Одговарајуће дводимензионалне спектралне расподеле интензитета приказане су на панелима с и d. Притисак окружујућег гаса је био смањен на 5 Pa у оба случаја.

Прелаз из једног у други механизам који су одговорани за различит спектар зрачења нема јасну границу и може да буде релативно брз, бар када је у питању ЛПП. Неретко се механизми преклапају, што потенцијално може да отежа дијагностику плазме. Због великих брзина експанзије ЛПП у вакуум, параметри плазме се брзо мењају у времену и имају изразите просторне градијенте. Да би дијагностика таквог система била адекватна морају се користити детектори са могућношћу просторног разлагања (нпр. матрична CCD камера) који су уз то довољно брзи да могу испратити временску промену параметара



Слика 2.1: **Панел а:** Слика континуалног спектра бакарне плазме начињена у image моду ICCD камере на централној таласној дужини од 632 nm у 20 ns (2 ns експозиција) у односу на почетак ласерског импулса. Притисак окружујућег гаса у комори је снижен на 5 Pa, а растојње од мете је 0.05 mm. На панелу с је приказана дводимензионална спектрална расподела зрачења (FVB) која одговара слици са панела а. **Панел б:** Слика линијског спектра бакарне плазме начињена у image моду ICCD камере на централној таласној дужини од 254 nm у 80 ns (10 ns експозиција) у односу на почетак ласерског импулса. Притисак окружујућег гаса у комори је снижен на 5 Pa, а растојње од мете је 1.50 mm. За задате експерименталне услове, зрачење ЛПП бакара је доминантно линијског спектра. На панелу d је приказана дводимензионална спектрална расподела зрачења (FVB) која одговара слици са панела b. Фотографије су направљене у Лабораторији за физику јонизованих гасова Физичког факултета у Београду.

плазме (време експозиције ~ 1 ns).

Први проблем који треба навести када је у питању проучавање зрачења плазме, како теоријско тако и експериментално, је врста равнотеже која се разматра. Питање равнотеже је уствари питање колико су међусобно спрегнути конституенти плазме: електрони, тешке честице и зрачење. Спрезање поменутих конституената мора бити познато да би се одредила популација енергетских нивоа, а последично се, нумерички, може одредити спектар зрачења који долази из слободно-слободних, слободно-везаних и везано-везаних прелаза који се да упоредити са експерименталним резултатима.

2.2 Проблем термодинамичке равнотеже

Као што сам описао у претходном одељку, зрачење плазме се одвија кроз три механизма које називамо радијативни процеси. Поред радијативних процеса, уопште узев, у плазми се одвијају и сударни процеси. У сударне процесе спадају: ексцитација, деексцитација, јонизација, трочестична рекомбинација, аутојонизација итд. Када су у питању сударни процеси у плазми главну улогу имају електрони због своје релативно мале масе и последично велике покретљивости. Сваки од наведених радијативних и сударних процеса има њему супротан процес. Уколико су међусобно супротни процеси, нпр. ексцитација и деексцитација, у потпуности избалансирани тј. брзине процеса су једнаке, тада говоримо о принципу детаљног баланса [35]. Из принципа детаљног баланса који говори о процесима на микроскопском нивоу следи макроскопска особина система коју зовемо термодинамичка равнотежа (*eng. Thermodynamic Equilibrium*, ТЕ). Опис система у ТЕ је релативно једноставан; све равнотежне расподеле окарактерисане су једном температуром, T . Принцип детаљног баланса доводи до Максвелове (*James C. Maxwell*) расподеле честица по брзинама, Болцманове расподеле честица по ексцитованим стањима у атому, Саха расподеле јонизационих стања и Планкове (*Max Planck*) расподеле енергије електромагнетног поља, те тада говоримо о Максвеловом, Болцмановом, Саха и Планковом балансу.

Расподела класичних² честица исте врсте по брзинама је дата Максвеловом расподелом [36]:

$$f_M(\vec{v}) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (2.1)$$

где је m маса честице, \vec{v} је тродимензионални вектор брзине честице.

Расподела броја честица исте врсте по ексцитованим стањима је дата Болцмановом расподелом [37]:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{k_B T} \right) \quad (2.2)$$

²Системи честица су квантни системи. Ако је температура система довољно висока, а концентрација честица довољно ниска, тада и класичан приступ даје добар опис.

где је N_n број честица³ које се налазе у неком побуђеном квантном стању n унутар атома чија је енергија E_n , N_m број честица које се налазе у неком побуђеном (или основном) квантном стању m унутар атома чија је енергија E_m , а g_n и g_m су статистичке тежине стања n и m , респективно. Статистичка тежина неког квантног стања у атому одређена је квантним бројем укупног механичког момента атома у том стању, J , $g = 2J + 1$.

Расподела броја честица исте врсте по узастопним јонизационим стањима дата је Саха-Егерт (*Saha-Eggert*) једначином [37]:

$$\frac{N_0^{k+1} N_e}{N_0^k} = 2 \frac{g_0^{k+1}}{g_0^k} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\chi^k}{k_B T} \right) \quad (2.3)$$

где је N_0^{k+1} и N_0^k број честица које припадају јонизационом стању $k + 1$, односно k ($k = 0, 1, 2, \dots$), респективно, а истовремено припадају основном енергијском стању. Расподела честица по ексцитованим стањима за свако јонизационо стање је одређена Болцмановом расподелом. N_e је број електрона, $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg је маса електрона, $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js је Планкова константа, χ^k је енергија јонизације k -тог јонизационог стања.

Расподела густине енергије електромагнетног поља (фотонског гаса) по фреквенцијама дата је Планковим законом зрачења апсолутно црног тела

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^3 c^3} \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} \quad (2.4)$$

где је ω фреквенција фотона, $\hbar = h/2\pi = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Js је редукована Планкова константа, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s је брзина светлости у вакууму.

Иако се честице плазме разликују по својим инхерентним својствима (маса, наелектрисање...), у стању ТЕ заједничка им је температура којом су дефинисане функције расподеле.

Стање ТЕ је у реалним физичким системима неоствариво. Можемо говорити о физичком систему који мање или више одступа од ТЕ. Систем кроз размену енергије у различитим процесима одржава ТЕ. Ако приликом те размене енергија напушта систем, тада се нарушава баланс између одређених процеса што доводи до одступања од ТЕ. У лабораторијским плазмама енергија се губи путем зрачења, чиме Планков баланс бива

³Ако се број честица дате врсте нормира на запремину система добијамо концентрацију честица те врсте, па је, у оквиру ових разматрања, независно која величина се користи.

нарушен. Овај губитак енергије може довести до нарушења и других баланса. Међутим, уколико је губитак енергије путем зрачења мали у поређењу са енергијом која се размени између честица кроз сударне процесе у плазми, могуће је да су Максвелов, Болцманов и Саха баланс у равнотежи, те да електрони и тешке честице и даље имају исту температуру [35]. Дакле, $T_e = T_h$, где је T_e и T_h је температура електрона и тешких честица, респективно.

Губитак енергије плазме путем зрачења је праћен појавом градијената параметара и њиховом временском променом, па морамо бити одређенији када говоримо о равнотежи која сада има локални карактер у простору и времену. Таква врста равнотеже назива се локална термодинамичка равнотежа (*eng. Local Thermodynamic Equilibrium, LTE*) и мора бити одређена локално у простору и тренутно у времену. Основа LTE је да супстанца и зрачење нису окарактерисани истом температуром, тј. $T_e = T_h \neq T_\nu$, где је T_ν температура која карактерише расподелу енергије електромагнетног поља. Ипак, температура која одговара расподели ексцитационих стања, T_{exc} , је одређена честицама супстанце, односно $T_{exc} = T_e = T_h \neq T_\nu$.

За оставрење LTE прелази између нивоа у атому морају бити доминанто изазвани нееластичним сударима са електронима, а не радијативним процесима. Пресек за нееластичан судар између електрона и атома за оптички дозвољен прелаз ($n \rightarrow m$) дат је Бете-Борн (*Bethe-Born*) апроксимацијом [38], која је модификована од старне Регемортера (*Regemorter*) [39]:

$$\sigma_{mn} = \frac{2\pi^2}{\sqrt{3}} \frac{f_{mn}\bar{g}e^4}{\frac{1}{2}m_e v_i^2 \Delta E_{nm}} \quad (2.5)$$

где је f_{mn} јачина осцилатора за дати дозвољен прелаз, \bar{g} је ефективни Гаунтов фактор, e је елементарно наелектрисање, v_i је упадна брзина електрона, ΔE_{nm} је енергијска разлика између нивоа.

Коефицијент брзине процеса ексцитације, односно деексцитације у нееластичним сударима електрона са атомом је усредњени пресек за судар по Максвеловој расподели брзине електрона:

$$X_{nm} = n_e \langle \sigma_{mn} v \rangle = 4\pi n_e \frac{f_{mn} \langle \bar{g} \rangle e^4}{\Delta E_{nm}} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{k_B T_e} \right) \quad (2.6)$$

Коефицијент брзине процеса⁴ за спонтану деекситацију атома из стања n у стање m је повезан са јачином осцилатора за поменути прелаз као:

$$A_{nm} = \frac{8\pi^2 e^2 \Delta E_{nm}^2 g_n}{h^2 m_e c^3 g_m} f_{nm} \quad (2.7)$$

Енергијска разлика између два узастопна нивоа се смањује са порастом енергије нивоа, $\Delta E_{nm} \propto 1/E_{n,m}$. На основу једначине 2.6 закључујемо да се коефицијент X_{nm} повећава са повећањем енергије нивоа у атому, $X_{nm} \propto E_{n,m}$. Са друге стране, коефицијент за спонтану деекситацију (једначина 2.7) са повећањем енергије између нивоа се смањује, $A_{nm} \propto 1/E_{n,m}$, па је радијативна деекситација израженија код нижних нивоа. Одавде се да наслутити да ће електрони у нееластичним сударима са атомима "лакше" да популишу, односно депопулишу нивое са вишом енергијом у атому. Ово значи да ће, почевши од неког нивоа за који је $A_{nm} = X_{nm}$, LTE бити успостављена на вишим нивоима у атому, док нижи нивои неће бити у равнотежи. Оваква врста равнотеже назива се парцијална локална термодинамичка равнотежа (*eng. partial Local Thermodynamic Equilibrium, pLTE*). У стању pLTE важи Болцманова расподела насељености ексцитованих стања као и расподела јонизационих стања описана једначином Саха-Егерг, на температури $T_{exc} = T_e = T_h$.

Одступање од ТЕ се наставља на релацији електрон-тешка честица. Наиме, због велике разлике у маси између електрона и тешких честица, пренос енергије између њих у еластичним сударима је много мање ефикасан него на релацији електрон-електрон и тешка честица-тешка честица, што раздваја електроне и тешке честице и тада разматрамо 2-Т плазме. У оваквој ситуацији расподела ексцитованих стања је резултат ексцитације атома електронима али и тешким честицама. Уколико је степен јонизације у плазми довољно висок електрони имају примат у остваривању расподеле ексцитационих стања, тј. $T_{exc} = T_e \neq T_h$.

Као што смо видели, да би плазма била ближе стању термодинамичке равнотеже неопходно је да енергија која напусти плазму у виду зрачења буде што мања у односу на енергију која се размени у процесима између честица. Из наведеног се намеће логично питање; где је постављена граница која ће квантитативно одредити да ли је плазма у стању

⁴У литератури се најчешће среће назив "вероватноћа за спонатну деекситацију" или "Ајнштајнов коефицијент А".

LTE или не? Ту границу одређује тзв. Меквертеров (*R. W. P McWhirter*) критеријум [40], који каже, да је стање LTE у плазми остварено уколико је број сударних деексцитација за ред величине већи од броја радијативних деексцитација остварених у истом временском интервалу. Подразумева се да у плазми не постоје градијенти параметара као и да су параметри константни у времену (стационарна плазма). Математички, Меквертеров критеријум дат је релацијом 11 у раду [41]:

$$N_n X_{nm} > 10 N_n A_{nm} \quad (2.8)$$

где је N_n број атома ексцитованих у стање n .

Меквертеров критеријум даје минималну вредност електронске концентрације, n_e , у плазми као неопходан услов за постојање LTE. У семикласичном моделу третмана пресека за нееластичне сударе, Меквертеров критеријум се може изразити релацијом датој у [41]:

$$n_e > 1.6 \cdot 10^{12} \sqrt{T_e} (\Delta E_{nm})^3 \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (2.9)$$

T_e и ΔE_{nm} су дати у К и eV, респективно.

Прецизнија израчунавања узимају у обзир квантно-механичке корекције, па се LTE изражава кроз тзв. Хејев (*J. D. Hey*) критеријум [42]:

$$n_e > \frac{2.55 \cdot 10^{11}}{\langle \bar{g} \rangle} \sqrt{T_e} (\Delta E_{nm})^3 \quad (2.10)$$

Претходна два услова морају бити задовољена за највеће енергијско растојање између суседних нивоа, ΔE_{nm} .

2.2.1 Проблем термодинамичке равнотеже код ласерски произведене плазме

Основне карактеристике ЛПП јесу изразити просторни градијенти њених параметара као и њихова нестационарност у времену. Да бисмо говорили о успостављању LTE у ЛПП није довољно само да Меквертеров критеријум буде задовољен, већ просторне и временске промене параметара морају да буду мале у поређењу са временом које је потребно да се успостави Болцманов и Саха баланс [43]. Ако је варијација параметара довољно спора тада ће ЛПП имати довољно времена да реагује на дату промену и успоставиће се LTE. То време се назива време релаксације и дефинисано је најспоријим процесом који уводи ЛПП у LTE. За који процес се узима да је најспорији? У претходном одељку сам описао како процеси сударне ексцитације/деексцитације и радијативне деексцитације утичу на успостављање равнотеже. Закључак је био да ће нивои у атому са већом енергијом лакше ући у равнотежу. Нижи нивои теже улазе у равнотежу, јер им је потребно више судара у јединици времена да достигну Болцманов и Саха баланс. Дакле, најспорије ће у равнотежу ући процеси који се одигравају између основног и првог побуђеног нивоа ($2 \rightarrow 1$). На основу једначине 2.6, време релаксације је дато изразом 18 у раду [41]:

$$\tau_{rel} \approx 1/X_{21} = \frac{6.3 \cdot 10^4}{n_e f_{12} \langle \bar{g} \rangle} \Delta E_{21} (k_B T_e)^{1/2} \exp\left(\frac{\Delta E_{21}}{k_B T_e}\right) \quad (2.11)$$

где су ΔE_{21} и $k_B T_e$ изражени у eV. Претходна једначина важи за потпуно јонизовану плазму. У случају парцијалне јонизације једначину 2.11 треба помножити са коефицијентом степена јонизације $N_{II}/(N_{II} + N_I)$.

Просторна и временска промена параметара плазме се не може лако дефинисати у виду једначине. Cristoforetti et al. у раду [41] предлажу да је ЛПП у стању LTE уколико су временске варијације параметара, у тренутку t , мале на скали која одговара времену релаксације:

$$\frac{T_e(t + \tau_{rel}) - T_e(t)}{T_e(t)} \ll 1, \quad \frac{n_e(t + \tau_{rel}) - n_e(t)}{n_e(t)} \ll 1 \quad (2.12)$$

а просторне варијације параметара на месту x треба да задовољавају услов:

$$\frac{T_e(x + \lambda) - T_e(x)}{T_e(x)} \ll 1, \quad \frac{n_e(x + \lambda) - n_e(x)}{n_e(x)} \ll 1 \quad (2.13)$$

где је $\lambda = (D\tau_{rel})^{1/2}$ и представља карактеристичну дифузиону дужину за атоме/јоне за време релаксације. Израчунавање коефицијента дифузије је веома сложен задатак и захтева познавање пресека за неколико процеса, као и вредности концентрација атома и јона. Дифузиона дужина се може проценити у одређеним апроксимативним случајевима како су предложили аутори у раду [41]. Ако се разматра само дифузија атома у једно-компонентној плазми, на дужину дифузије утичу еластични судари са атомима и јонима и резонантна размена наелектрисања у судару атом-јон. Како је пресек за резонантну размену наелектрисања у судару атом-јон много већи од пресека еластичних судара са атомима и јонима [44], те је искључиво разматран други процес. Претходни услов је задовољен ако је да степен јонизације плазме већи од 1 %, што је обично задовољено у ЛПП. Узевши ове претпоставке у обзир, као и да је плазма потпуно јонизована, дифузиона дужина је дата релацијом:

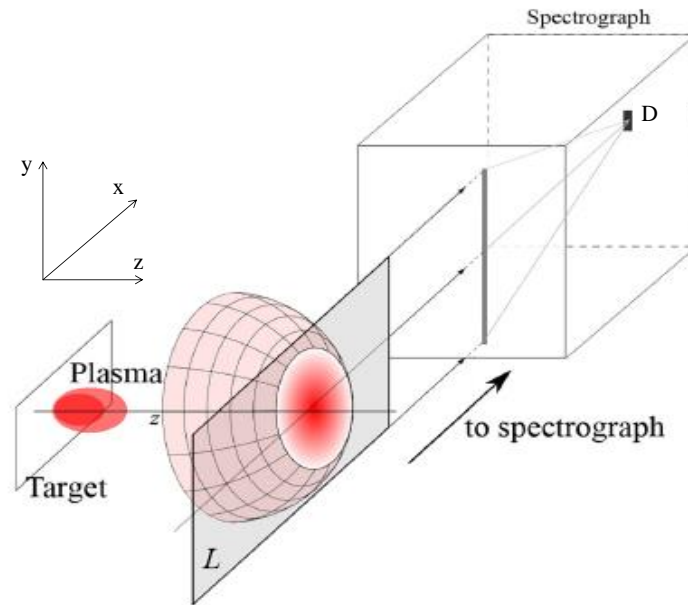
$$\lambda \approx 1.4 \cdot 10^{12} \frac{(k_B T_e)^{3/4}}{n_e} \left(\frac{\Delta E_{12}}{M_A f_{12} \langle \bar{g} \rangle} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{\Delta E_{12}}{k_B T_e} \right) \text{ [cm]} \quad (2.14)$$

где је M_A маса атома изражена у јединицама масе атома водоника, ΔE_{12} и $k_B T_e$ су изражени у eV. Ако плазма није потпуно јонизована, претходни израз треба помножити са коефицијентом степена јонизације $[N_{II} / (N_{II} + N_I)]^{1/2}$.

Услов валидности LTE у нехомогеној плазми, поред Меквертеровог критеријума, подразумева да је карактеристична дужина промене параметара плазме за ред величине већа од карактеристичне дужине дифузије атома [41]. Математички, $d > 10\lambda$, где је $d = T(x) / |dT(x) / dx|$. Исто важи и за електронску концентрацију.

2.3 Нехомогеност ласерски произведене плазме

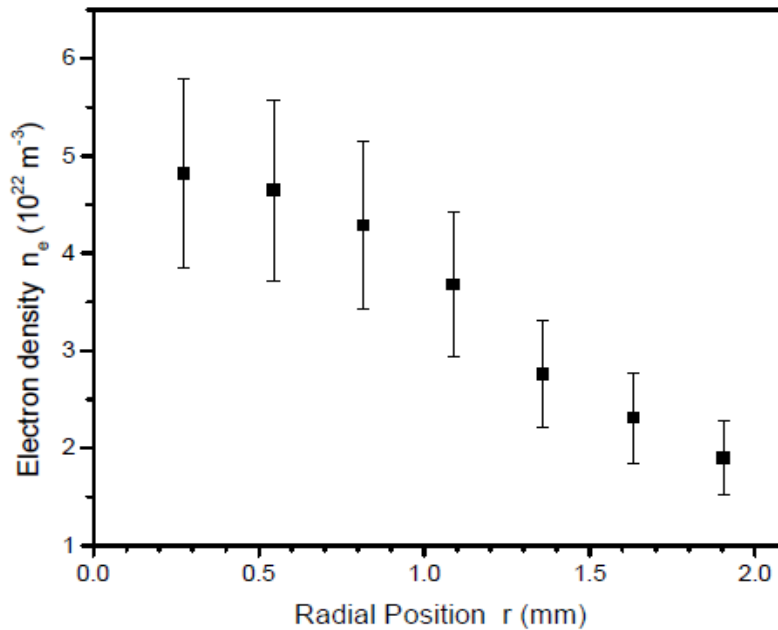
Више пута споменута особина ЛПП је просторна нехомогеност која је последица постојања изразитих градијената њених параметара. При експерименталном разматрању динамике



Слика 2.2: Сферна геометрија експанзије ласерски произведене плазме. Светљење оптичког слоја (L) се пројектује на улазни разрез спектрографа са стране. Након проласка кроз спектрограф светљење из оптичког слоја долази до детектора (D). Градијентном црвеном бојом је назначена нехомогеност плазме унутар оптичког слоја. Слика је преузета и модификована из [45].

ЛПП претпоставља се да плазма поседује цилиндричну или сферну симетрију. Оваква претпоставка је оправдана чињеницом да је мета хомогена, да је геометрија ласерског снопа кружна (видети слику 1.4) и да просторна расподела интензитета ласерског снопа поседује извесну симетрију (Гаусовска, Тор-Нат...).

Слика 2.2 приказује сферну геометрију експанзије ЛПП која је карактеристична за мање димензије ласерског снопа након фокусирања, у супротном, геометрија експанзије је ближа цилиндричној. Како плазма експандује, у одређеном тренутку времена оптички слој (L) долази испред улазног разреза спектрометра посматрано са стране (*eng. side-on*, правац x -осе). Дебљина оптичког слоја одговара ширини улазног разреза ($\sim 10 \mu\text{m}$, правац z -осе), док је величина у x -у равни одређена растојањем од мете, тренутком посматрања, притиском окружујућег гаса, снагом и величином ласерског импулса итд. Након што је пројектовано на улазни разрез, зрачење из оптичког слоја долази до детектора (D) којим се испитује спектрални састав светљења, као и његова просторна и временска расподела. Градијентном црвеном бојом у оптичком слоју је назначена нехомогеност плазме. Вредности параметара плазме опадају са растојањем од центра оптичког слоја ка периферији. Ова тврдња илустрована је на слици 2.3 на којој је приказана зависност електронске концентрације у ЛПП германијума (Ge) у зависности



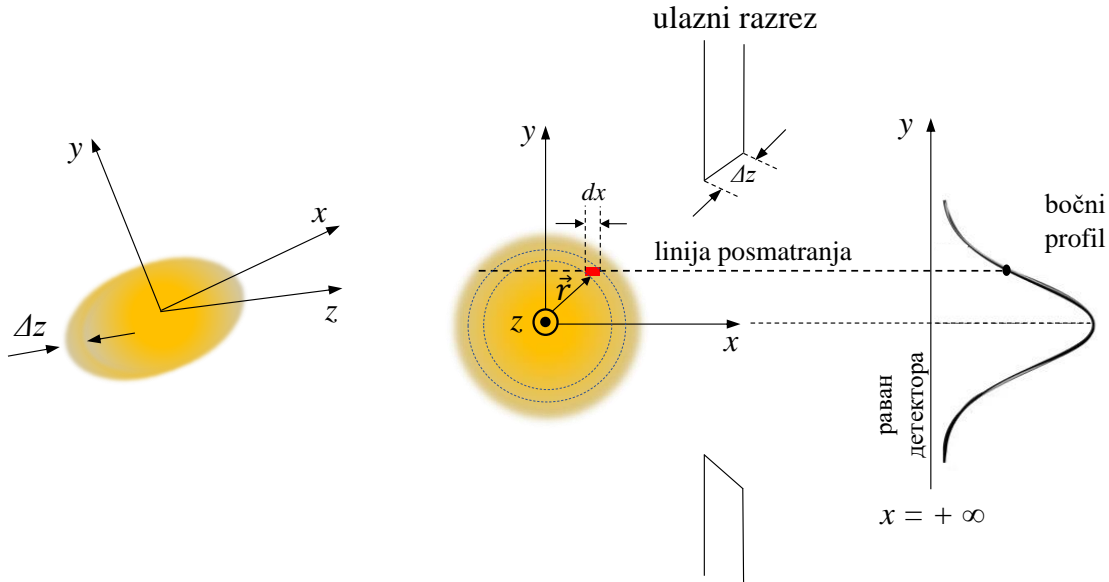
Слика 2.3: Зависност електронске концентрације од радијалне позиције у плазми германијума. Мерење је извршено у 470 ps након ласерског импулса чији је интензитет 8 GW/cm^2 , на растојању 1.3 mm од мете и притиску окружујућег гаса од $2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$. Јасно се види да електронска концентрација опада дуж радијалне позиције. Слика је преузета из [46].

од радијалне позиције у датом временском тренутку снимања. Види се да електронска концентрација опада дуж радијалне позиције. На растојању $r = 2 \text{ mm}$ електронска концентрација је више од 2.5 пута мања него у центру оптичког слоја. Мерење је спроведено на притиску окружујућег гаса од $2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ [46]. У случају експанзије на ниском притиску окружујућег гаса нехомогеност плазме је далеко израженија и концентрација од центра до периферије оптичког слоја може да опадне за неколико редова величине.

2.3.1 Просторно разложена мерења. Инверзна Абелова трансформација

Када се изврши side-on снимање просторне расподеле интензитета електромагнетног зрачења оптичког слоја у датом временском тренутку на детектору се добија тзв. бочни профил (*eng. lateral profile*), слика 2.4. Као што се може видети, за дату бочну позицију, y , су сабрани доприноси интензитета зрачења дуж линије посматрања, x . Ако се таква процедура изврши за сваку бочну позицију добијамо споменути бочни профил. Међутим, због засигурне нехомогености ЛПП, сабирање интензитета зрачења дуж линије посматрања приликом снимања значи да су доприноси укупном интензитету који потичу из различитих области плазме, које карактерише различита температура и концентрација,

измешани. Како у таквом случају раздвојити доприносе интезитету зрачења које потичу из различитих области плазме? Одговор лежи у веома добро дефинисаном и разрађеном математичком алату који се назива инверзна Абелова трансформација, о којој ће бити речи у наставку тезе.



Слика 2.4: Лева страна слике приказује оптички слој плазме у 3-D простору. Вредност Δz је дебелина оптичког слоја која је дефинисана ширином улазног разреза. Десни део слике приказује side-on геометрију снимања. Градијентна наранџаста боја указује на нехомогеност светљења оптичког слоја плазме дуж радијалног правца.

Ако плазма светли као 3-D објекат који поседује цилиндричну или сферну симетрију (слика 2.4), а просторна расподела интензитета зрачења није иста у свим тачкама (градијентна наранџаста боја, слика 2.4), приликом side-on мерења које подразумева пројектовање светљења 3-D објекта на раван детектора, у тој процедури се наизглед губи информација о расподели зрачења дуж једне осе, у случају приказаном на слици 2.4 дуж x осе. Заправо, интензитети светљења дуж x осе (линија посматрања), за фиксну вредност y позиције, су сабрани и пројектовани на детектор. Чињеница да плазма поседује цилиндричну или сферну симетрију значи да је довољно направити један снимак бочног профила, јер због симетрије сви бочни снимци су идентични међусобно. Сваки пар координатних тачака (x, y) може се репрезентовати вектором \vec{r} , који је у цилиндричним координатама репрезентован са r и φ , $\vec{r} = (r, \varphi)$.

Претпоставимо да је интензитет зрачења оптичког слоја плазме у тачки (x, y) дефинисан емисионом функцијом $\varepsilon(\lambda, x, y) = \varepsilon(\lambda, \varphi, r) = \varepsilon(\lambda, \vec{r})$. Функција $\varepsilon(\lambda, \vec{r})$ поред просторне расподеле узима у обзир и спектралну расподелу интензитета зрачења. Претпоставићемо неке особине функције $\varepsilon(\lambda, \vec{r})$ које проистичу из физичких особина зрачења плазме:

- Функција има цилиндричну симетрију, тј. њена вредност не зависи од φ координате за дату вредност радијалне позиције r , $\varepsilon(\lambda, \varphi, r) \rightarrow \varepsilon(\lambda, r)$.
- Из претходне особине функције следи њена парност, $\varepsilon(\lambda, r) = \varepsilon(\lambda, -r)$; инверзијом радијалне координате вредност функције се не мења.
- Вредност функције опада брже од $1/r$ и у граничном случају $\lim_{r \rightarrow +\infty} \varepsilon(\lambda, r) = 0$; на месту на ком се налази детектор вредност функције је нула, што подразумева да је растојање плазме до детектора много веће од њених линеарних димензија.

Просторна и спектрална расподела интензитета у бочном профилу описана је функцијом $F(\lambda, y)$:

$$F(\lambda, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(\lambda, x, y) dx \quad (2.15)$$

Дакле, сви интензитети зрачења, на датој y позицији, су сабрани дуж различитих x позиција те је на тај начин добијена расподела интензитета зрачења у бочном профилу. Када се улазни разрез затвори до димензија тако да се може посматрати спектрални састав зрачења са смањеним утицајем геометријских ефеката, бочни профил има своју ширину, $\Delta\lambda$, на позицији λ у простору таласних дужина. Ово значи да се спектрални профил састоји од низа бочних профила чији је број приближно $\Delta\lambda / (d\lambda/dx \cdot \Delta p)$, где је $d\lambda/dx$ реципрочна линеарна дисперзија оптичког система, а Δp величина једног пиксела на површини детектора. Реципрочна линеарна дисперзија је особина оптичког система која одређује колико таласних дужина може да стане по јединици геометријске дужине и изражава се у јединицама nm/mm. Разматрајући један бочни профил на датој таласној дужини λ и узевши у обзир особине функције $\varepsilon(\lambda, x, y)$ као и да је $r^2 = x^2 + y^2$, једначина 2.15 се може написати у облику:

$$F(\lambda, y) = 2 \int_y^{+\infty} \varepsilon(\lambda, r) \frac{r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (2.16)$$

Говорећи језиком математике, једначина 2.16 је позната као модификована интегрална Абелова једначина, док се оригинална једначина може се пронаћи у раду написаном од стране славног Норвешког математичара Нилс Хенрик Абела [47] и код других аутора

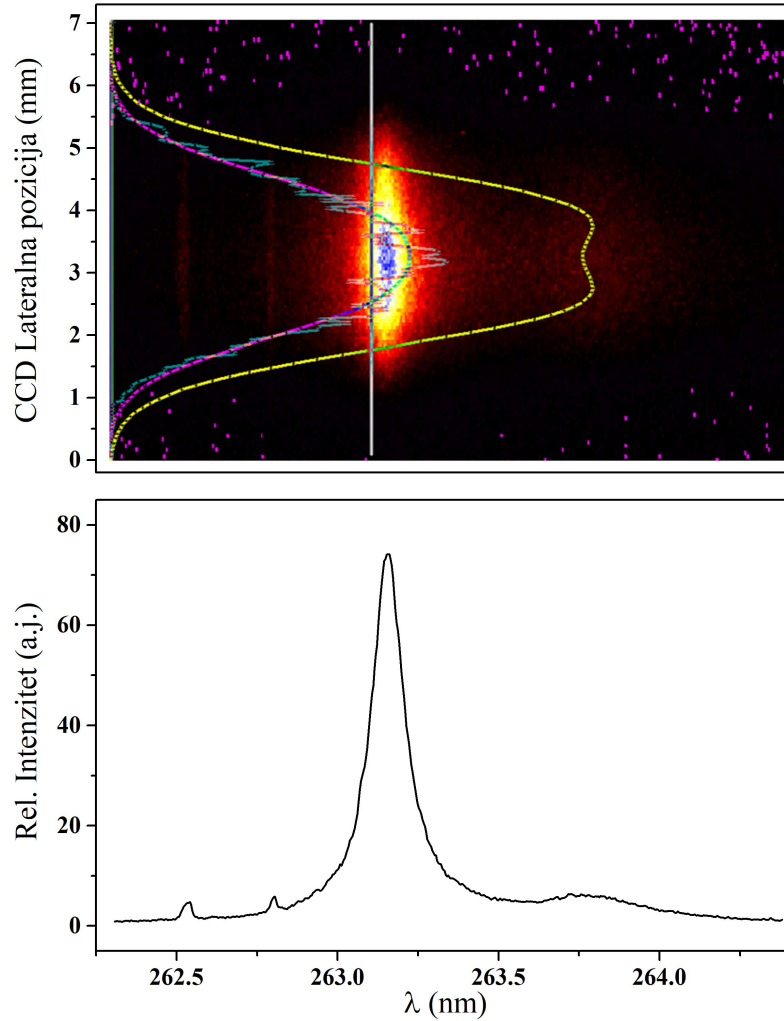
[48]. Решење једначине 2.16 је:

$$\varepsilon(\lambda, r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{dF(\lambda, y)}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \quad (2.17)$$

и може се наћи у раду [49]. У нумеричкој анализи, израз 2.17 назива се инверзна Абелова трансформација функције $F(\lambda, y)$, док се израз 2.16 назива директна Абелова трансформација функције $\varepsilon(\lambda, r)$. На основу инверзне Абелове трансформације, као што је описано, могуће је одредити емисиону функцију светљења оптичког слоја плазме у тачки r . Другим речима, могуће је локално одредити интензитет зрачења плазме.

На први поглед налажење аналитичког решења интегралне једначине 2.17, за унапред добро дефинисану функцију $F(\lambda, y)$, не изгледа као тежак задатак. Међутим, у реалном физичком експерименту функција $F(\lambda, y)$ се најчешће не може изразити аналитички и једначина 2.17 се мора решавати нумерички. Код ЛПП проблем може да представља и неповољан однос сигнал/шум највише изражен на периферији плазме. Додатна компликација настаје у случају када плазма нема јасно дефинисану границу. Код стандардних пражњења унутар гасних цеви граница је јасно дефинисана зидом цеви, међутим ЛПП најчешће није просторно ограничена, те светљење опада ка периферији и прилази вредностима које су самерљиве са шумом. У овом случају није могућа примена алгорита који унапред узима дефинисану границу плазме као параметар. Пример алгорита који дефинише границу плазме дат је у раду [50] где су аутори претпоставили да је интензитет зрачења на граници плазме једнак нули и врше поделу плазме на зоне крећући се од периферије ка средишту плазме. Да би поступак одређивања емисионе функције у ЛПП која нема јасно дефинисану границу правилно спровео аутори рада [51] предлажу да се просторна расподела интензитета зрачења фитује на линеарну комбинацију Гаусових функција. Ова метода је искориштена у процесирању експерименталних података ове тезе и као таква је детаљно описана у додатку А.

Када је инверзна Абелова трансформација спроведена, тј. за сваки бочни профил по таласним дужинама је одређена емисиона функција $\varepsilon(\lambda, r)$, може се израчуанати спектрална линија $L_r(\lambda)$. За дато $r = r_0$ спектрална линија је дефинисана сетом тачака $L_{r_0}(\lambda) = \varepsilon(\lambda, r_0)$ за све вредности λ . Укупан интензитет спектралне линије је: $L = \sum_{\Delta\lambda} \sum_y F(\lambda, y)$, што је исто као и $L = \sum_{\Delta\lambda} \int_0^{+\infty} \varepsilon(\lambda, r) dr$. Сумирање се врши по y и $\Delta\lambda$



Слика 2.5: **Панел а:** Спектрална слика просторне расподеле интензитета алуминијумове линије Al II 263.15 nm. Вертикалном белом линијом је назначена позиција једног бочног профила, ружичастом линијом је приказан одговарајући фит на суму две Гаусове функције датог бочног профила, а жутом линијом је приказана Абелова трансформација функције којом је описан бочни профил. **Панел б:** Дводимензионална спектрална расподела интензитета светљења Al II 263.15 nm линије добијена сумирањем просторне расподеле интензитета светљења линије по свим бочним профилима.

јер су то дискретне вредности у експерименту које дефинишу вредност функције $F(\lambda, y)$, док интеграција може да се обави по r јер је функција $\varepsilon(r)$ добијена математичким путем инверзном Абеловом трансформацијом.

На панелу а слике 2.5 приказана је спектрална слика алуминијумове линије Al II 263.15 nm. На датом спектралном месту (вертикална бела линија) приказан је један бочни профил (тиркизна линија) са одговарајућим фитом на суму две Гаусове функције (ружичаста линија), а жута линија репрезентује Абелову трансформацију датог бочног профила. На панелу б је приказана дводимензионална спектрална расподела интензитета алуминијумове линије Al II 263.15 nm добијена сабирањем расподеле интензитета по свим бочним профилима, тј. $\sum_y F(\lambda, y)$.

Предуслов за адекватно налажење емисионе функције плазме је да плазма буде оптички танка. То подразумева да зрачење које је настало у унутрашњости плазме може као такво несметано да је напусти и стигне до детектора. Неповољна ситуација настаје када се део интензитета зрачења на путу кроз плазму апсорбује, што је познато као ефекат само-апсорпције, те се у том случају плазма не може сматрати оптички танком и примена инверзне Абелове трансформације даће лажне резултате за емисиону функцију. У раду *Burger et al.* [52] аутори су описали експерименталну процедуру за проверу постојања само-апсорпције која је заснована на употреби задњег огледала, дајући једноставан израз по коме се само-апсорпција може кориговати⁵ и након корекције употреба инверзне Абелове трансформације је оправдана.

2.4 Дијагностика ласерски произведене плазме методама оптичке емисионе спектроскопије

Као што сам већ напоменуо, резултати у оквиру ове тезе базирани су на оптичкој емисионој спектроскопији ласерски произведене плазме. У овом поглављу изнећу основне поставке које нам омогућавају да експериментално одредимо параметре ЛПП, посебно електронску температуру и концентрацију, под претпоставком да је ЛПП у стању LTE или барем у стању pLTE.

2.4.1 Одређивање електронске температуре и концентрације; Болцман и Саха-Болцман плот

У оквиру поглавља 2.2 детаљно је описан проблем термодинамичке равнотеже, а посебно је разматран тај проблем везан за ЛПП. Последица претпоставке стања LTE подразумева да се расподела ексцитованих стања унутар атома покорава Болцмановој расподели, коју ћу на овом месту још једном навести:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{k_B T_{exc}}\right) \quad (2.18)$$

⁵Претпостављено је да је удео интензитета зрачења који је само-апсорбован мали у односу на укупни интензитет зрачења плазме на датом спектралном месту.

Температура која одговара Болцмановој расподели ексцитованих стања у атому назива се ексцитациона температура, која је у стању LTE једнака електронској температури, $T_{exc} = T_e$, јер електрони доминантно утичу на расподелу ексцитованих стања у нееластичним сударима са атомима. Да би се електронска температура могла одредити неопходно је да се у спектру датог елемента могу уочити спектралне линије. То одмах наговештава да плазма није близу стања комплетне термодинамичке равнотеже где би спектар зрачења одговарао Планковој расподели зрачења црног тела. Спектрална линија је, по дефиницији, скуп фотона емитованих из неког извора на датој таласној дужини. Спектралну линију дефинише снага (интензитет), профил и ширина.

Снага, P , неке спектралне линије настале деексцитацијом атома између два нивоа је:

$$P = N \frac{hc}{\lambda} A \quad [W] \quad (2.19)$$

где је N број атома који се налази у неком побуђеном стању, λ је таласна дужина спектралне линије, A је Ајнштајнов коефицијент за спонтану емисију.

На детектору снага линије ће бити редукована за геометријски фактор као и за фактор оптичког квалитета детекционог система који укључује његову спектралну осетљивост, рефлексивност итд. Снага линије која доспева на детектор је:

$$\bar{P} = G(\lambda) P \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (2.20)$$

где је $G(\lambda)$ величина која дефинише оптички квалитет детекционог система и зависи од спектралног домена у коме се налази дата спектрална линија, $G(\lambda) < 1$, $\Delta\Omega$ је просторни угао прихватања дефинисан улазном апертуром система.

Ако, одређености ради, посматрамо два нивоа између којих се дешава прелаз, n и m , ($n \rightarrow m$) и ако је број атома који су у ексцитованом стању дат кроз Болцманову расподелу ставимо у једначину 2.19 и након тога комбинујући 2.19 и 2.20 добијамо:

$$\bar{P}_{nm} = G(\lambda_{nm}) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{nm}} A_{nm} N_m \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{k_B T_{exc}}\right) \quad (2.21)$$

Вредности за G и за $\Delta\Omega$ су унапред познате за дате експерименталне услове, а величине λ_{nm} , A_{nm} , g_m , g_n , E_n и E_m се могу пронаћи у бази података таблица спектралних линија као што је NIST⁶ Atomic Spectra Database [53]. Међутим, мерећи интензитет дате спектралне линије није могуће одредити електронску температуру јер је непознат број атома које се налазе на нивоу m , N_m . Због тога је потребно измерити интензитет барем још једне спектралне линије чији је доњи ниво такође m . Ако са k означимо горњи ниво дате линије, њена снага је:

$$\bar{P}_{km} = G(\lambda_{km}) \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{km}} A_{km} N_m \frac{g_k}{g_m} \exp\left(-\frac{E_k - E_m}{k_B T_{exc}}\right) \quad (2.22)$$

Дељењем једначине 2.21 са 2.22 и сређивањем добијамо ексцитациону температуру у плазми:

$$T_{exc} = -\frac{E_n - E_k}{k_B \ln\left(\frac{P_{nm} G_{km} \lambda_{nm} g_k A_{km}}{P_{km} G_{nm} \lambda_{km} g_n A_{nm}}\right)} \quad (2.23)$$

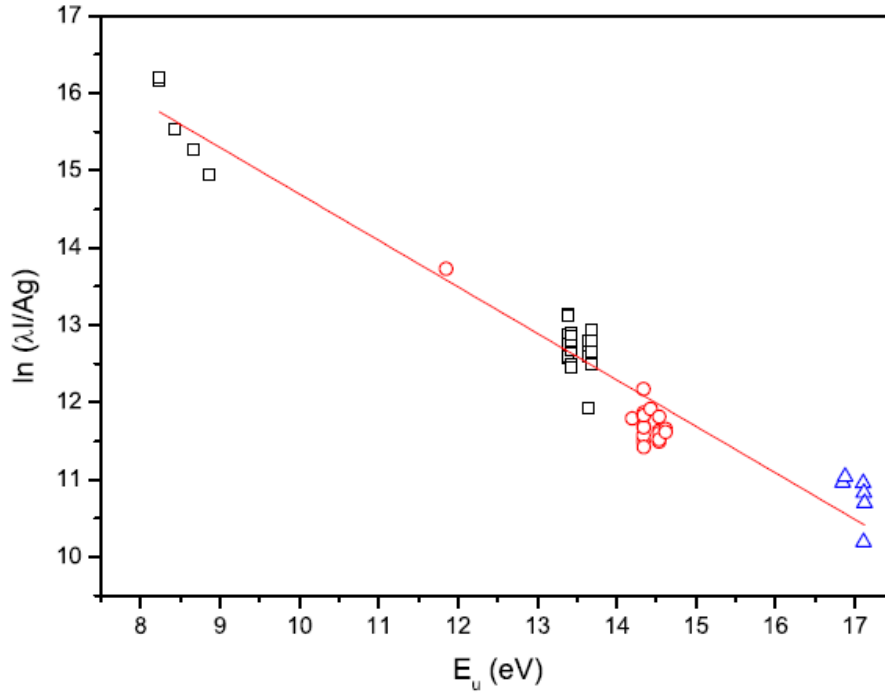
где је ради скраћивања записа стављено да је $G(\lambda_{nm}) = G_{nm}$, $G(\lambda_{km}) = G_{km}$. Уз претпоставку да се плазма налази у стању LTE важи $T_{exc} = T_e$. Видимо да се поређењем снага две спектралне линије елеминише геометријски фактор који може бити извор случајних грешака у одређивању електронске температуре. Одређивање електронске температуре претходно описаним поступком може бити неоствариво због тога што се може десити да у оквиру посматраног спектралног интервала не постоје две линије које се завршавају на истом доњем енергијском нивоу.

Ако посматрамо прелаз у атому између два произвољна енергетска нивоа i и j ($i = 2, 3, 4, \dots, j < i$), на основу једначине 2.21 можемо писати:

$$\ln\left(\frac{P_{ij} \lambda_{ij}}{G_{ij} g_i A_{ij}}\right) = \ln\left(\frac{hc N_j}{g_j}\right) - \frac{1}{k_B T_e} (E_i - E_j) \quad (2.24)$$

У једначини 2.24 је изостављен геометријски фактор $(\Delta\Omega/4\pi)$, јер не зависи од прелаза и неће утицати на експерименталну вредност електронске температуре. Обзиром да Болцманова расподела важи за било која два нивоа, самим тим важиће за i -ти и основни

⁶National Institute of Standard and Technology



Слика 2.6: Пример Болцман-плота направљеног од 44 Cu II спектралне линије. Слика је преузета из [54].

ниво ($N_0, E_0 = 0$), па једначина 2.24 добија облик:

$$\ln \left(\frac{P_{ij} \lambda_{ij}}{G_{ij} g_i A_{ij}} \right) = \ln \left(\frac{hc N_0}{g_0} \right) - \frac{1}{k_B T_e} E_i \quad (2.25)$$

Зависност $\ln(P_{ij} \lambda_{ij}/G_{ij} g_i A_{ij})$ од енергије горњих стања спектралних линија, E_i , је линеарна чији је коефицијент правца $b = -1/k_B T_e$. Ово је тзв. Болцман-плот. Пример Болцман-плота дат је на слици 2.6 за 44 Cu II спектралне линије [54]. За дати пример електронска температура је процењена на око (19300 ± 2200) К. Наизглед делује да се из одсечка на ординати може одредити број атома који се налазе у основном енергијском стању, N_0 , а онда из Болцманове расподеле број атома распоређених по различитим ексцитованим стањима. Међутим, то је могуће само уколико је интензитет дате линије измерена апсолутно, тј. ако је детекциони систем апсолутно калибрисан. У највећем броју случајева не постоји апсолутна калибрација детекционог система, већ су интензитети линије изражени у релативним јединицама мере, те због тога није могуће из одсечка на ординатној оси одредити број атома у основном стању.

Концептуално, одређивање електронске температуре на основу Болцман-плота је релативно једноставно. Међутим, у датим експерименталним условима поуздано

одређивање електронске температуре подразумева:

- Да се плазма налази у стању LTE или барем у стању pLTE. Ова чињеница се да проверити кроз Меквертеров критеријум, а за транзијентне плазме каква је ЛПП додатни критеријуми описани у [41] морају бити задовољени.
- Снага појединачних спектралних линија треба да буде у одређеном износу изнад нивоа шума зарад смањења случајних грешака.
- Коефицијент за спонтану деексцитацију, A , треба да буде, по могућности, што тачније одређен. У базама података спектралних линија [53] поред вредности коефицијента за спонтану деексцитацију дата је и његова неодређеност.
- Највећи енергијски размак између горњих стања спектралних линија треба да буде, по могућности, што већи да би се са што већом поузданошћу одредио коефицијент правца са Болцман-плота. Нпр. за плазме настале од метала задовољавајућа тачност се остварује за енергијски размак већи од 2 eV, док за плазме које су формиране из првобитно гасних средина, размак треба да буде већи од 4 eV.
- Ефекат само-апсорпције треба да буде занемарив, или такав да се одређеном методом може кориговати.
- Посебно треба обратити пажњу на интензитет резонантних⁷ спектралних линија које су најподложније ефекту само-апсорпције.

Саха-Болцман плот

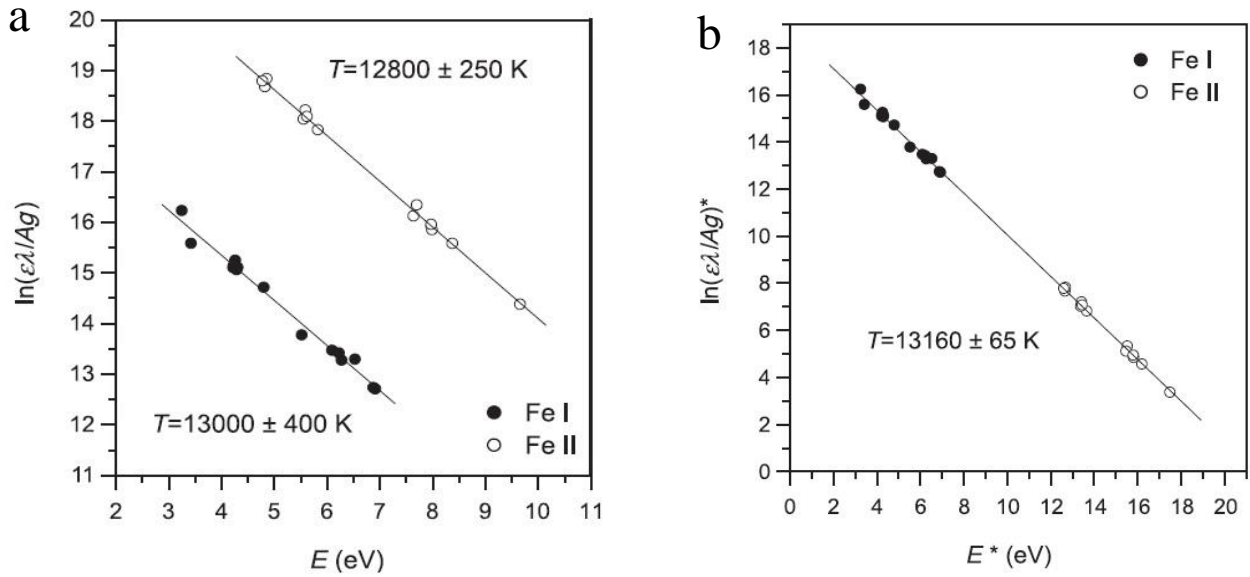
Поузданост одређивања електронске температуре се може значајно повећати ако се уместо Болцман-плота искористи метода под називом Саха-Болцман плот, која је први пут објављена од стране аутора у раду [55]. Ова метода даје могућност одређивања и електронске концентрације. За разлику од Болцман-плота, Саха-Болцман плот подразумева одређивање електронске температуре на основу спектралних линија које долазе из два узастопна јонизациона стања. То, са једне стране, повећава избор спектралних линија, а са друге стране повећава енергијски распон између горњих нивоа чиме се повећава и поузданост одређивања електронске температуре.

⁷Резонантна спектрална линија настаје деексцитацијом атома са неког вишег на основно стање.

За два узастопна јонизациона стања, k и $k + 1$, формирајмо Болцман-плот:

$$\ln \left(\frac{P_{ij}^k \lambda_{ij}^k}{G_{ij}^k g_i^k A_{ij}^k} \right) = \ln \left(\frac{hcN_0^k}{g_0^k} \right) - \frac{1}{k_B T_e} E_i^k \quad (2.26)$$

$$\ln \left(\frac{P_{ij}^{k+1} \lambda_{ij}^{k+1}}{G_{ij}^{k+1} g_i^{k+1} A_{ij}^{k+1}} \right) = \ln \left(\frac{hcN_0^{k+1}}{g_0^{k+1}} \right) - \frac{1}{k_B T_e} E_i^{k+1} \quad (2.27)$$



Слика 2.7: **Панел а:** Пример два Болцман-плота направљена из спектра за два узастопна јонизациона стања гвожђа и то за 21 спектралну линију атома гвожђа и 15 спектралних линија из једнапут јонизованог атома гвожђа. За оба Болцман-плота дате су електронске температуре са припадајућим неодређеностима. **Панел б:** Саха-Болцман плот формиран од два Болцман плота са **панела а**. Сlike са оба панела су преузете из [56].

На основу једначина 2.26 и 2.27 да се закључити да два Болцман-плота који потичу из два узастопна јонизациона стања неће припадати истој правој, јер им се одсечци на ординатној оси разликују. Овакав пример илустрован је на слици 2.7 (панел а) за два узастопна јонизациона стања гвожђа где су аутори у раду [56] спровели просторно разложено мерење у ЛПП гвожђа, при томе показавши да су коефицијенти праваца и вредности температуре добијени из неутралних атома и јона гвожђа, на истој радијалној позицији, исти унутар неодређености мерења. Ова чињеница наговештава да је могуће оба Болцман-плота довести да припадају истој правој (слика 2.7, панел б). Циљ је да тачке на Болцман-плоту које припадају вишем јонизационом стању модификујемо тако да се нађу на истој правој на којој леже тачке Болцман-плота нижег јонизационог стања. То, уствари, подразумева модификацију једначине 2.27. У ту сврху треба искористити већ

споменуту Саха-Егерт једначину:

$$\frac{N_0^{k+1} N_e}{N_0^k} = 2 \frac{g_0^{k+1}}{g_0^k} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\chi^k}{k_B T_e} \right) \quad (2.28)$$

Ако из Саха-Егерт једначине 2.28 изразимо однос N_0^{k+1}/g_0^{k+1} и заменимо у једначину 2.27 добијамо:

$$\ln \left(\frac{P_{ij}^{k+1} \lambda_{ij}^{k+1}}{G_{ij}^{k+1} g_i^{k+1} A_{ij}^{k+1}} \right) = \ln \left[\frac{hc N_0^k}{g_0^k} \frac{2}{N_e} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \right] - \frac{1}{k_B T_e} (\chi^k + E_i^{k+1}) \quad (2.29)$$

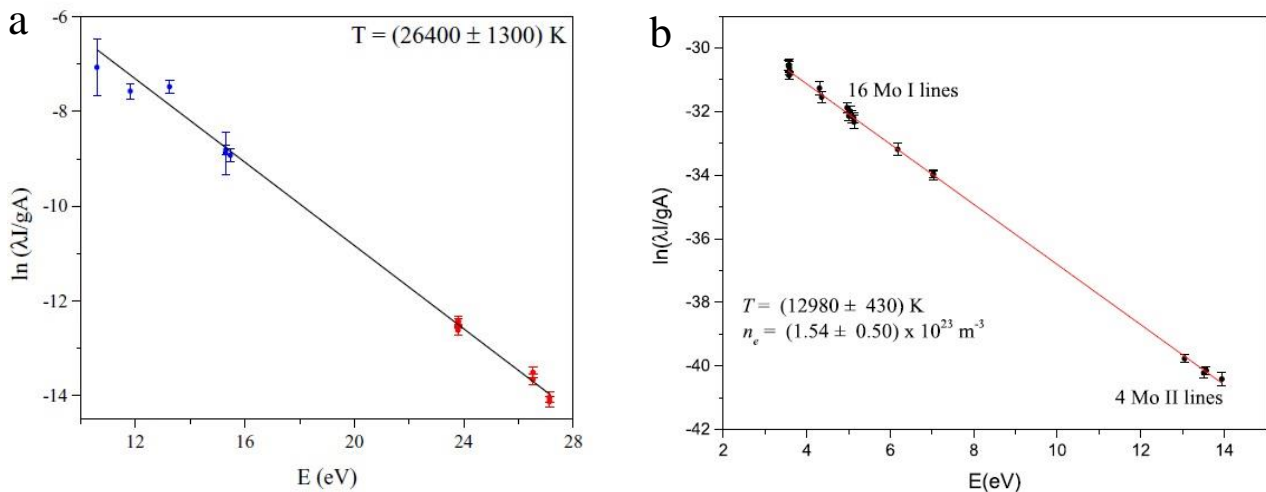
Након сређивања, претходна једначина се може записати на следећи начин:

$$\ln \left(\frac{P_{ij}^{k+1} \lambda_{ij}^{k+1}}{G_{ij}^{k+1} g_i^{k+1} A_{ij}^{k+1}} \right) - \ln \left[2 \left(\frac{2\pi m_e k_B}{h^2} \right)^{3/2} \frac{T_e^{3/2}}{N_e} \right] = \ln \left(\frac{hc N_0^k}{g_0^k} \right) - \frac{1}{k_B T_e} (\chi^k + E_i^{k+1}) \quad (2.30)$$

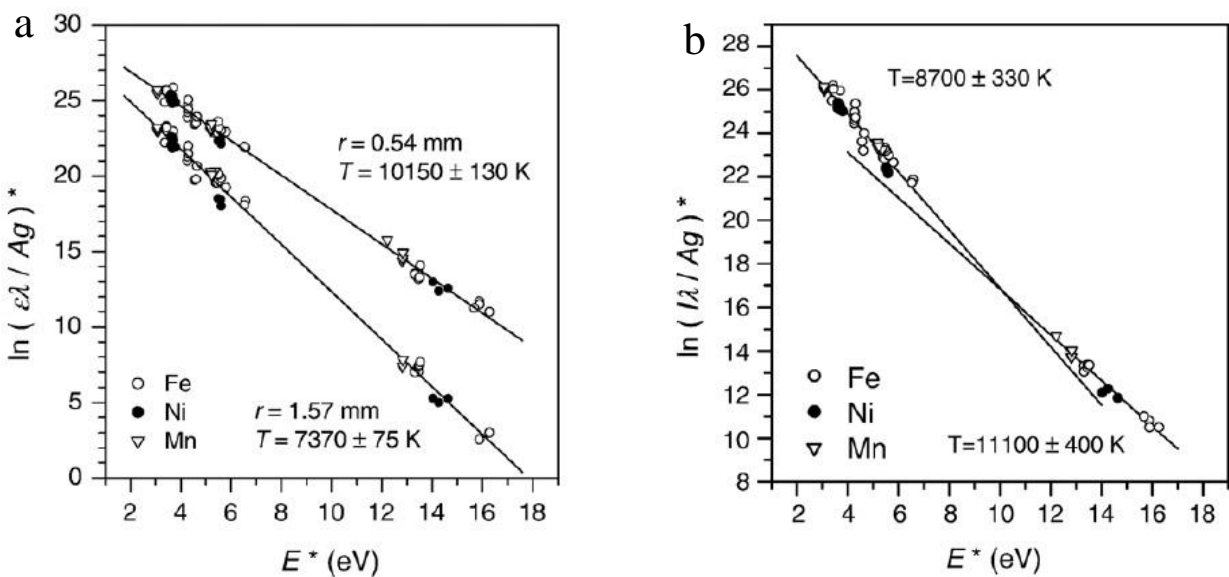
Ово значи да једначина 2.27 треба да се модификује тако да вредности на ординатној оси уместо $\ln \left(\frac{P_{ij}^{k+1} \lambda_{ij}^{k+1}}{G_{ij}^{k+1} g_i^{k+1} A_{ij}^{k+1}} \right)$ буду $\ln \left(\frac{P_{ij}^{k+1} \lambda_{ij}^{k+1}}{G_{ij}^{k+1} g_i^{k+1} A_{ij}^{k+1}} \right) - \ln \left[2 \left(\frac{2\pi m_e k_B}{h^2} \right)^{3/2} \frac{T_e^{3/2}}{N_e} \right]$. Енергија горњих стања спектралних линија вишег јонизационог стања E_i^{k+1} се модификује за вредност енергије јонизације нижег јонизационог стања, односно $E_i^{k+1} + \chi^k$.

Пример два Саха-Болцман плота дат је на слици 2.8. На панелу а приказан је Саха-Болцман плот направљен од 6 Al II (плави кругови) и 8 Al III (црвени кругови) спектралних линија у ЛПП алуминијума. Неодређеност у електронској температури зависи од прецизности придружених вероватноћа прелаза за сваку спектралну линију, неодређености у мереном интензитету као и од енергијског распона горњих стања у односу на основно стање Al II. Вредност неодређености електронске температуре добијена је применом отежињеног метода најмањих квадрата. На панелу b је приказан Саха-Болцман плот направљен од 16 Mo I спектралних линија и 4 Mo II спектралне линије у ЛПП молибдена. Иако Саха-Болцман плот није осетљив на вредности електронске концентрације, што има за последицу релативно велику непоузданост у њеној мереној вредности, аутори су успели да процене вредност електронске концентрације са прихватљивом неодређеношћу. Разлог томе су довољно мале неодређености у вероватноћи прелаза, мале неодређености мерених интензитета спектралних линија, велики број линија

као и велики енергијски распон између горњих стања Мо I спектралних линија.



Слика 2.8: **Панел а:** Пример Саха-Болцман плота направљеног од 6 Al II спектралних линија (плави кругови) и 8 Al III спектралних линија (црвени кругови) у ЛПП алуминијума. Приказане маргине грешака су последица неодређености у мереном интензитету спектралних линија као и неодређености одговарајућих вероватноћа прелаза које су преузете из [53]. Црна пуна линија репрезентује најбољи фит кроз експерименталне податке добијен отежињеном методом најмањих квадрата. **Панел б:** Пример Саха-Болцман плота направљеног од 16 Мо I спектралних линија и 4 Мо II спектралне линије. На основу овог плота поред електронске температуре процењена је и електронска концентрација у ЛПП молибдена са прихватљивом неодређеношћу. Слика са панела а је преузета из [57] док је слика са панела б преузета из [58].



Слика 2.9: **Панел а:** Два Саха-Болцман плота направљена из атомских и јонских линија гвожђа, никла и мангана за две различите радијалне позиције у ЛПП са назначеним електронским температурама. **Панел б:** Саха-Болцман плот добијен из просторно интегралног мерења снаге спектралних линија атома и јона гвожђа, никла и мангана. Различите електронске температуре за неутрале и јоне су приказане. Слика са оба панела је преузета из [59].

Важност просторно разложених мерења код нехомогених плазми каква је ЛПП огледа се управо кроз одређивање њених параметара. На слици 2.9 (панел а) су приказана два Саха-Боцман плота направљена од спектралних линија које потичу из атома и једноструких јона гвожђа, никла и мангана, за две различите радијалне позиције,

$r = 0.54 \text{ mm}$ и $r = 1.57 \text{ mm}$. Као што се може видети, електронска температура се разликује за различите радијалне позиције; температура на радијалној позицији ближе центра плазме је очекивано већа од температуре на радијалној позицији ближе периферије плазме. Уколико је мерење просторно интегрално, зрачење које долази из различитих области плазме је измешано. Панел b слике 2.9 приказује Саха-Болцман плот направљен од спектралних линија које потичу из атома и једнострукних јона гвожђа, никла и мангана за просторно интегрално мерење. Одмах постаје јасно зашто је неопходно спровести просторно разложена мерења; нагиб плота дефинисан атомским линијама није исти као и нагиб плота дефинисан јонским линијама, што би значило да се електронске температуре за два јонизациона стања разликују. Међутим, због тога што светљење јонских линија долази из области плазме која је ближе њеном центру где је већа електронска температура, а светљење атомских линија долази из области која је ближе периферији плазме где је мања електронска температура, у интегралном износу јони су на већој електронској температури од неутрала.

2.4.2 Механизми ширења спектралних линија. Одређивање електронске концентрације

Механизми који доводе до формирања профила спектралних линија, или како се често каже, до ширења спектралних линија у различитим плазмама су бројни. Када се говори о механизму формирања профила спектралних линија мисли се, уствари, на врсту интеракције између атома у побуђеном стању (емитера) и честица које пертурбују дата електронска стања у атому. На основу претходног, спектрална расподела зрачења честица емитера нам омогућује стицање драгоцених сазнања о врсти његове интеракције са околином. Постоји неколико механизма који доводе до формирања профила спектралне линије:

- Штарково ширење спектралних линија настаје као последица интеракције честица емитера са електричним микропољем (Штарков ефекат) које је узроковано наелектрисаним честицама (електронима и јонима) у плазми. С обзиром да електрони имају много већу покретљивост у односу на јоне, Штарково ширење линија је доминантно условљено електричним микропољем електрона. Детаљна теоријска разматрања ширења спектралних линија могу се наћи у [60].

У плазмама са електронским концентрацијама већим од 10^{21} m^{-3} Штарков ефекат постаје важан механизам у процесу ширења спектралних линија. Како у ЛПП електронска концентрација може бити значајно већа од 10^{21} m^{-3} , Штарково ширење представља доминантан механизам ширења спектралних линија. Када је у питању ЛПП, најчешћа коришћена спектроскопска метода за одређивање електронске концентрације је мерење Штарковог ширења спектралних линија.

Штарков ефекат на линијама водоника (и водонику сличних јона) је линеаран, односно пропорционалан је јачини електричног поља E . Због тога су линије водоника најпожељније за дијагностику плазме. Веза између електронске концентрације и FWHM линије је дата изразом [60]:

$$n_e = C(n_e, T_e) \Delta\lambda_{Stark_l} \quad (2.31)$$

где је $C(n_e, T_e)$ функција која слабо зависи од електронске концентрације и температуре и може се сматрати константом.

Најпогоднија линија водоника за дијагностику плазме је H_β линија која припада Балмеровој серији на 486.14 nm. Погодност коришћења H_β линије се огледа кроз њену релативно велику осетљивост на промену електронске концентрације, због чега њена FWHM може да буде око 8 nm на електронској концентрацији од $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ [57]. Тако је поузданост одређивања електронске концентрације веома висока. Интензитет H_β линије је довољно велики за поуздано мерење њене ширине, а ефекат самоапсорпције је мало изражен. За разлику од H_β линије, H_α линија је много више подложна ефекту самоапсорпције и због тога није погодна за дијагностику плазме на концентрацијама које су веће од 10^{23} m^{-3} .

Код неводоничних линија присутан је квадратни Штарков ефекат. FWHM изазвана квадратним Штарковим ефектом је дата изразом [61]:

$$\Delta\lambda_{Stark_q} = 2 \cdot 10^{-22} w n_e (1 + 5.53 \cdot 10^{-6} n_e^{1/4} \alpha \cdot (1 - 0.0068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2})) \quad (2.32)$$

где је w параметар ширења (FWHM) линије услед судара са електронима на концентрацији од 10^{22} m^{-3} , а α је параметар доприноса јонског ширења. Допринос ширењу линије под утицајем јона је значајно мањи од ширења изазваним електронским ударом. Израчунавања показују да је допринос јонског ширења у

укупној ширини линије само 10 – 20 % [62]. Међутим, услед јонског ширења линија постаје асиметрична [62, 63] у односу на централни део, за разлику од електронског ширења које шири линију симетрично. На основу асиметрије може се одредити параметар јонског доприноса ширењу линија који се може пронаћи у [64, 60, 62, 63].

- Ван дер Валсово ширење је последица Ван дер Валсове интеракције између неутралних атома у плазми. Ван дер Валсова интеракција је краткодметна ($\sim 1/r^6$) и с тога овакав механизам ширења може бити изражен на високим притисцима. FWHM спектралне линије услед Ван дер Валсовог ширења је:

$$\Delta\lambda_{Van\ der\ Waals} = 2.71 \cdot C_6^{2/5} \langle v \rangle^{3/5} \frac{\lambda_{nm}^2}{c} n_{neutral} \text{ [m]} \quad (2.33)$$

где је C_6 Ван дер Валсов параметар [64], $\langle v \rangle$ је средња брзина термалног кретања честица, $n_{neutral}$ је концентрација неутралних честица. Типична вредност параметра C_6 је $\sim 10^{-42} \text{ m}^6/\text{s}$ [65]. Иако параметар C_6 зависи од врсте честица, FWHM слабо зависи од C_6 ($\Delta\lambda \propto C_6^{2/5}$).

- Резонантно ширење настаје као последица интеракције између две честице исте врсте (нпр. два Си атома). До резонантног ширења долази током прелаза са ексцитованог стања на основно стање у атому. FWHM резонантно проширене линије је дата изразом [64]:

$$\Delta\lambda_{Resonance} = \frac{3}{32} \left(\frac{g_n}{g_m} \right)^{1/2} \frac{\lambda_{nm}^3 A_{nm}}{\pi^3 c} n_g \text{ [m]} \quad (2.34)$$

где је n_g концентрација честица у основном стању.

Примећено је да се резонантно ширење јавља и услед прелаза између два побуђена стања у атому, под условом да се дође стање деексцитује у основно стање.

Међутим, постоје и механизми који доводе до ширења спектралних линија а да нису директна последица физичке интеракције између честица емитера и честица пертурбера, већ су дефинисани "стањем" честица емитера у датој околини, и они су:

- Природно ширење је врста ширења спектралних линија на коју се не може експериментално утицати, јер је последица Хајзенбергових релација неодређености

$(\Delta E \Delta t \geq \hbar/2)$ енергије датог побуђеног нивоа у атому због његовог коначног времена живота. Средње време живота неког побуђеност стања j је [66]:

$$\tau_j = \frac{1}{\sum_i A_{ji}} \quad (2.35)$$

Профил линије која је природно проширена је описан Лоренцовом функцијом чија је FWHM:

$$\Delta\lambda_{Natural} \geq \frac{\lambda_{nm}^2}{4\pi c} A_{nm} \text{ [m]} \quad (2.36)$$

На пример, FWHM природно проширене атомске линије Fe I 381.58 nm је $9.4 \cdot 10^{-6}$ nm [67]. Ефекти природног ширења су генерално много мање изражени од осталих механизма ширења, те се често могу занемарити.

- Инструментално ширење је последица употребе спектроскопског мерног система и она одређује његову спектралну резолуцију.
- Доплерово ширење је последица термалног кретања честица емитера. Профил спектралне линије који се формира услед Доплеровог ширења је дат Гаусовом функцијом. Ако се честице емитери покорављају Максвеловој расподели по брзинама, FWHM Доплеровски проширене линије је:

$$\Delta\lambda_{Doppler} = \lambda \left(\frac{8k_B T \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \text{ [m]} \quad (2.37)$$

где је m маса честице емитера, а M је моларна маса емитера.

Поставка експеримента

У овој глави биће изнет детаљан опис спроведеног експеримента чији резултати су довели до настанка ове тезе. Важност ове главе се огледа у томе што се приликом реализације експеримента искоришћен максимум перформанси сваког појединачног елемента који учествује у експерименталној поставци. Због тога сваки елемент експерименталне поставке заслужује посебну пажњу. Затим ће бити описано како елементи функционишу као целина за потребе експеримента.

Реализација експеримента је спроведена кроз два дела: Први део се односи на мерење брзине експанзије ласерски произведене плазме која је настала у интеракцији наносекундног ласерског импулса са бакарном метом, а други део се односи на мерење апсорпције електромагнетног зрачења у ласерски произведеној плазми. Други део експеримента је спроведен са циљем да се стекне јаснији увид у процесе који су одговорни за експанзију плазме, јер брзина експанзија плазме, поред осталих фактора, умногоме зависи од апсорбоване енергије ласерског импулса.

3.1 Елементи поставке експеримента

1. Детектор

Детекција зрачења које бива емитовано из ЛПП врши се употребом ICCD (*Intensified Charge Coupled Device*) камере произвођача Andor модел iStar DH740-18F-03 са неопходним пратећим хардвером и софтвером. CCD чип камере базиран је на полупроводничкој техници и сачињен од дводимензионалног низа (матрице) фотоосетљивих ћелија које зовемо пиксели (pixels). Када светло, у виду фотона, доспе на CCD чип, на сваком појединачном пикселу долази до фотоелектричног ефекта при чему се ослобађа одређен број електрона пропорционалан упадном

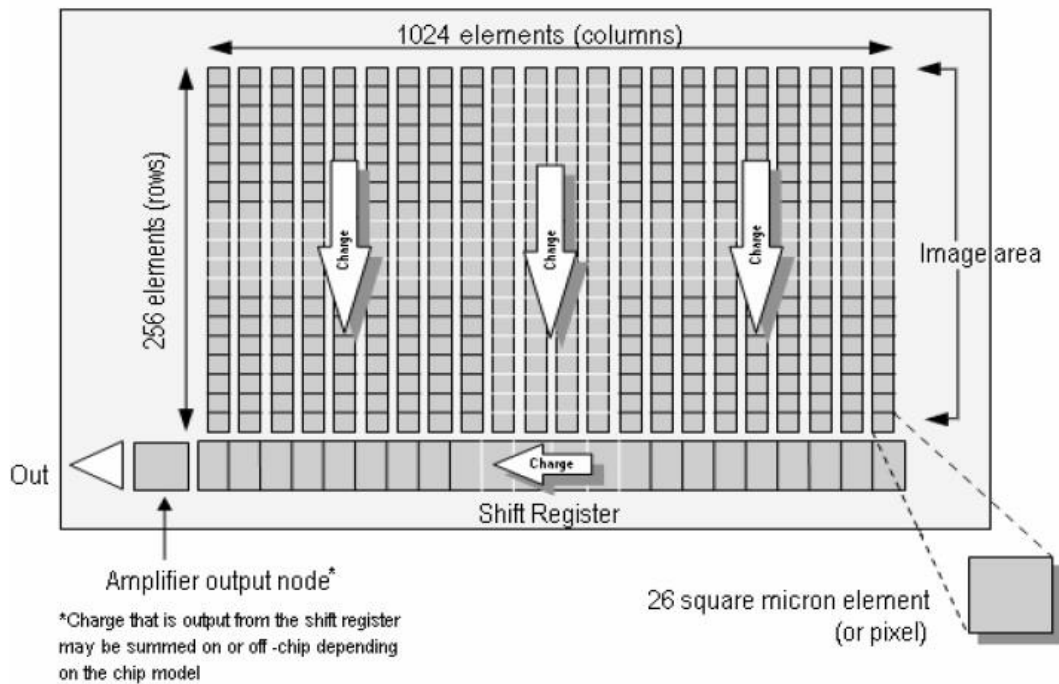
флуксу фотона. Квалитет CCD чипа одређен је физичком величином коју зовемо квантна ефикасност (*eng. Quantum Efficiency, QE*). QE представља вероватноћу да један фотон, одређене таласне дужине, ослободи један електрон кроз фотоелектрични ефекат. QE се може изразити на следећи начин:

$$QE = \left(\frac{\text{број ослободjenih elektrona}}{\text{број упadnih fotona}} \right)_{\lambda}$$

Ако је таласна дужина зрачења сувише велика, фотони немају довољно енергије да ослободе електроне у полупроводничком материјалу и на тај начин је дефинисана горња (црвена) граница таласне дужине за коју је CCD чип употребљив. Доња граница таласне дужине дефинисана је пропустљивошћу улазног прозора за фотоне и одређена је материјалом од ког је прозор направљен. Унутар овог интервала QE узима вредности између 0 и 1.

Након осветљавања CCD чипа унутар сваког пиксела садржана је одређена количина наелектрисања ослобођена кроз фотоелектрични ефекат и дефинисана је упадним флуксом фотона и QE. Да би се одредила складиштена количина наелектрисања у сваком пикселу CCD чипа на сваки појединачни пиксел се доводи одговарајућа секвенца напона тако да се наелектрисање са датог пиксела помера надоле кроз чип до померачког регистра смештеног на дну чипа који наелектрисање одводи до појачавачког дела одакле се сигнал шаље у А/D конвертор и на крају завршава у меморији рачунара. На овај начин, из дигиталног електричног сигнала, се реконструише слика објекта. На слици 3.1 је илустрован принцип "читања" пиксела са CCD чипа чији је број пиксела 1024 x 256.

У циљу детекције зрачења малог интензитета испред CCD чипа додаје се појачавач који је оптички повезан са самим чипом, што је приказано на слици 3.2, чиме добијамо ICCD детектор. Емитовани фотони из неког извора најпре падају на фотокатоду одакле се путем фотоелектричног ефекта емитује одговарајући број електрона. Фотоелектрони бивају убрзани ка микроканалним плочама (*eng. Microchannel Plate, MCP*) контролисаним напоном примењеним између фотокатоде и MCP. MCP представља низ уских канала направљених од материјала који се одликују високом вредношћу коефицијента секундарне емисије. Високим напоном примарни електрони који потичу са фотокатоде се убрзавају унутар канала и ударом у његов зид избијају додатне електроне те се на тај начин врши њихово умножавање.

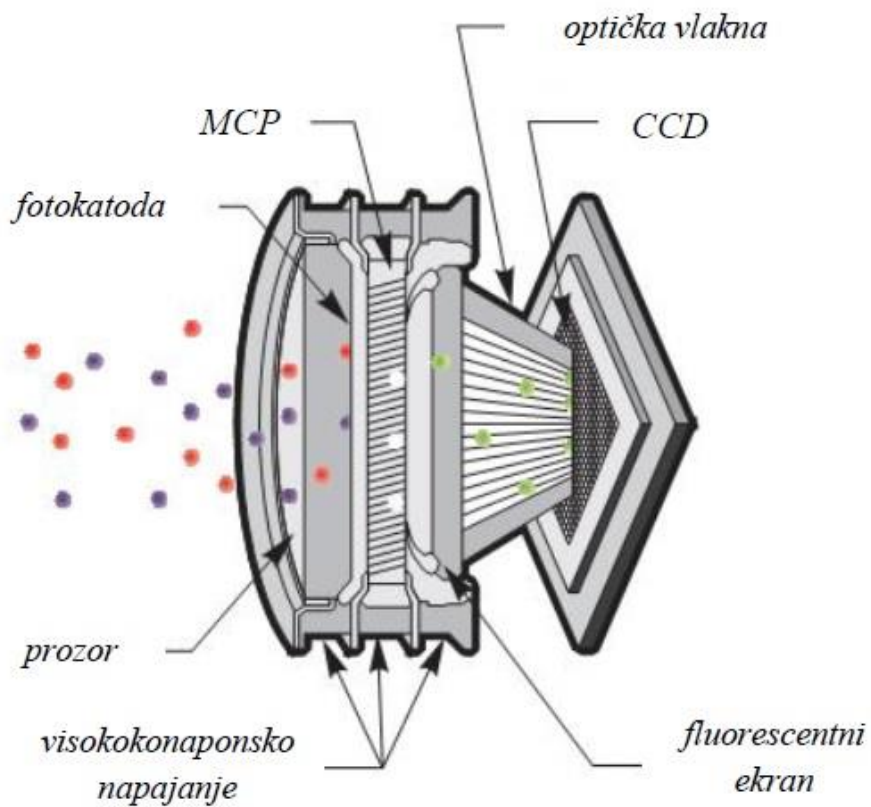


Слика 3.1: Приказ начина читања пиксела са CCD чипа. Слика је преузета из [68].

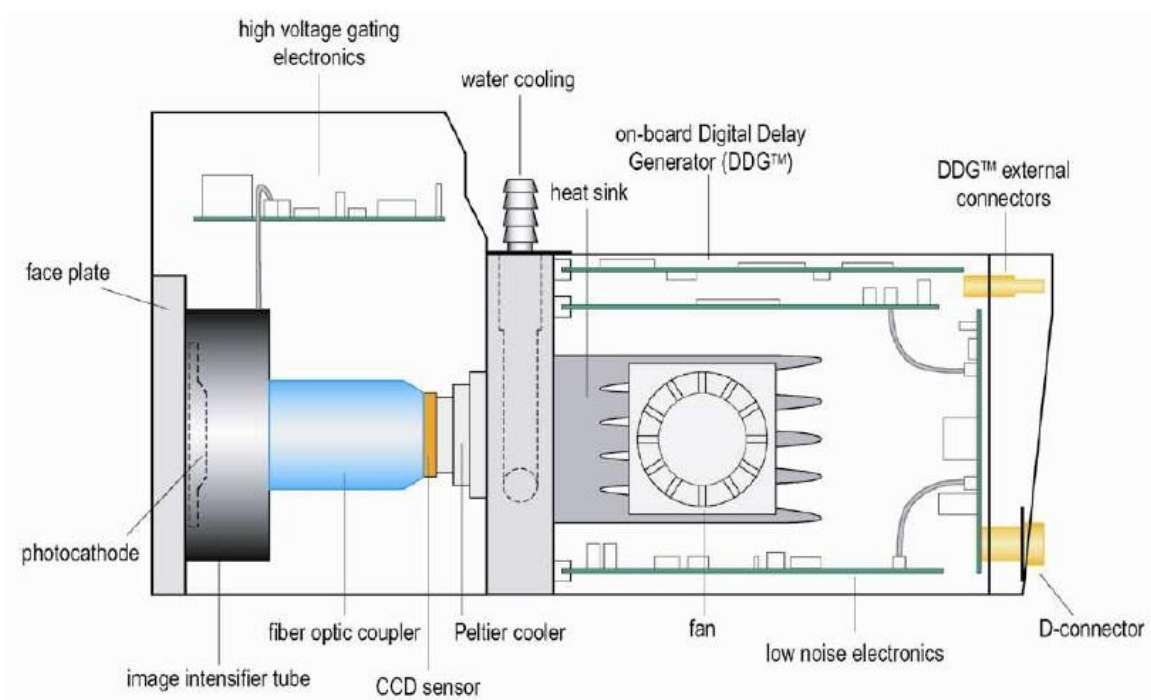
Умножени електрони доспевају до флуоресцентног (фосфорног) екрана где се врши њихова конверзија у фотоне које се доводе до CCD чипа оптичким влакнима. На овај начин обезбеђено је појачање сигнала до 10 000 пута.

Да би се смањило ефекат термалног шума приликом снимања, CCD чипу се мора обезбедити хлађење. Хлађење чипа се обавља термо- електричним хладњаком чији је принцип рада заснован на Пелтиер ефекту. "Хладна" страна хладњака је у механичком контакту са чипом, док је "топла" страна повезана са измењивачем топлоте чија је улога да топлотну енергију ефикасно дистрибуира околина. Околина је најчешће флуидна средина (ваздух, вода...). Минимална температура која се може постићи је, дакле, одређена температуром измењивача топлоте. У случају ваздушног хлађења, чак и употребом вентилатора, температура измењивача топлоте мора бити барем за 10 °C већа од температуре окружујућег ваздуха да би хлађење било ефикасно. Водено хлађење је знатно ефикасније и температура чипа ће искључиво зависити од температуре воде а не од собне температуре. На слици 3.3 приказана је конструкција ICCD детектора, у погледу са стране, произвођача Andor модел iStar DH740-18F-03.

Код Andor iStar DH740-18F-03 ICCD камере CCD чип садржи 2048 пиксела дуж хоризонталног правца и 512 пиксела дуж вертикалног правца. Сваки пиксел има



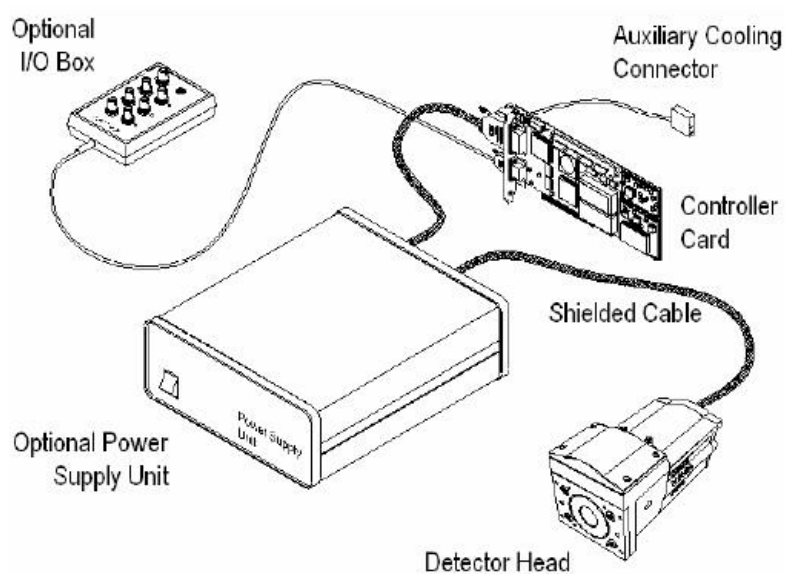
Слика 3.2: CCD детектор са додатим појачавачким делом. Слика је преузета из [69].



Слика 3.3: Изглед ICCD детектора са стране произвођача Andor модел iStar DH740-18F-03. Слика је преузета из [68].

димензије $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}$, чиме је дефинисана укупна величина чипа од $27.6 \times 6.9 \text{ mm}$. Величином чипа дуж вертикалног правца одређена је просторна димензија светлећег објекта који се испитује. Дуж хоризонталног правца чипа дефинисан је спектрални "прозор" (у јединицама таласне дужине) који се посматра. Спектрални интервал који се може посматрати је у интервалу од $185\text{-}880 \text{ nm}$. Квантна ефикасност CCD чипа није већа од 20% . Пелтиер ефектом кроз ваздушно хлађење обезбеђена је минимална вредност температуре CCD чипа од $-20 \text{ }^\circ\text{C}$. У случају воденог хлађења температура чипа се може спустити до температуре од $-35 \text{ }^\circ\text{C}$.

Радам камере управља се рачунаром преко одговарајућег софтвера. Контролна картица служи као интерфејс између рачунара и контролне јединице (напајање) помоћу које се хардверски управља камером. Контролна јединица је повезана са контролном картицом и камером ширмираним кабловима како би се спречио спољашњи непожељни електромагнетни утицај на систем, слика 3.4.



Слика 3.4: Компоненте iStar система. Слика је преузета из [68].

2. Дисперзиони систем

У сврху спектралног разлагања светла које долази из ЛПП користи се спектрометар произвођача McPherson модел 209. Овај модел спектрометра је направљен у Czerny-Turner геометрији са фокалном дужином од 1.33 m . Czerny-Turner геометрију спектрометра чини дисперзиони елемент и два конкавна огледала (слика 3.5, панел b). Након што светло емитовано из неког извора прође кроз улазни разрез (S_1) и уђе у спектрометар најпре пада на колимирајуће огледало

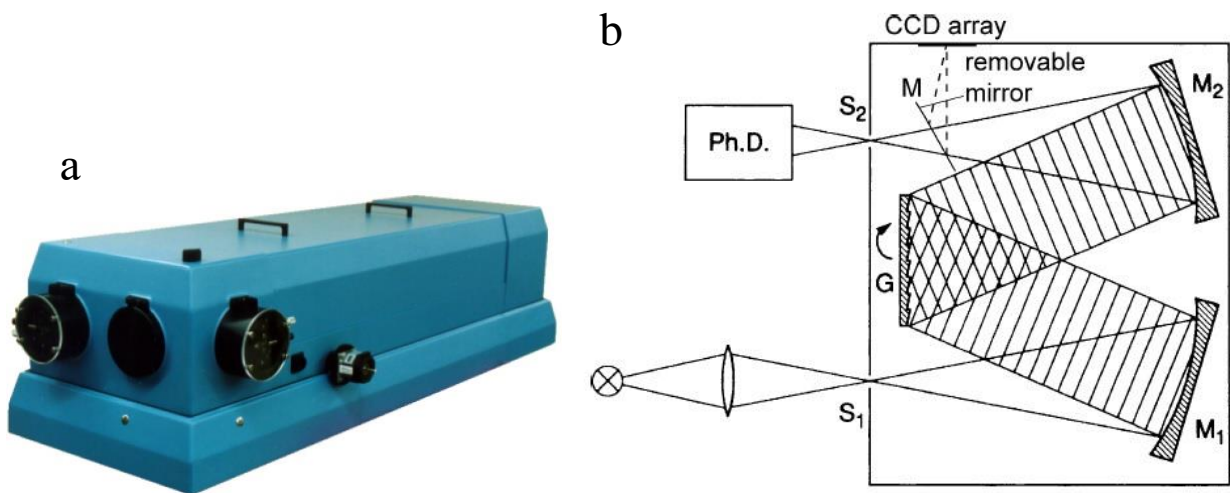
(M_1) одакле се рефлектује и пада на дисперзиони елемент (G), затим долази на фокусирајуће огледало (M_2) и након рефлексије пада на излазни разрез (S_2) па на детектор (Ph.D.), или пре доласка на излазни разрез пада на покретно огледало (M) одакле се рефлектује до детектора (CCD). Дисперзиони елемент којим је спектрометар опремљен је холографска рефлексиона дифракциона решетка која има 2400 зареза/mm. Ефективна апертура¹ система је $f/11.6$. На спектрометру постоји два улаза и два излаза; два бочна и два фронтална. За потребе ове тезе, на једном фронталном улазу је постављен разрез (S_1) код кога се ножеви затварају и отварају симетрично, при чему најмањи подеок на скали микрометра који помера ножеве има вредност од $10 \mu\text{m}$. Ако се на излаз постави разрез спектрометар се може користити као монохроматор, у супротном се користи као спектрограф. За потребе овог истраживања McPherson спектрометар се користио као спектрограф на чијем бочном излазу је постављена ICCD камера. У циљу постављања камере у фокалну раван фокусирајућег огледала, на спектрометар је додата одговарајућа прирубница на коју је постављена камера. Максимална ширина фокалне равни је 50 mm. Одабир централне таласне дужине која се посматра врши се помоћу контролера који управља корачним мотором (step motor), а који ротира дифракциону решетку за одређени угао дефинисан задатом таласном дужином. Калибрација система по таласним дужинама се изводи помоћу спектралних (pen-light) лампи пуњених различитим елементима у гасном стању за различите делове електромагнетног спектра. Спектрометар поседује и два прекидача који служе као елемент заштите од механичког оштећења у случају да корачни мотор тежи да заокрене решетку изван дефинисаних граница.

Основне карактеристике дисперзионог система су:

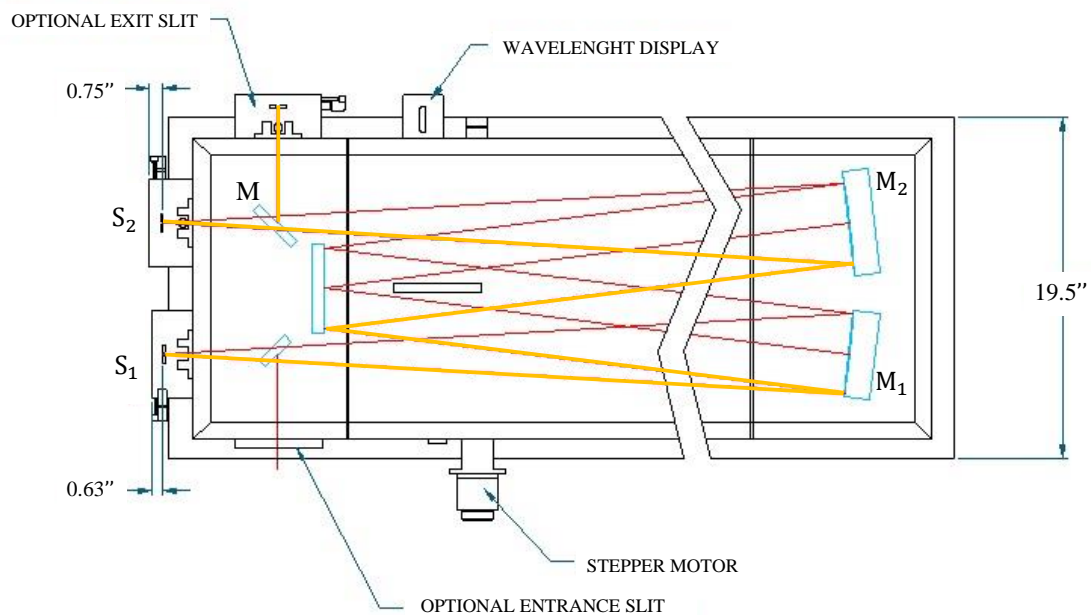
- Спектрални интервал представља опсег таласних дужина који се датим дисперзионим системом може посматрати. За спектрометар McPherson 209 и дифракциону решетку од 2400 зареза/mm спектрални интервал који се може посматрати лежи у интервалу од 185-650 nm. Доња граница овог интервала условљена је тзв. вакуум-ултра-виолетним регионом (vacuum-ultra-violet, VUV) за који је неопходно евакуисати ваздух из спектрометра како би се спречила апсорпција зрачења на молекулима кисеоника и азота испод ове границе.

Такође, ова граница је условљена материјалом од кога су начињена сочива,

¹Наведена вредност апертуре одговара линеарној димензији дифракционе решетке од 110 mm.



Слика 3.5: **Панел а:** Фотографија спектрометра McPherson модел 209. **Панел б:** Приказ Czerny-Turner геометрије спектрометра и путање зрака кроз његову унутрашњост. Слика са панела **а** је преузета из [70], док је слика са панела **б** преузета из [71].



Слика 3.6: Цртеж спектрометра McPherson модел 209 са приказом његове унутрашњости. Наранџастом бојом је назначена карактеристична путања једног зрака кроз спектрометар. Слика је преузета и модификована из [70].

прозори на комори у којој се формира плазма, прозор на CCD камери. Сви наведени елементи коришћени у експерименту су направљени од синтетисаног кварца (SiO_2) укључујући и прозор камере. За таласне дужине испод 185 nm морају се користити елементи направљени од других материјала, као што је: литијум-флуорид (LiF), калцијум-флуорид (CaF_2), магнезијум-флуорид

(MgF₂) итд. Горња граница интервала условљена је избором дифракционе решетке, односно константом решетке која у овом случају износи 417 nm.

- Светлосна моћ дисперзионог система дефинише колико интензитета светла које потиче од извора бива прихваћено датим системом. Светлосна моћ одређена је карактеристичном дужином система и величином апертуре. Може бити критичан параметар у ситуацијама када су извори светла малог интензитета.
- Дисперзија (угаона, линеарна) Угаона дисперзија система дефинише угаоно растојње, $\Delta\theta$, између две таласне дужине које се разликују за $\Delta\lambda$, након интеракције са дисперзионим елементом [71]:

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda}\Delta\lambda \quad (3.1)$$

где је $d\theta/d\lambda$ угаона дисперзија (rad/nm).

У случају дифракционе решетке, услов за формирање интерференционог максимума, под условом да зрачење пада нормално на решетку, је:

$$d \sin \theta_m = m\lambda \quad (3.2)$$

где је d растојање између суседних зареза решетке, а m представља број интерференционог реда.

Угаона дисперзија је у том случају:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta} \quad (3.3)$$

На основу једначина 3.2 и 3.3 лако се уочава да се угаона дисперзија повећава са повећањем таласне дужине светла.

Ако је детектор постављен у фокалну раван огледала или сочива чија је фокална дужина f , две таласне дужине на самом детектору биће раздвојене за геометријско растојање Δx , које је дато као:

$$\Delta x = f\Delta\theta = f \frac{d\theta}{d\lambda}\Delta\lambda = \frac{dx}{d\lambda}\Delta\lambda \quad (3.4)$$

Величина $dx/d\lambda$ се назива линеарна дисперзија и изражава се у јединицама nm/nm. У пракси се често употребљава величина која се зове реципрочна линеарна дисперзија, $d\lambda/dx$. У случају спектрометра McPherson 209 са горе

описаним карактеристикама, реципрочна линеарна дисперзија има вредност од 0.28 nm/mm на 313.1 nm, док је ова вредност у црвеном делу спектра² 0.19 nm/mm. Ако реципрочну линеарну дисперзију система помножимо са величином детектора (27.6 mm) добијамо "спектрални прозор" који се датим детектором може посматрати. У овом случају величина спектралног прозора је $\sim 5.2 - 7.7$ nm.

- Спектрална резолуција (моћ разлагања) представља моћ дисперзионог система да разложи две блиске таласне дужине на датом спектралном месту, λ . Ако спектрално растојње између две блиске таласне дужине које се још увек могу разложити означимо са $\Delta\lambda$, спектрална резолуција се дефинише као $R = \lambda/\Delta\lambda$. На основу Рејлејевог критеријума, услов да две спектралне линије истих интензитета буду раздвојене је дат математички као (видети додатак 6.2):

$$\frac{d\theta}{d\lambda}\Delta\lambda \geq \frac{\lambda}{Nd \cos \theta_m} \quad (3.5)$$

где је N укупан број зареза дифракционе решетке, а $Nd \cos \theta_m$ пројекција апертуре под углом који одговара m -том интерференционом максимуму. Комбиновањем једначина 3.3 и 3.5 добија се резолуција система са дифракционом решетком:

$$R = \lambda/\Delta\lambda \leq mN \quad (3.6)$$

Последњом једначином је описана теоријска резолуција решетке чија је вредност у реалности 2-3 пута мања услед дифракционих ефеката на улазном разрезу.

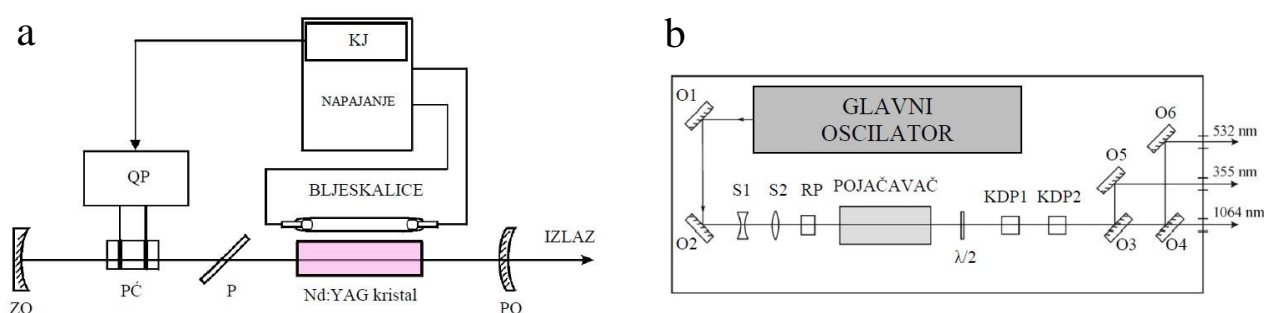
McPherson 209 спектрометар опремљен холографском дифракционом решетком од 2400 зареза/mm има практичну резолуцију од $\sim 6.2 \cdot 10^4$ ($\Delta\lambda = 5$ nm на 313.1 nm).

3. Nd:YAG импулсни ласер

У циљу формирања плазме оптичким пробојем на чврстој мети коришћен је импулсни Nd:YAG ласер произвођача Ekspla модел NL-311-SH-TH. Ласерска емисија настаје у Nd:YAG (Nd : Y₃Al₅O₁₂) кристалу и припада основном хармонику на таласној дужини 1064 nm. Формирање импулса наносекундног трајања базирано је на техници Q-прекидања у колу главног осцилатора чија је принципијелна схема

²Примедба аутора.

приказана на слици 3.7 (панел а). Главни осцилатор чине: Nd:YAG кристал у коме настаје ласерска емисија, ксенонске блјескалице које обезбеђују оптичко пумпање Nd:YAG кристала, два огледала (задње и предње), задње огледало (ZO, конкавно, рефлексија 99 %) и предње огледало (PO, конвексно, променљива рефлексивност) која чине резонатор који ради у тзв. нестабилном режиму, Покелсова ћелија (PĆ) која има улогу електрооптичког Q-прекидача, контролна јединица (KJ) која преко управљача Q-прекидањем (QP) контролише високи напон на Покелсовој ћелији који се доводи из напајања, поларизатор (P) који врши поларизацију импулса у задатом правцу (линеарна поларизација).



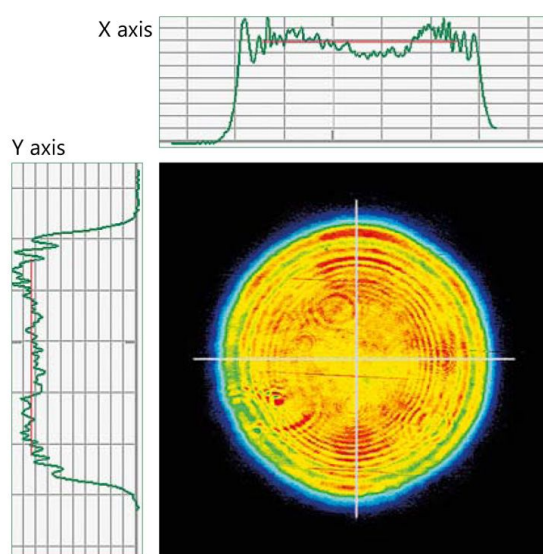
Слика 3.7: **Панел а:** Схема рада главног осцилатора ласерског система Ekspla NL-311-SH-TH. **Панел б:** Приказ распореда оптичких компонента ласерског система Ekspla NL-311-SH-TH. Сlike са оба панела су преузете из [69], а модификоване су и преузете из [72].

Након што је наносекундни импулс формиран, а пре него ли буде појачан, пролази кроз телескоп кога чине два сочива S_1 и S_2 (слика 3.7, панел б) а затим кроз ротатор равни поларизације (RP) који ротира раван поларизације импулса за 90° . Ово смањује деполаризацију током појачања. Сам појачавач чине две ксенонске блјескалице и Nd:YAG кристал.

Појачан наносекундни импулс даље може да се дистрибуира за фреквентно мултиплицирање које подразумева тзв. генерисање хармоника. Основна фреквенција (1064 nm) може да буде двоструко или пак троскруко већа што је обезбеђено проласком импулса кроз нелинеарне кристале који генеришу одговарајуће хармонике. Пре нелинеарних кристала импулс пролази кроз ретардирајућу ($\lambda/2$) плочицу. Ретардирајућа плочица ($\lambda/2$) мења стање поларизације импулса преведећи линеарно поларизован импулс у линеарно поларизован импулс, с тим што је раван поларизације заротирана за 90° . Овим је омогућено правилно стање поларизације неопходно за генерисање хармоника у нелинеарним кристалима. Ласерски сноп је учињен мало дивергентним како би се избегао непожељни ефекат само-фокусирања.

Нелинеарни кристали, KDP1 и KDP2 врше генерисање хармоника. KDP1 кристал дуплира фреквенцију основног хармоника производећи други хармоник на таласној дужини 532 nm, док KDP2 кристал троструко повећава фреквенцију основног хармоника производећи други хармоник на таласној дужини 355 nm. Дакле, овај ласерски систем обезбеђује емитовање три различите таласне дужине: основни хармоник 1064 nm (IC област ЕМ спектра), други хармоник 532 nm (видљива област, зелена боја), трећи хармоник 355 nm (UV). На излазу из ласерског система налази се селектор таласних дужина кога чине дихроматска огледала (O3, O4, O5, O6) који раздваја генерисане хармонике и шаље их на одговарајући излаз (слика 3.7, панел b).

Дијаметар ласерског снопа на излазу из система је ≈ 1 cm, па се за потребе формирања плазме мора фокусирати додатним објективом. Просторна расподела интензитета у снопу је униформна (*eng.* top-hat, слика 3.8). Време трајања ласерског импулса, по декларацији произвођача, је ≈ 5.9 ns.



Слика 3.8: Униформна (top-hat) просторна расподела интензитета у ласерском снопу ласерског система Ekspla NL-311-SH-TH. Слика је преузета из [72].

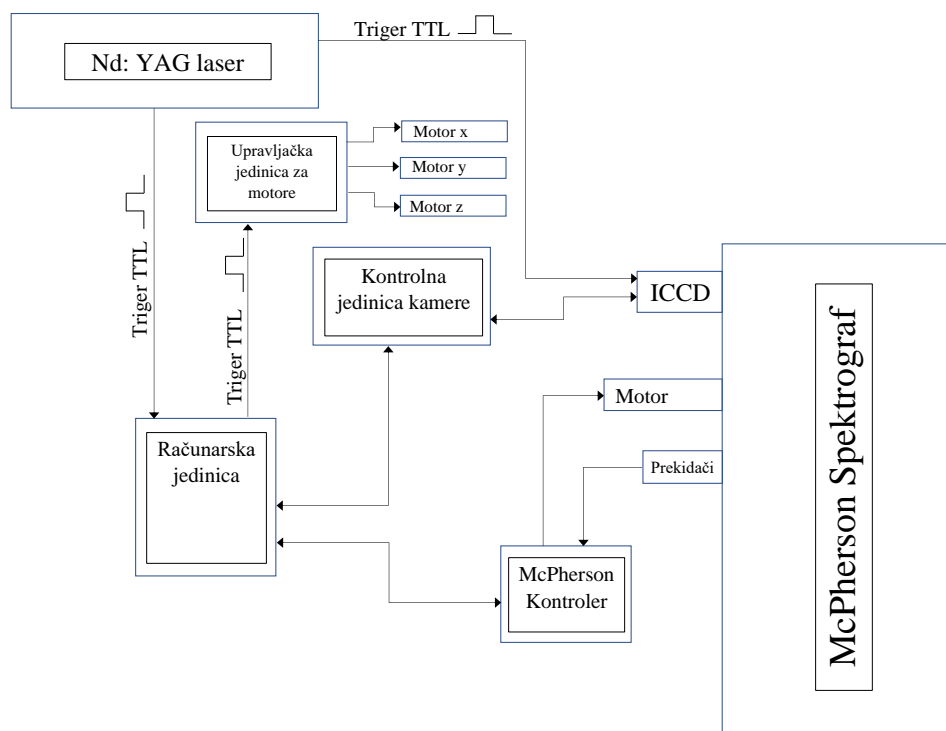
Максимална вредност излазне енергије³ за све хармонике је ≈ 2.5 J. По хармоницима, максимална вредност излазне енергије је расподељена на следећи начин: основни хармоник ≈ 1.3 J, други хармоник ≈ 0.67 J, трећи хармоник ≈ 0.52 J. Вредност излазне снаге је доступна за подешавање тако што се подешава ниво појачања (изражен у %) уз помоћ контролера којим се одређује тренутак када ће

³Максимална вредност излазне енергије дата је од стране произвођача.

Q-прекидач бити отворен у односу на импулс ксенонских бљескалица. Додатни начин да се промени вредност излазне енергије је да се направи жељена разлика у времену између импулса бљескалица на главном осцилатору и на појачавачу.

3.2 Генерална поставка експеримента

Унутар вакуумске коморе чије су димензије 7 x 7 x 7 cm постављен је раван узорак бакра (99.9% чистоће), дебљине 1 mm који је претходно пажљиво исполиран. Комора је постављена на x-y-z транслаторни помераач како би се спечило прекомерно бушење узорка ласерским импулсима. x-y-z транслаторни помераач чине три корачна мотора која су преко управљачке јединице повезана са рачунаром. Притисак окружујућег гаса у комори регулише се вакуумском пумпом помоћу игличастог вентила који служи за фино подешавање притиска. Притисак гаса у комори се може спустити до минималне вредности од 2 Pa, а мерен је помоћу мерача са Пирани главом. Плазма се формира у интеракцији наносекундног ласерског импулса добијеног из Nd:YAG Ekspla NL-311-SH-TH ласерског система, након фокусирања ласерског снопа помоћу сочива фокалне дужине 10 cm. Енергија ласерског импулса је мерена помоћу мерача Coherent FieldMaxII-TOP уотребом пироелектричног сензора Coherent J-50MB-YAG. Лик плазме на улазном разрезу се добија употребом кварцног сочива фокалне дужине 5 cm постављеним тако да је увећање система једнако јединици. Захваљујући дисперзионо-детекционом систему кога чини спектрометар McPherson модел 209 са дифракционом решетком од 2400 зареза/mm на кога је постављена матрична ICCD камера која служи као детектор, може се мерити просторна и временска расподела светљења ЛПП у задатом спектралном интервалу. Инструментални профил спектралне линије је ≈ 8 pm (спектрограф + ICCD камера). За потребе мерења времена прелета (*eng. Time Of Flight*, TOF) елементаран систем базиран на електричној сонди је постављен унутар коморе, док за мерење оптичког времена прелета (*eng. Optical Time Of Flight*, OTOF) коришћена Hamamatsu IP 28 фотомултипликаторска цев (3 ns време раста) која је постављена на фронтални излаз спектрометра. TOF и OTOF сигнали су трансмитовани до 8-bit Rhode & Schwarz - НМО 2024 дигиталног осцилоскопа са пропусним опсегом од 200 MHz и брзином узорковања од 2 GSa. Електрични напон (± 50 V) за TOF мерења је доведен из независног електричног кола.



Слика 3.9: Блок схема веза елемената који су део експерименталне поставке.

На слици 3.9 приказана је блок схема експерименталне поставке. Експеримент се спроводи по следећој процедури: најпре се рачунаром преко одговарајућег софтвера шаље сигнал McPherson контролеру који покреће корачни мотор у циљу ротирања дифракционе решетке за одабир централне таласне дужине спектралног интервала који се посматра. Такође, рачунаром се путем другог софтвера и управљачке јединице задаје корачним моторима x-y-z транслаторног померача величина области на мети која ће бити обасјана ласерским импулсом. Раунаром се преко контролне јединице врши подешавање режима рада камере и она се ставља у стање приправности за ласерски окидни импулс. Затим се контролером задаје излазна енергија и број ласерских импулса који ће бити емитован. Ласер путем окидног импулса шаље информацију камери о тренутку када ће импулс бити емитован и светлосни сигнал из ЛПП бива прихваћен са одговарајућим кашњењем у односу на ласерски импулс и одређеном експозицијом који су као параметри унапред задати. Истовремено ласер шаље сигнал рачунару о тренутном броју емитованих импулса, те након што се оствари унапред задат број импулса на исто место на мети рачунар преко управљаче јединице помера моторе и на тај начин се врши освежавање мете. Након завршеног комплетног циклуса формирана слика на камери се складишти у меморији рачунара. Слика подразумева вредност релативног интензитета на сваком пикселу на матрици од 2048 x 512 пиксела.

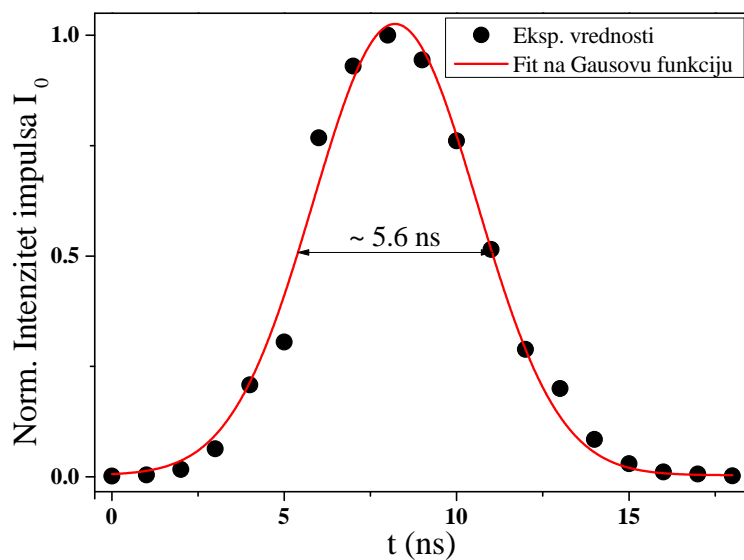
3.3 Мерна процедура

За потребе ове тезе спроведена је експериментална процедура која се састоји из два дела: Први део експеримента се односи на истраживање аблационих процеса и проучавање експанзије плазме у раној фази њеног развоја, док се други део експеримента односи на мерење апсорпције ласерског зрачења у плазми такође у раној фази њеног настанка. У оквиру овог поглавља размотрићу мерну процедуру за оба дела спроведеног експеримента.

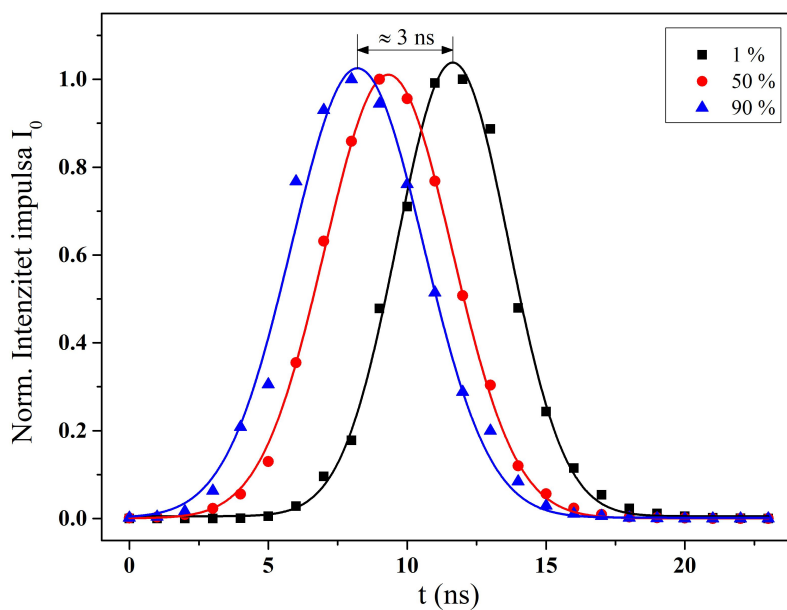
Експериментална поставка је оптимизирана за истраживање еволуције плазме у раним тренуцима њеног формирања, током и непосредно након завршетка ласерског импулса. Да би се одредио тренутак у коме се светљење ЛПП посматра ICCD камером у односу на ласерски импулс, неопходно је било најпре снимити временски профил ласерског импулса. Једини начин да се то спроведе био је да се ласерски импулс другог хармоника (532 nm) директно пошаље на ICCD камеру. Такав задатак изискује много пажње како би се спречило потенцијално оштећење саме камере. У циљу смањења интензитета, најпре је ласерски сноп пропуштен кроз отвор пречника 3 mm направљен на непрозрачној плочици, а затим је расипним сочивом сноп дефокусиран након чега је део ласерског снопа "одсечен" ирис дијафрагмом. Сноп је затим рефлектован од огледала ка улазном разрезу спектрографа. Пре доласка на улазни разрез интензитет импулса је додатно ослабљен неутралном филтером чија је оптичка густина 2.5, а након тога сноп бива "распршен" дифузионим филтером. Ширина улазног разреза је постављена на 10 μm . Експозиција камере је подешена на минималну вредност од 1 ns а појачање је постављено на вредност 0.

На слици 3.10 приказан је временски профил ласерског импулса снимљен ICCD камером са експозицијом снимања од 1 ns и нивоом појачања ласерског импулса од 90 %. Облик импулса добро је описан Гаусовом функцијом расподеле. Време трајања импулса је ≈ 5.6 ns (FWHM). Временски тренутак када се врши снимање светљења ЛПП дефинисан је у односу на нулту вредност тренутка ласерског импулса.

Додатно је извршена провера да ли је ласерски импулс подложен временском померају за различите нивое појачања. На слици 3.11 се јасно види да за различите примењене нивое појачања постоји временски померај међу ласерским импулсима што је непожељан ефекат када се врши мерење док ласерски импулс траје. Да би се овај проблем превазишао



Слика 3.10: Нормиран временски профил Nd:YAG ласерског импулса снимљен ICCD камером са примењеном експозицијом од 1 ns. Слика је преузета и модификована из [73].

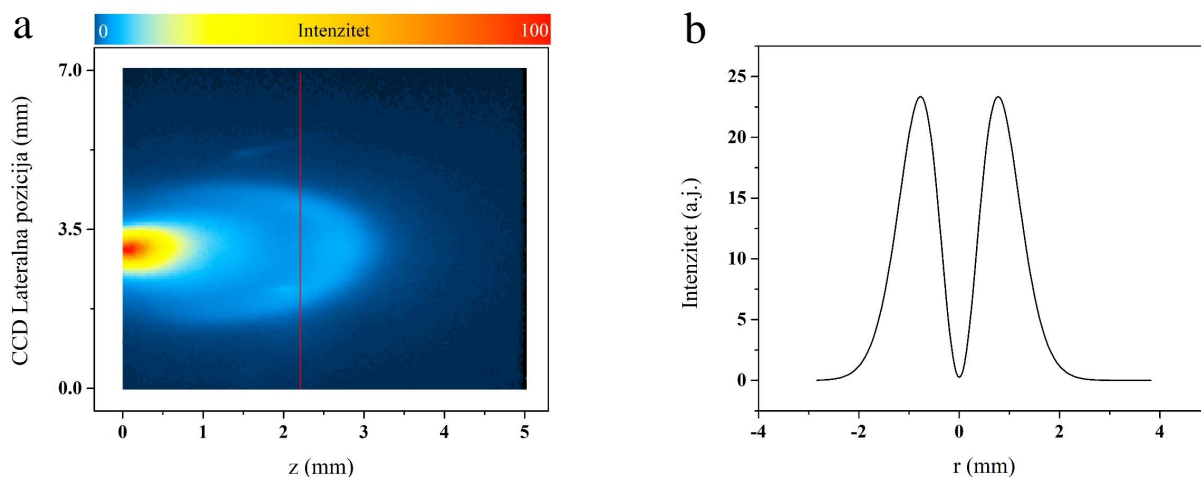


Слика 3.11: Три нормирана временска профила Nd:YAG ласерског импулса снимљена ICCD камером за различите нивое појачања са примењеном експозицијом од 1 ns. Тачке представљају експерименталне вредности, а пуне линије одговарајуће фитове на Гаусове функције расподеле.

ниво појачања је подешен на максималну (константну) вредност, а интензитет ласерског импулса је редукован употребом сета од шест неутралних филтера оптичких густина вредности од 0.15 до 2.5.

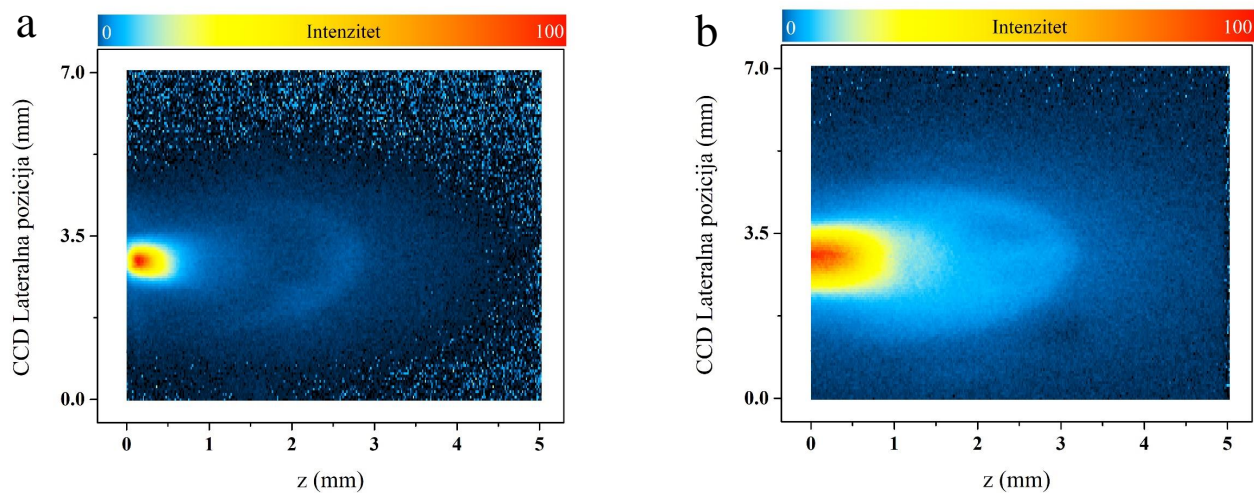
3.3.1 Први део експеримента - Експанзија ласерски произведене плазме

Мерење у овом делу експеримента спроведено је на притиску од 50 Ра аргона као окружујућег гаса и енергијом ласерског импулса од 400 mJ. Све слике и спектрални интервали снимљени су side-on са бочном резолуцијом, у image моду ICCD камере. Слика плазме представљена на слици 3.12 (панел а) омогућава одређивање радијалне расподеле светљења за произвољни латерални профил. На панелу б је дата радијална расподела светљења за латерални профил снимљен на растојању ≈ 2.2 mm од бакарне мете, добијена применом инверзне Абелове трансформације. Радијална расподела светљења фитована је на најједноставнију функцију која представља збир две Гаусовске функције. На слици 3.12 (панел б) се јасно може видети да је максимум светљења лоциран близу границе експандујућег плазменог фронта. Сви емитери, расподељени по јонизационим стањима (Cu I, Cu II, Cu III...), су груписани у танком региону експандујућег плазменог фронта. Просторне расподеле Cu I и Cu II емитера приказане су на панелу а и панелу б слике 3.13, респективно.



Слика 3.12: **Панел а:** Слика плазме снимљена side-on у нултом реду спектрографа при потпуно отвореном улазном разрезу. Јасно се уочава врело плазмено језгро и експандујући плазмени фронт ударног таласа. Слика је направљена у 50 ns после ласерског импулса са експозицијом камере од 1 ns. Вертикална црвена линија назначавља место у односу на бакарну мету на коме је одређена радијална расподела светљења у експандујућем плазменом фронту ударног таласа. **Панел б:** Радијална расподела светљења у експандујућем плазменом фронту ударног таласа добијена на растојању ≈ 2.2 mm од бакарне мете за спектрално интегрално светљење плазме приказано на панелу а. Профил је добијен применом инверзне Абелове трансформације. Радијална позиција 0 одговара хоризонталној оси симетрије на слици плазме, панел а. Инверзна Абелова трансформација је спроведена применом најједноставније функције за радијалну расподелу емитера коју чине само две Гаусове функције у збиру. Густина емитера на $r = 0$ је блиска нули. Права вредност зависи од изабраног бочног профила али је увек малог интензитета. Слика је преузета и модификована из [74].

Ако се сними спектрални одзив светљења ЛПП у image моду ICCD камере на централној



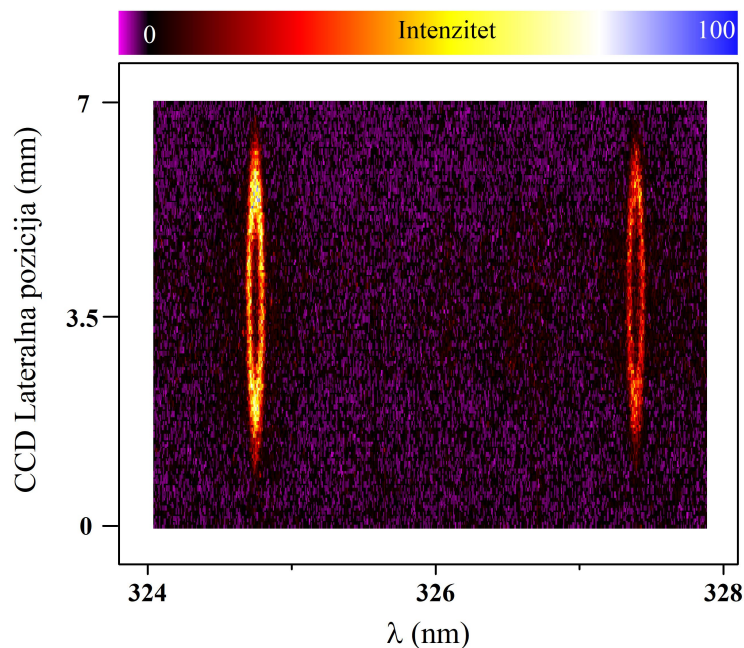
Слика 3.13: **Панел а:** Слика плазме снимљена са стране применом интерференционог ускопојасног (*eng. bandpass*) филтера на централној таласној дужини од 330 nm (FWHM је 10 nm) у нултом реду спектрографа при потпуно отвореном улазном разрезу. Интензитет на слици доминантно потиче од светљења Cu I резонантне спектралне линије на таласној дужини 327.39 nm, чији је прелаз $3d^{10} ({}^2P) 4p - 3d^{10} ({}^2S) 4s$. неколико других спектралних линија ниског интензитета су такође видљиве унутар пропусног спектралног интервала интерференционог филтера. Слика је направљена у 50 ns после ласерског импулса са експозицијом камере од 1 ns. Светлећи плазмени фронт ударног таласа је мање изражен али и даље јасно видљив. **Панел б:** Слика плазме снимљена са стране применом интерференционог ускопојасног филтера на централној таласној дужини од 254 nm (FWHM је 10 nm) у нултом реду спектрографа при потпуно отвореном улазном разрезу. Интензитет на слици доминантно потиче од светљења Cu II спектралне линије на таласној дужини 254.48 nm, чији је прелаз $3d^9 ({}^3F) 4p - 3d^9 ({}^2D) 5s$. Слика је направљена у 50 ns после ласерског импулса са експозицијом камере од 1 ns. Слика је преузета и модификована из [74].

таласној дужини од 326 nm, на аксијалној позицији ≈ 2.2 mm удаљеној од улазног разреза (ширина 50 μ m) у односу на бакарну мету, добија се спектар приказан на слици 3.14. На први поглед, необичана просторна расподела светљења резонантних спектралних линија Cu I на таласним дужинама 324.75 nm ($3d^{10} ({}^2P_{3/2}) 4p - 3d^{10} ({}^2S) 4s$) и 327.39 nm ($3d^{10} ({}^2P_{1/2}) 4p - 3d^{10} ({}^2S) 4s$), је последица израженог Доплеровог цепања услед брзе експанзије ЛПП. Први пут у ЛПП овакав ефекат на спектралне линије је објављен у раду [1], а аутори су ефекат интерпретирали као Доплерово цепање спектралних линија које настаје као последица брзе експанзије ЛПП. Резултате су публиковали у оквиру рада [1]. Укратко ће бити изнете основе овог рада. Ако се посматра зрачење које долази из оптичког слоја ЛПП на сниженом, али још увек постојаном притиску окружујућег гаса и довољно великом растојању од мете, снимљени овални облици спектралних линија се састоје од два лука: лук који је померен ка мањим таласним дужинама (плави помак) и лук који је померен ка већим таласним дужинама (црвени помак) у односу на центар линије. Знајући да честице ЛПП експандују у околни простор брзином v_0 у тренутку t_0 и да путем спонтане деекситације емитују зрачење, на основу претпоставке да су плави и црвени помак последица Доплеровог ефекта може се објаснити овални облик

снимљених спектралних линија. Заиста, уз поменућу претпоставку може се показати да облик спектралних линија снимљен ICCD камером задовољава једначину елипсе у Декартовим координатама:

$$\frac{c^2}{v_0^2} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2 + \frac{y^2}{R^2} = 1 \quad (3.7)$$

где је v_0 радијална брзина експанзије ЛПП, $\Delta\lambda$ је Доплеров померај између "плавог" и "црвеног" лука, R је полупречник оптичког слоја у тренутку t_0 .

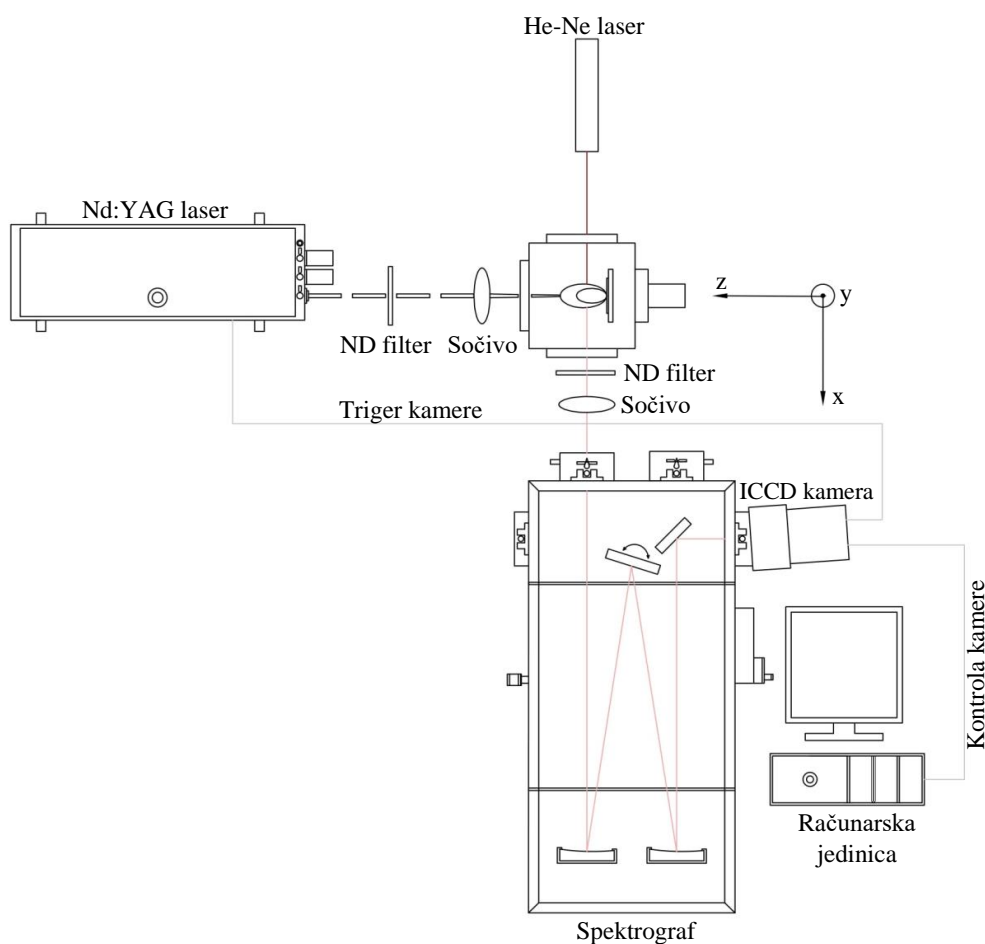


Слика 3.14: Просторно разложен спектар Cu I спектралних линија на 324.75 nm и 327.39 nm снимљен side-on у image моду камере. Карактеристичан овални облик линија је последица Доплеровог цепања услед брзе радијалне експанзије плазме. Добро дефинисан овални облик линија указује да сви Cu I емитери имају исту радијалну брзину. Слика је преузета и модификована из [74].

Описаном методологијом је могуће мерити тренутне брзине експанзије ЛПП, што је искоришћено за добијање резултата у оквиру ове тезе. За квалитативну процену брзине експанзије различитих јонских врста примењено је ОТОФ мерење. Као комплементарна техника за директно посматрање наелектрисаних честица емитованих из ЛПП спроведена су конвенционална сондна мерења.

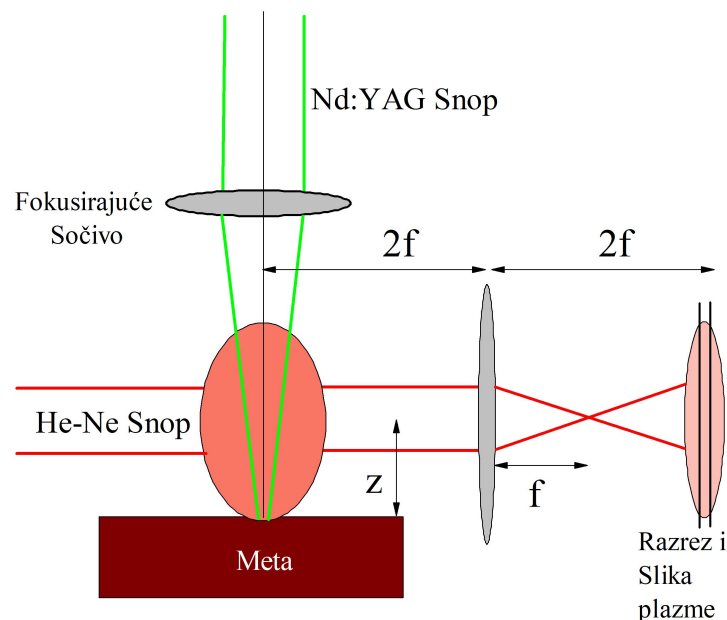
3.3.2 Други део експеримента - Мерење апсорпције ласерског зрачења у плазми

У оквиру овог експерименталног дела спроведено је опсежно мерење апсорпције ласерског зрачења. Мерење је спроведено док траје ласерски импулс те је експериментална поставка оптимизирана за таква мерења (видети почетак овог поглавља). Основе експерименталне поставке приказане су на слици 3.15. Nd:YAG ласер емитује импулсе који припадају основном хармонику (1064 nm) на три различите енергије: ≈ 41 mJ, ≈ 110 mJ и ≈ 420 mJ. Дијаметар ласерског снопа након фокусирања на мету је 0.1 mm, а последично површинске густине енергије (fluence) су: 520 J/cm², 1400 J/cm² и 5350 J/cm². Време експозиције камере подешено је на 1 ns.



Слика 3.15: Експериментална поставка за мерење апсорпције ласерског зрачења у плазми.

Континуалним He-Ne ласером (2 mW снага, 632.8 nm таласна дужина) постављеним side-on (слика 3.15) се осветљава ЛПП и ICCD камером се посматра слабљење интензитета

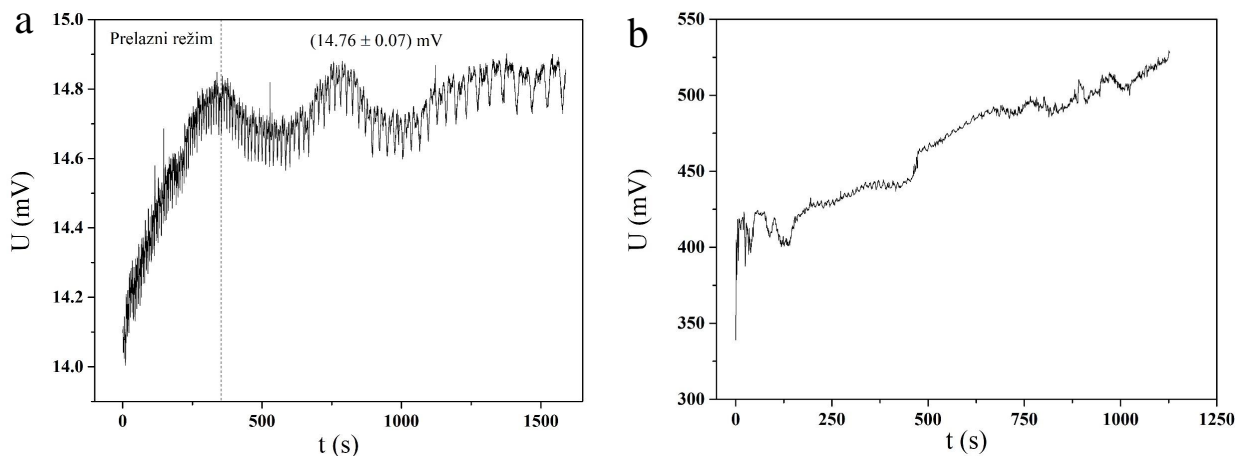


Слика 3.16: Приказ начина осветљавања плазме He-Ne ласером. Ласер осветљава плазму на растојању z од мете у одређеном временском тренутку кашњења, τ , у односу на ласерски импулс. Оптички систем је постављен тако да пројектује слику плазме и радијални профил ласерског снопа He-Ne ласера на улазни разрез спектрометра, оба са јединичним увећањем. Слика је преузета и модификована из [73].

његовог снопа. На слици 3.16 је приказан начин осветљавања ЛПП He-Ne. Систем је подешен тако да пројектује слику плазме и радијални профил He-Ne ласера на улазни разрез спектрометра са јединичним увећањем. Основа мерења је да се посматра слабљење интензитета снопа He-Ne у различитим временским тренуцима развоја ЛПП и на различитим растојањима од мете на основу чега је могуће, уз одговарајуће физичке претпоставке о интеракцији ласерски импулс-плазма, одредити коефицијент апсорпције ЛПП.

Да би мерење било поуздано почетна претпоставка је да је интензитет светљења He-Ne константан (до на експерименталну толеранцију) у времену. Мерење стабилности интензитета He-Ne ласера спроведено је фотомултипликатором постављеним на фронтални излаз McPherson спектрометра. Током мерења вршено је снимање напонског сигнала на фотомултипликатору у функцији времена мерења. На слици 3.17 се јасно

учава да одређени временски интервал од укључења He-Ne ласера постоји прелазни режим у коме се интензитет ласера битно мења, а након тога улази у режим стабилности. Режим стабилности је на довољно дугој временској скали како би мерење могло да се изврши у потпуности.

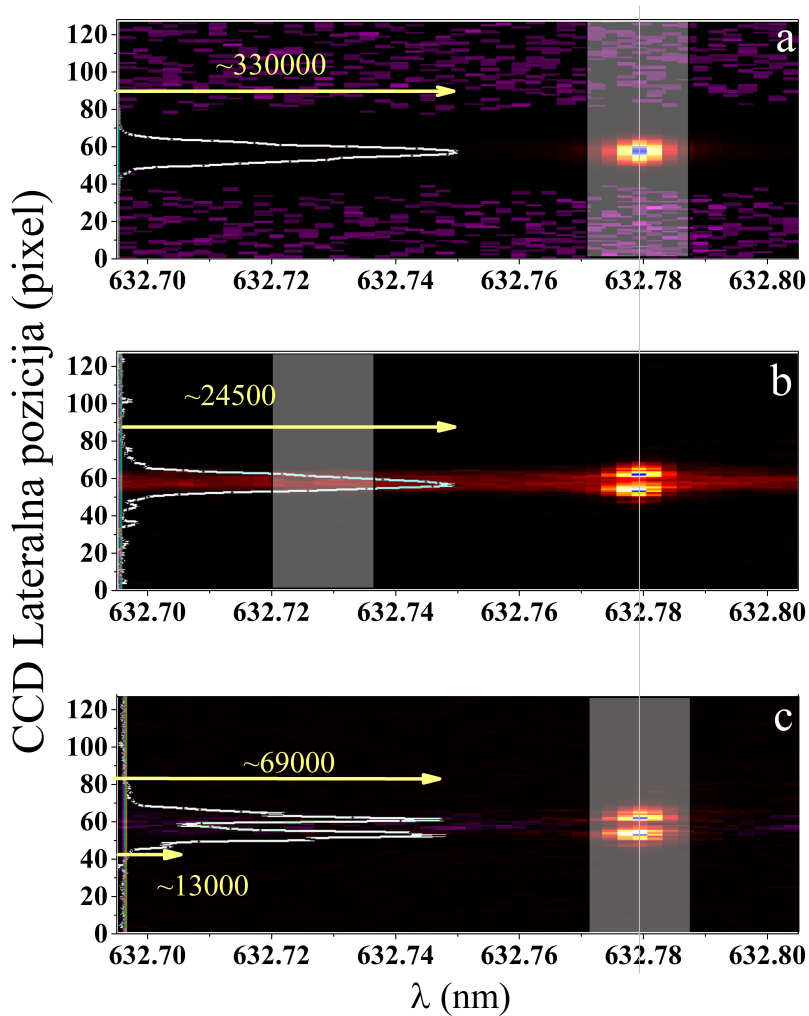


Слика 3.17: **Панел а:** Напонски сигнал добијен са фотомултипликатора у функцији времена мерења за He-Ne ласер који је коришћен за реализацију експеримента. Након одређеног временског интервала који означава прелазни режим, He-Ne ласер долази у стање стабилности интензитета, у коме интензитет флукутира на скали мањој од 1 % за назначени временски интервал у коме се врши мерење. **Панел б:** Пример нестабилности интензитета другог He-Ne ласера.

Поступак мерења се изводи на следећи начин: На свакој позицији z за унапред дефинисан сет времена кашњења у односу на Nd:YAG ласерски импулс, сниман је интензитет у снопу He-Ne ласера при проласку кроз ласерски произведену плазму. Због интеракције са ласерски произведеном плазмом снап He-Ne ласера бива ослабљен до неке вредности која је одређена кашњењем и z позицијом. Сноп He-Ne ласера је усмерен ка улазном разрезу (ширина $30 \mu\text{m}$) McPherson спектрометра. За 1 ns експозиције на ICCD камери, интензитет снопа He-Ne ласера је близу интензитета плазме на 633 nm таласне дужине.

Слика 3.18 илуструје типичан поглед на спектар снимљен у image моду ICCD камере. Сваки пиксел $F(\lambda, y)$ представља вредност интензитета снимљеног на таласној дужини λ и бочној позицији y ($y = 1, 2, \dots, 128$). На првом панелу (а) је приказана спектрална слика, $F_a(\lambda, y)$, просторне расподеле интензитета He-Ne ласера са 1 ns експозиције на камери. На панелу б је приказана спектрална слика, $F_a(\lambda, y)$, снимљена на позицији $z = 0.05 \text{ mm}$ у односу на мету, 16 ns после од почетка Nd:YAG ласерског импулса. У овом тренутку ласерски импулс је практично завршен али плазма и даље постоји и ефикасно апсорбује интензитет светљења из He-Ne ласера. Хоризонтална црвена трака дуж целог прозора на камери је изазвана снажним континуалним светљењем емитованим из плазме. Лако

се уочава да је интензитет трансмитованог светљења из He-Ne ласера има минималну вредност за зрак који пролази кроз центар оптичког слоја плазме. Ослањајући се на ове две спектралне слике може се одредити оптичка дебљина профила, $k(y)$, као мера апсорпције изазвана ЛПП.



Слика 3.18: **Панел а:** Приказ спектралне слике просторне расподеле интензитета He-Ne ласера усмереног на улазни разрез спектрометра. Инструментална ширина спектралне линије He-Ne ласера, $\Delta\lambda$, је седам пиксела. У циљу израчунавања бочног профила ласерског снопа интензитети који су раширени преко инструменталног профила су интегралени (осенчени део слике). Бочни профил је приказан на левој страни спектралне слике. Максимална вредност ($\approx 330\ 000$) је назначена жутом стрелицом. **Панел б:** Спектрална слика снимљена 16 ns после окидног импулса када је интензитет Nd:YAG ласерског импулса мали али плазма снажно емитује светљење континуалног спектра. Значајна апсорпција интензитета He-Ne ласера је јасно уочљива. Интензитет светљења плазме је процењен из осенченог дела приказаног на левој страни спектралне слике. Бочни профил светљења плазме је приказан на левој страни спектралне слике. **Панел с:** Трансмитован интензитет He-Ne ласера. Добијен је одузимањем бочног профила континуалног светљења плазме (панел b) од слике приказане на панелу а. Бочни профил трансмитованог интензитета дат је на левој страни овог панела. Слика је преузета и модификована из [73].

Укупан интензитет He-Ne ласера, I_0 , је израчунат на следећи начин: Вредност $I_0(y) = \sum_{\Delta\lambda} F_a(\lambda, y)$ је вредност интензитета ласера сабраног преко целог инструменталног профила $\Delta\lambda$ који је карактеристика дисперзионо-детекционог система. Затим се врши сумирање

по свим бочним профилима $I_0 = \sum_y I_0(y)$. У циљу рачунања трансмитованог интензитета He-Ne ласера са спектралне слике $F_b(\lambda, y)$ мора се прво уклонити допринос интензитету који потиче од плазме, а који је надограђен на трансмитован интензитет. То је урађено под претпоставком да је интензитет континуалног светљења плазме на таласним дужинама блиским таласној дужини светљења He-Ne ласера на 632.8 nm приближно исти оном на тачно 632.8 nm. С тога, бочни профил светљења плазме $I_p(y)$ је израчунат на таласним дужинама блиским 632.8 nm, освенчен део на панелу b. Интензитет за дато y је сабран преко целог опсега таласних дужина, $\Delta\lambda$, који је последица инструменталног ширења, слично као за $I_0(y)$, тј. $I_p(y) = \sum_{632.8+\Delta\lambda} F_b(\lambda, y)$. Коначно, трансмитован интензитет је тада:

$$I_t(y) = \sum_{\Delta\lambda} F_b(\lambda, y) - I_p(y) \quad (3.8)$$

Ако претпоставимо да је апсорпција интензитета светљења He-Ne ласера у ЛПП описана експоненцијалним законом, тада се оптичка дебљина израчунава као:

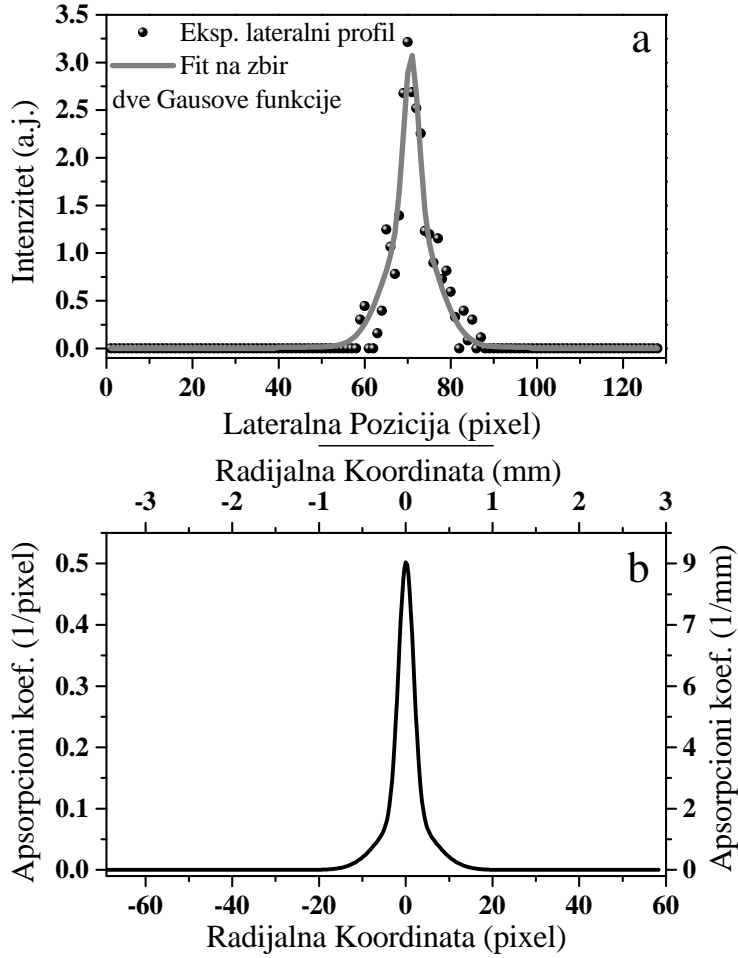
$$k(y) = -\ln \left[\frac{I_t(y)}{I_0(y)} \right] \quad (3.9)$$

Слика 3.19 (панел а) приказује управо бочни профил оптичке дебљине који одговара процесираним подацима са слике 3.18. Да би се одредила радијална расподела апсорпције, $a(r)$, додатни корак који треба спровести је инверзна Абелова трансформација. Бочни профил оптичке дебљине је фитован на суму две Гаусове функције што је база за одређивање $a(r)$. $a(r)$, у овом смислу, представља коефицијент апсорпције ЛПП изражен у јединицама инверзне дужине m^{-1} , на радијалној позицији r .

Практично одређивање апсорпционог коефицијента у ЛПП за сноп Nd:YAG ласера подразумева усредњавање радијалне $a(r)$ расподеле у прстену спољашњег полупречника r_0 , тј.

$$a_0 = \frac{\int_0^{r_0} a(r) 2\pi r dr}{r_0^2 \pi} \quad (3.10)$$

Вредност $r_0 = 0.05$ mm одговара вредности полупречника ласерског снопа Nd:YAG ласера



Слика 3.19: **Панел а:** Експериментални латерални профил оптичке дебљине (тачке) са фитом на суму две Гаусове функције (пуна сива линија). **Панел б:** Апсорпциона функција изражена у јединицама (1/pixel) и (1/mm) добијена инверзном Абеловом трансформацијом фит функције са панела а. Слика је преузета и модификована из [73].

у близини мете.

Далеко од мете (или у каснијим тренуцима) апсорпција је мање изражена и сви бочни профили су шумни, што резултира непоузданим вредностима апсорпционог коефицијента добијених применом инверзне Абелове трансформације. Да би се избегао овакав проблем прво је израчуната интегрална оптичка дебљина $k_0 = -\ln(I_{0t}/I_0)$ а затим је израчуната средња вредност апсорпционог коефицијента:

$$\langle a \rangle = \frac{k_0}{\Delta l} \quad (3.11)$$

где је Δl величина плазме која је придружена величини њеног континуалног светљења.

Апсорпциони коефицијент a_0 (или $\langle a \rangle$) је измерен за одговарајући сет различитих позиција z и различитих временских кашњења τ . Овај сет експерименталних података $a_0(z, \tau)$ је

основа за даљу анализу апсорпције у ЛПП.

Треба нагласити да је мерење спроведено за апсорпцију интензитета светљења He-Ne ласера на 632 nm, док је фокус на апсорпцији основног хармоника Nd:YAG ласера на 1064 nm коришћеног при осветљавању мете и формирању плазме. Уобичајено је да се као најважнији процес при апсорпцији ласерског интензитета разматра инверзни bremsstrahlung. Апсорпциони коефицијент за инверзни bremsstrahlung, у складу са класичним референцама [75, 76], је функција параметара плазме:

$$a = 1.367 \cdot 10^{-17} \frac{n_e^2 \lambda^3 \sum_i f_i Z_i^2}{T_e^{1/2}} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) \right] [\text{cm}^{-1}] \quad (3.12)$$

где T_e и n_e су изражени у К односно cm^{-3} , респективно. Фактори f_i представљају фракционе заступљености јона различитих јонизационих стања, Z_i је одговарајуће наелектрисање јона. Претпостављено је да је плазмена фреквенција значајно испод фреквенције светла основног хармоника Nd:YAG ласера као и испод фреквенције светла He-Ne ласера. Под овим претпоставкама може се одредити апсорпција на 1064 nm ослањајући се на мерења апсорпције спроведена на 632.8 nm за He-Ne ласер.

На жалост, тренутна експериментална поставка не обезбеђује независно мерење електронске температуре и концентрације у раним фазама формирања ЛПП. Због тога смо придружили вредности електронске температуре које могу бити остварене у плазми у широком интервалу у зависности од растојања од мете и времена кашњења, 10000 К - 100000 К, а $T_e \approx 40000$ К смо узели при израчунавању апсорпционог коефицијента као најреалистичнију вредност. За $T_e \approx 40000$ К однос $a_{1064}/a_{532} \approx 3.2$, тако да је апсорпција значајно израженија за Nd:YAG ласерски снап него измерена апсорпција за снап He-Ne ласера. За $T_e = 10000$ К однос $a_{1064}/a_{532} \approx 3.9$ док за 100000 К је $a_{1064}/a_{532} \approx 3.0$. У оквиру ове апроксимације незаобилазне неодређености за електронску температуру се пресликавају у неодређености за апсорпциони коефицијент основног хармоника Nd:YAG ласера.

Резултати

Резултати приказани у оквиру ове тезе публиковани су у два рада:

1. Formation of double-layer in the early stage of nanosecond laser ablation, који је публикован у часопису *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 04.02.2019. године, [74].
2. Shielding effects in interaction of nanosecond laser pulses with solid target, који је публикован у часопису *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* 25.10.2021. године, [73].

На самом почетку ове главе изнећу најважније резултате истраживања који су до сада постигнути у вези проблематике која је предмет ове тезе.

4.1 Експанзија ласерски произведене плазме

Основна карактеристика ЛПП формиране употребом наносекундних ласерских импулса је велика брзина њене експанзије када се иста одиграва у вакууму или на сниженом притиску окружујућег гаса. Зависно од технике мерења и специфичности експеримента, брзине експанзије су у опсегу 10-100 km/s. На почетку експанзије алуминијумове плазме, аутори у раду [30] наводе брзине експанзије од ≈ 100 km/s. Експанзија плазме се одвијала у средини са сниженим притиском, а формирана је у интеракцији наносекундног Nd:YAG ласерског импулса (700 mJ, 8 ns ширина импулса) са метом од алуминијума. У истом раду ослањајући се на ОТОФ технику аутори су измерили брзину експанзије Al и Al⁺ од ≈ 70 km/s. Слични резултати за брзину експанзије су објављени у раду [77] за Al, Al⁺ и Al⁺⁺ јонске врсте у вакууму (10^{-8} mbar, 532 nm, 60 J/cm², 10 ns). Измерене брзине

јонских врста никла Ni и Ni⁺ од ≈ 30 km/s на основу ОТОФ технике презентоване су у раду [78]. Осветљавајући мету LaMnO₃ са XeF ласером (1.5 J/cm², 351 nm, 20 ns) брзина експанзије плазме, процењена на основу слика светлећег плазменог фронта је ≈ 11 km/s за притиске мање од 9 Pa [79]. У циљу проучавања депоновања танких филмова ласерском аблацијом аутори [80] користе спектроскопска и сондна мерења брзине експанзије плазме настале у интеракцији KrF ексимер ласера (248 nm, 20 ns, ≤ 4 J/cm²) са метом YBaCuO. ОТОФ и ТОФ мерењима је установљено да су брзине експанзије атомских и јонских врста око 10 km/s, при чему је уочено да се највероватније брзине атомских врста разликују од јонских, као и њихове расподеле. У поређењу са јонским врстама, атомске врсте имају мање највероватније брзине и шире дистрибуције брзина. Карактеристична особина експандујућег плазменог фронта ЛПП је "добро" дефинисана граница са јасно израженим сферним обликом, као што се може пронаћи у раду аутора [81] и [82] који су користили технику спектроскопије ласерски индуковане флуоресценције за гадолинијум Gd и Gd⁺.

Недуго пошто је први пут остварена ласерска емисија *Basov et al.* у раду [29] су користили неодимијумски импулсни ласер (1 GW, 15 ns) за формирање плазме на угљеничној мети. За проучавање плазме и одређивање њених параметара користе технике шедографије, шпиренове фотографије и интерферометрије уз помоћ рубинског импулсног ласера (20 ns). Поменути техникама аутори су били у могућности да прате ударни талас са временском резолуцијом од 3 ns, а самим тим и да мере брзину његове пропагације за коју су добили вредност око 200 km/s.

Аутори *Singh i Narayan* у свом теоријском раду [83] извештавају да услед конверзије унутрашње термалне енергије ЛПП у кинетичку енергију брзина експанзије је 3-10 пута већа од највероватније брзине која одговара термалној расподели. У оквиру њиховог хидродинамичког модела претпоставка је да плазма експандује изотермално за време трајања ласерског импулса, а по завршетку ласерског импулса експанзија је адијабатског карактера. Међутим, брзине експанзије које су добили су знатно ниже од вредности добијених у експерименту. Примера ради, аутори у раду [28] мере брзину експанзије бакарне плазме од ≈ 50 km/s, те би за такве брзине почетна температура плазме требала бити $\sim 2.5 \cdot 10^5$ K. Претпоставка о изотермалној експанзији ЛПП није у складу са експерименталним резултатима и није подржана у оквиру хидродинамичког модела како наводе аутори *Anisimov et al.* у радовима [84, 85]. Ипак, чињеница да постоје температурни градијенти у плазми не утиче на резултате за брзине експанзије добијене у

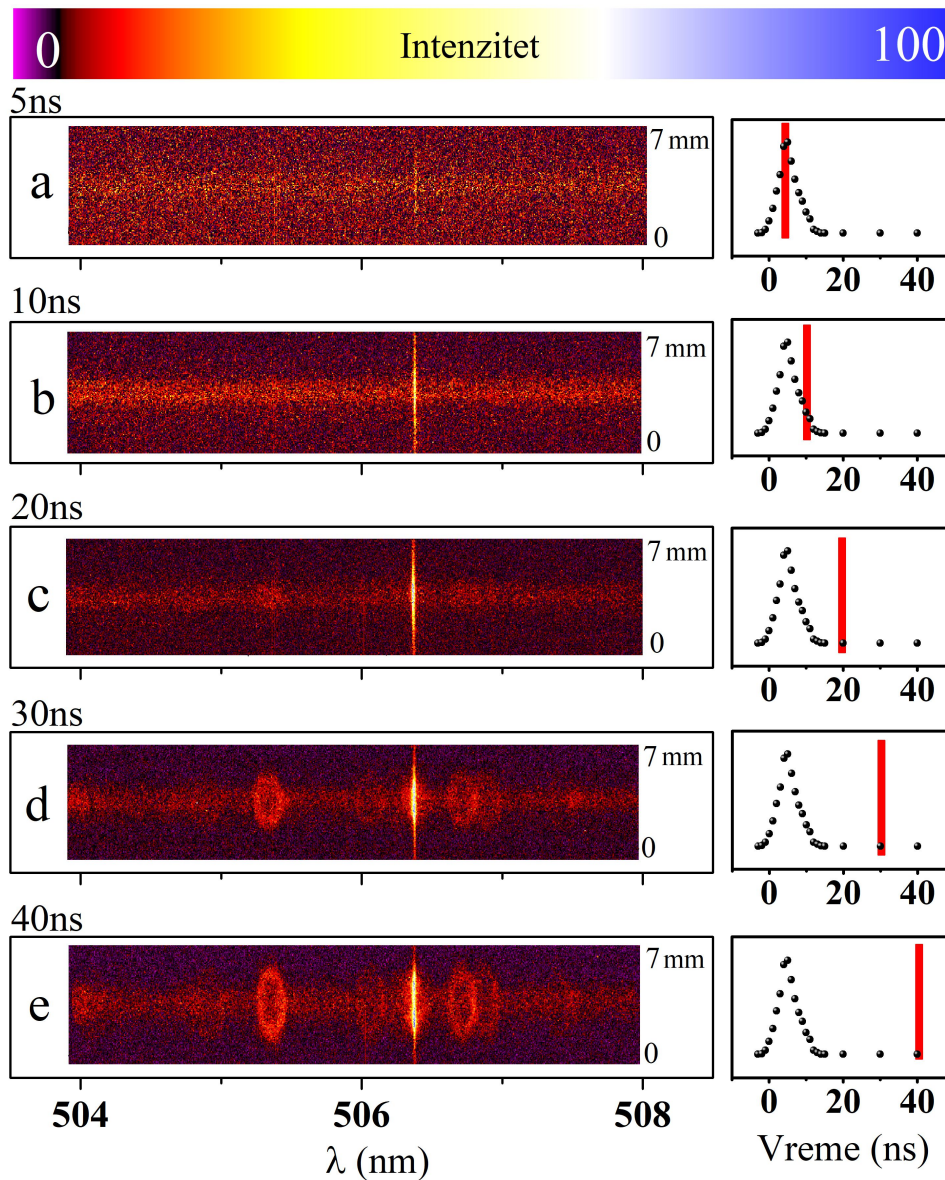
оквиру изотермалног модела.

Неки аутори разматрају нетермалне моделе за интеракцију наносекундних ласерских импулса са полупроводницима у циљу давања објашњења за велике брзине експанзије. У раду [86] показују да, супротно од устаљеног мишљења, комплетна термализација између електрона и кристалне решетке силицијума није остварена током трајања ласерског импулса. Као резултат нетермалне емисије фотоелектрона, јони ослобођени услед одбојне интеракције са уском расподелом енергија могу бити посматрани у ТОФ мерењима. Поређењем експанзије ЛПП настале у интеракцији фемтосекундних ласерских импулса са месинганом метом показано је [34] да су брзине експанзије око два пута веће него у случају интеракције са наносекундним ласерским импулсима за исте густине енергије.

У раду [87] Gurevich et al. аутори су развили једнодимензионални модел који предвиђа убрзање јона до великих енергија. У складу са теоријом Гуревича убрзање јона је природна карактеристика изотермалне експанзије плазме у вакуум. Позитивно наелектрисани јони су убрзани електричним пољем које је успостављено услед формирања дуплог слоја (DL). Док енергије јона могу бити релативно велике, број јона који имају такве енергије је релативно мали. Ослањајући се на различите детекционе методе аутори у раду [88] су кроз компликовану експерименталну поставку извршили низ мерења. Као извор јона користили су двокомпонентну плазму која је састојана од високе концентрације хладних електрона које се покуравају Максвеловој расподели, и ретког енергетског репа. Аутори извештавају да је $\approx 1\%$ јона убрзано до енергија које су упоредиве са енергијама електрона из репа расподеле. У експерименту [89] аутори су истраживали експанзију угљеникове плазме генерисану осветљавањем графитне мете Nd:YAG ласером (13 ns). Аутори су потврдили да брзина угљеникових јона, мерена на 30 mm и 89 mm од мете, узима вредности од ≈ 20 km/s ≈ 60 km/s, респективно. Достижање ових брзина је придружено формирању DL током експанзије плазме.

На слици 4.1 представљена је спектрална слика снимљена на централној таласној дужини око 506 nm, 2 mm растојања од мете за неколико различитих времена кашњења (5-40 ns) у односу на почетак ласерског импулса. Близу 30 ns у односу на ласерски импулс неколико Cu II линија, 4.1 (d), се појављује у мање врућем региону плазме где је континуално светљење мало изражено. Карактеристични овални профили, као што је већ поменуто, су последица значајног Доплеровог цепања спектралних линија бакра. Анализирајући профиле спектралних линија јона бакра одређене су радијалне брзине експанзије плазме

од $v = (42 \pm 2)$ km/s, док светлећи плазмени фронт има полупречник од ≈ 1.2 mm. Кинетичка енергија јона бакра дуж радијалног правца је ≈ 560 eV. Ово значи да је током времена мањег од 30 ns и на просторној скали од реда једног милиметра, Cu II јони убрзани до великих енергија. У наредних 10 ns јони су убрзани за додатних 7 km/s достижући при том брзину од $v = (48 \pm 1)$ km/s (≈ 770 eV) у 40-тој наносекунди после ласерског импулса, панел е слика 4.1.

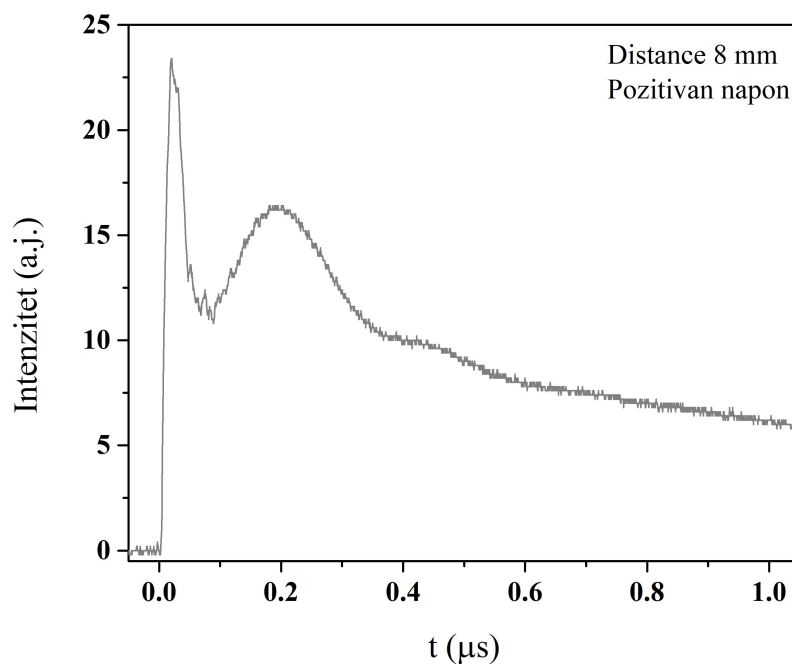


Слика 4.1: Спектрални прозор на 506 nm. На панелу а (5 ns кашњење) тек је уочљива Ag II спектрална линија на 506.20 nm, прелаз $3s^23p^4 ({}^3P) 4p - 3s^23p^4 ({}^3P) 4s$. Овај прелаз је побуђен енергијом ослобођеном из вруће плазме. На панелима б и с линија Ag II је јасно видљива. Панел d (30 ns кашњење) приказује моменат када брзи Cu II јони, емитовани на таласним дужинама 505.18 nm, 506.54 nm и 506.71 nm појављују у региону на растојању ≈ 1.3 mm од осе где је светљење континуума малог интензитета. Карактеристичан овални облик линија узрокован је Доплеровим цепањем услед брзе радијалне експанзије. На десној страни слике за сваки панел је приказан временски профил Nd:YAG ласера са назначеним тренутком када је спектар снимљен (вертикална црвена линија). Слика је преузета и модификована из [74].

Спектар приказан на панелу а слике 4.1 снимљен 5 ns од почетка ласерског импулса приказује само слаб континуум. Уска светлећа линија преко целе слике (4.1, панел b-e)

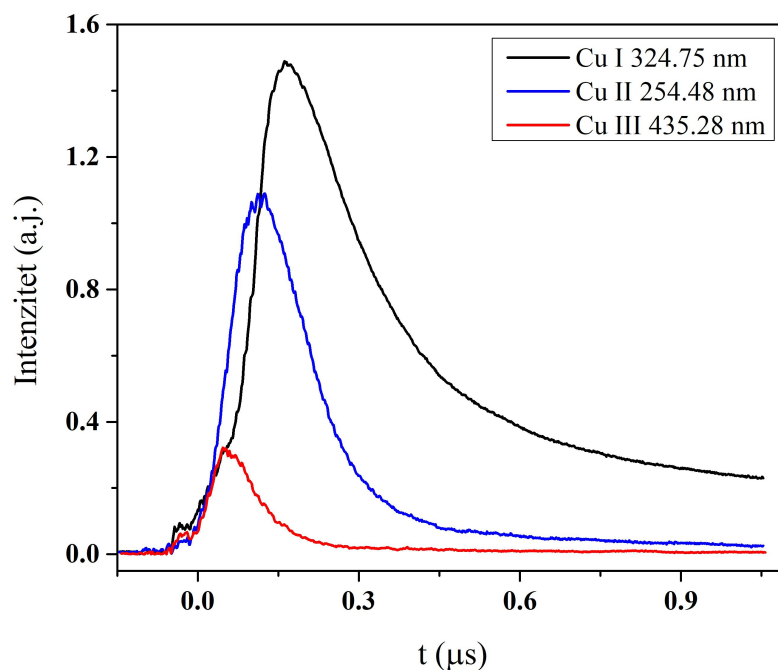
је спектрална линија Ar II на 506.20 nm, прелаз $3s^23p^4(^3P)4p - 3s^23p^4(^3P)4s$. Емисија линије је последица, прво јонизације атома аргона, а затим и ексцитације јона Ar II услед енергије ослобођене из вруће плазме. Емисија брзих високоенергетских електрона (*eng. prompt electrons*) је предложена као могући механизам који доводи до јонизације атома окружујућег гаса од стране аутора [90, 91], док неки аутори разматрају радијативну фотојонизацију као доминантан процес [92]. Треба нагласити да су стања у Ar I и Ar II побуђена не само у близини мете већ и на растојањима 15-20 mm од мете. Све снимљене Ar II линије су врло уске указујући на то да је концентрација наелектрисаних честица у атмосфери аргона мала. Ипак, није пронађена нити једна Ar III спектрална линија или било која линија виших јонизационих стања. Ова чињеница указује да постоји горња вредност енергије од приближно 50 eV која одговара кинетичкој енергији prompt електрона или енергији фотона у случају радијативне фотојонизације.

Ако се претпостави оправданост теорије Гуревича о формирању DL, а који настаје као последица емисије prompt електрона из ЛПП [90, 93, 94, 95], тада би било могуће детектовати prompt електроне. У ту сврху је за потребе ове тезе направљена једноставна електрична сонда која би требало да детектује наелектрисане честице. На слици 4.2 је приказан TOF сигнал који јасно указује на постојање prompt електрона.



Слика 4.2: Типичан TOF сигнал снимљен електричном сондом постављеном на растојању 8 mm од мете. Први пик је последица емисије prompt електрона а последњи око 30 ns, мало више од дужине трајања ласерског импулса. Слика је преузета и модификована из [74].

Ако је електрично поље DL довољно јако тада би брзина експанзије Cu^{++} јона требало да буде веће од брзине експанзије Cu^+ јона и Cu атома. Да би овакав закључак био потврђен неопходно је да се измере брзине експанзије за сваку јонску врсту. Проблем је настао када на ICCD камери није било могуће детектовати поменуће јонске врсте чији интензитет је могуће упоредити у циљу поузданог одређивања брзине експанзије. Погодно решење је било да се сниме ОТОФ сигнали јонских врста. На слици 4.3 су приказани типични ОТОФ сигнали спектралних линија: Cu 324.75 nm, Cu^+ 254.48 nm и Cu^{++} 435.28 nm снимљени на истом растојању од мете као и спектар са слике 4.1. Јасно се види да се максимум ОТОФ сигнала за Cu^{++} појављује у ранијем времену у односу на максимуме ОТОФ сигнала за Cu^+ и Cu. Ово значи да је тренутна брзина јона пропорционална њиховом наелектрисувању, одакле се недвосмислено закључује да је убрзање јона веће за виша јонизациона стања, што указује на то да је сила која делује на јоне електричне природе.



Слика 4.3: ОТОФ сигнали снимљени за спектралне линије: Cu 324.75 nm, Cu^+ 254.48 nm и Cu^{++} 435.28 nm. Притисак окружујућег гаса у комори је био 2 Pa, а растојање од мете је било 2 mm. Јасно се види да је брзина јона пропорционална њиховом наелектрисувању. Cu^{++} и Cu^+ јони експандују брже од Cu атома. Слика је преузета и модификована из [74].

Ово је у складу са закључком да се формира DL током ране фазе формирања плазме. Велика брзина експанзије Cu атома је последица рекомбинације у коме јон постаје неутралан атом.

Ако се претпостави да је измерена енергија Cu^+ јона од ≈ 770 eV стечена у електричном пољу DL, као и да процењена енергија prompt електрона није већа од ≈ 50 eV, то

имплицира да је почетна енергија електрона морала бити већа од ≈ 800 eV како би одржавала раздвојена наелектрисања у DL. На основу мерења брзине експанзије Cu^+ јона може се грубо проценити вредност електричног поља DL које је одговорно за убрзавање јона на милиметарској скали и износи $5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$ V/m.

4.2 Мерење апсорпције ласерског зрачења у ласерски произведеној плазми

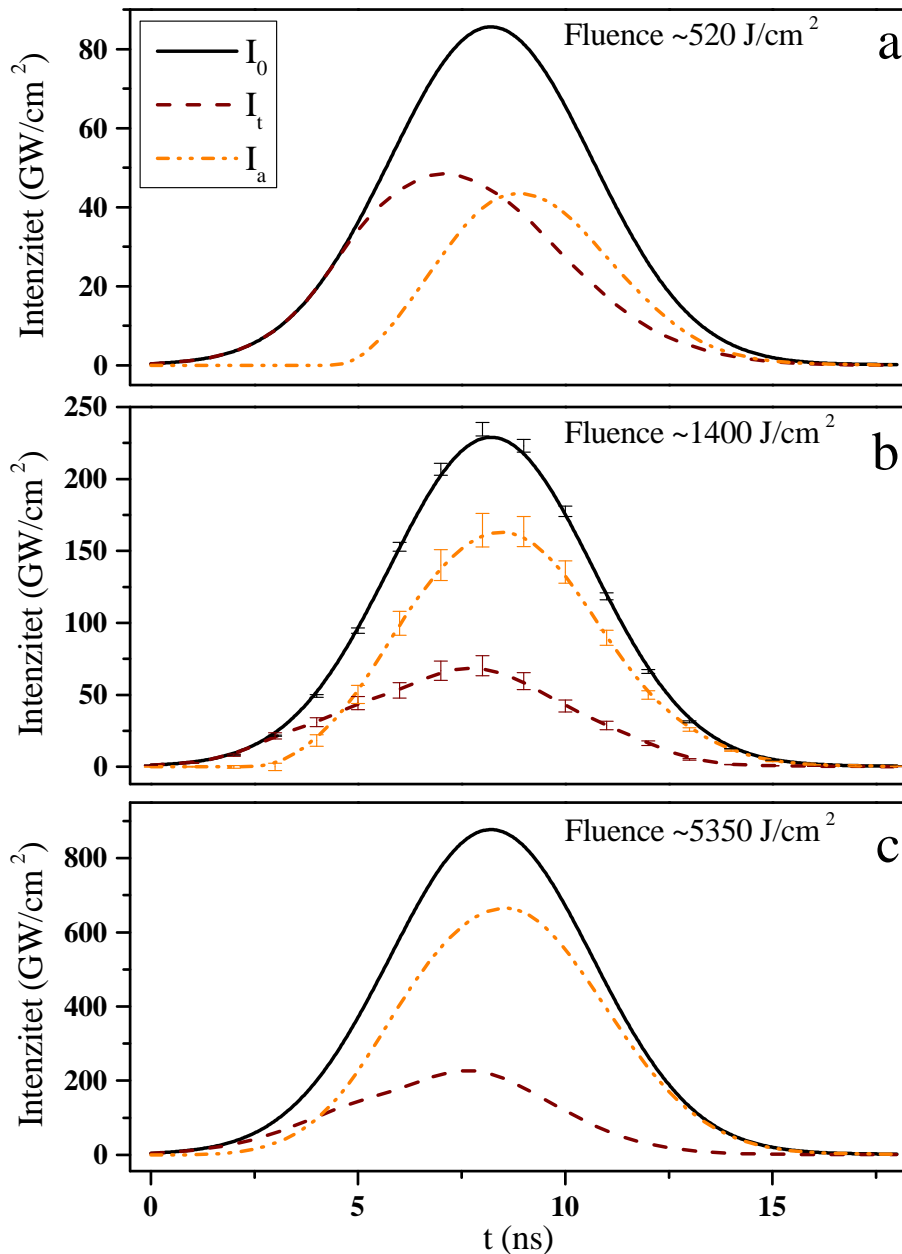
Веома мали број експерименталних истраживања у погледу апсорпције ласерског светљења у ЛПП је спроведен до данашњих дана, посебно када је у питању оптички пробој на чврстој мети. У библиографији ове тезе се може пронаћи неколико референци које се односе на директно мерење апсорпције ласерског зрачења у ЛПП [96, 97, 98].

Као што је описано у поглављу 3.3.2, експериментална поставка омогућава мерење апсорпционог коефицијента за основи хармоник Nd:YAG ласера за произвољну позицију у односу на мету и произвољно време кашњења у односу на почетак ласерског импулса Nd:YAG ласера. Комбинујући апсорпционе коефицијенте за различите позиције може се одредити свеукупни ефекат екранирања плазме у различитим тренуцима.

На слици 4.4 је приказан временски профил: упадног интензитета Nd:YAG ласера (пуна црна линија), трансмитованог (испрекидана црвена линија) и апсорбованог (црта-две тачке плава линија) интензитета Nd:YAG ласера, за три различите вредности густине енергије. За ниже густине енергије, 520 J/cm^2 (панел а), удео енергије који стиже до мете је значајан, док за 1400 J/cm^2 (панел б) и 5350 J/cm^2 (панел с) упадне густине енергије удео енергије који стиже до мете је значајно мањи.

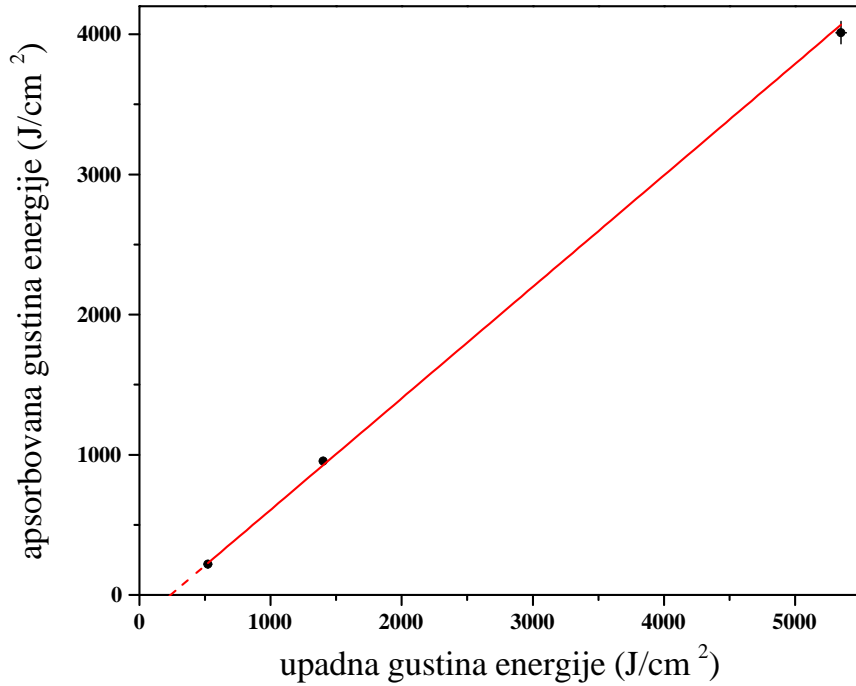
Подаци са слике 4.4 пружају додатни увид у апсорпционе процесе. Наиме, на слици 4.5 је приказана линеарна зависност укупне апсорбоване густине енергије у функцији укупне упадне густине енергије за мерни интервал. График је добијен обрадом готово три стотине спектралних слика. Само три тачке на графику су недовољне за ригорозан закључак да линеарна зависност није последица несавршености мерења.

На слици 4.7 (панел а) дата је зависност апсорпционог коефицијента у функцији растојања од мете за упадну густину снаге Nd:YAG ласера од 5350 J/cm^2 и кашњењем од $\tau = 16$ s од

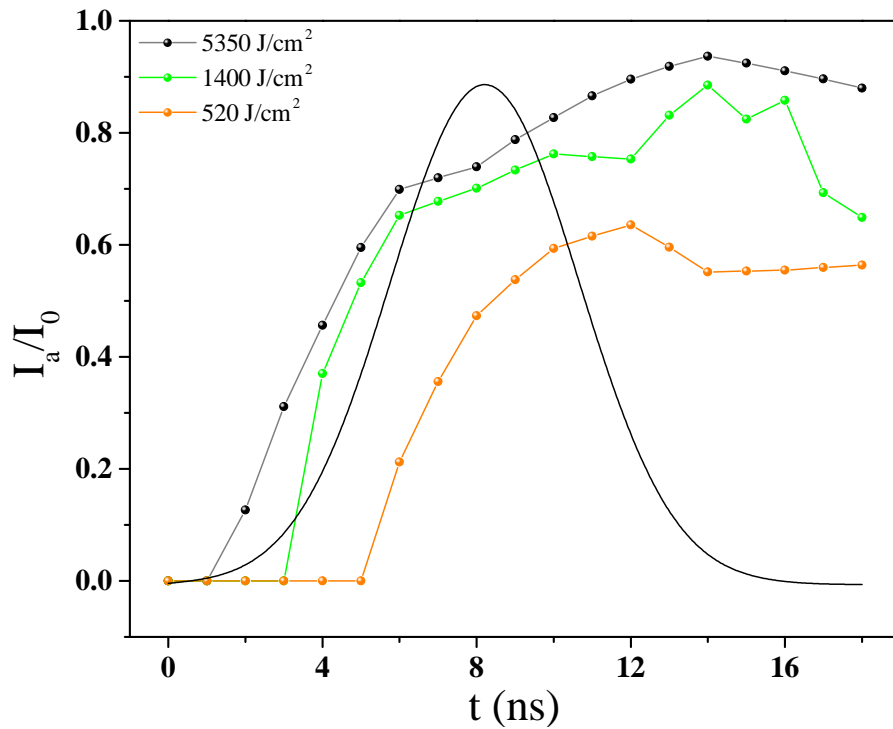


Слика 4.4: Црна пуна линија ($I_0(t)$) је временски профил упадног интензитета Nd:YAG ласера који је мерен независно. Укупна упадна енергија, у J, је мерена директно помоћу Coherent FieldMaxII-TOP јединице. Апсорбовани временски профил интензитета ($I_a(t)$) приказан је плавом црта-тачка-тачка линијом, док је трансмитовани временски профил интензитета ($I_t(t)$) приказан црвеном испрекиданом линијом. Јасно се види да за највећу снагу ласерског импулса (5350 J/cm^2) мали део удне енергије бива трансмитован до мете, док за мање снаге трансмитована енергија је значајно већа. Маргине грешке су дате за средњу густину енергије од 1400 J/cm^2 , панел b. Слика је преузета и модификована из [73].

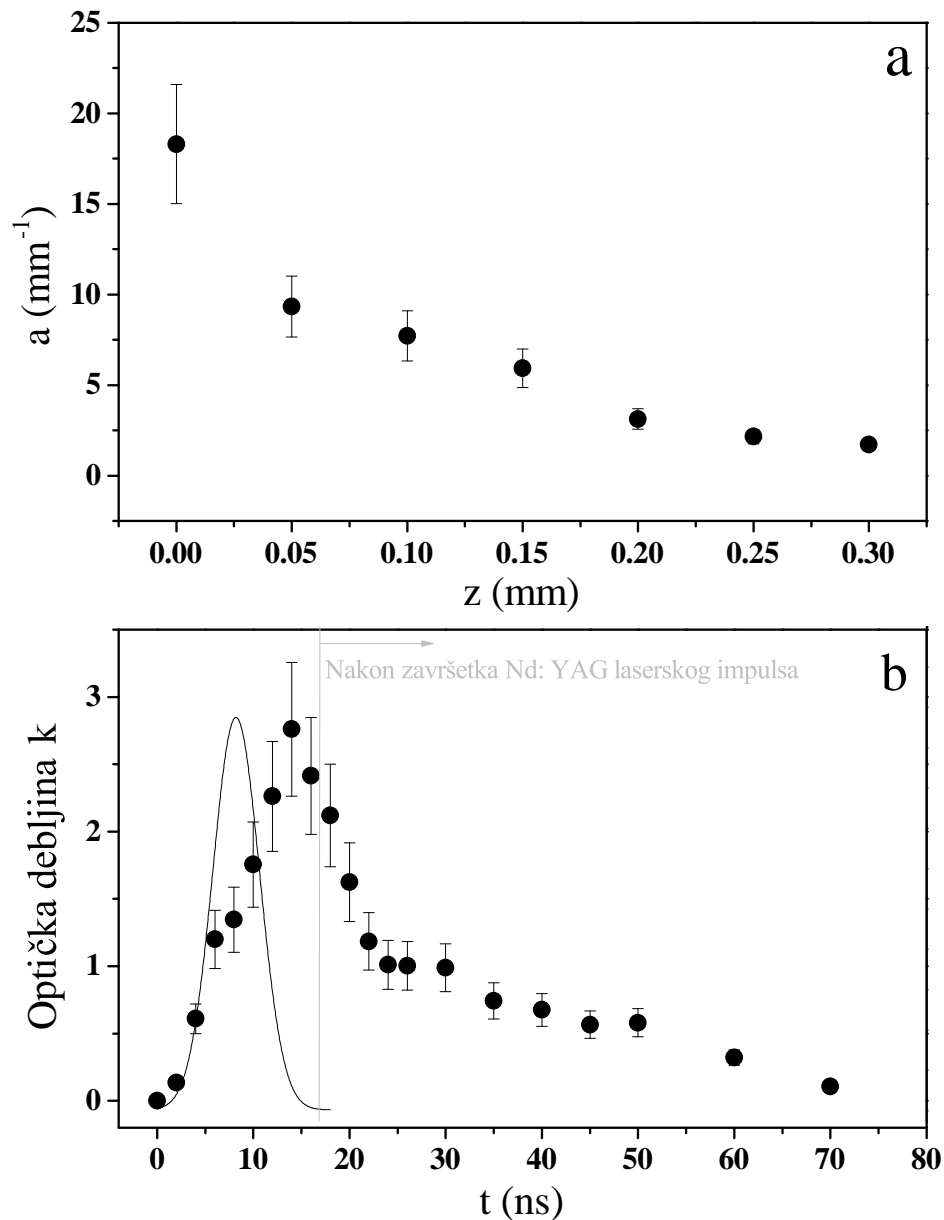
почетка ласерског импулса. У овом тренутку ласерски импулс је практично завршен али плазма још увек значајно апсорбује ласерско светљење. У складу са очекивањима, плазма је најгушћа у близини мете и апсорпциони коефицијент у том региону достиже максималну вредност. Са друге стране, на растојању од приближно 0.3 mm од мете апсорпциони коефицијент има за ред величине мању вредност. Овакав став је у складу са предвиђањима датим у [83] и у моделу представљеном у [22, 99]. На слици 4.7 (панел b) је приказана свеукупна оптичка дебљина у функцији времена. Оптичка дебљина достиже максималну



Слика 4.5: Линеарна зависност апсорбоване енергије ласерског импулса у плазми од укупне упадне енергије је јасно видљива. На основу апсорпционог коефицијента $a_0(z, \tau)$ прво је израчуната укупна оптичка дебљина за временски сегмент (1 ns) и одговарајућа апсорбована енергија у датом тренутку. Укупна апсорбована енергија је збир енергија апсорбованих сваком временском сегменту. Маргине грешке су јасно уочљиве само за максималну густину енергије. Слика је преузета и модификована из [73].



Слика 4.6: Део енергије ласерског импулса апсорбован у плазми за три различите густине снаге. Временски профил ласерског импулса (црна пуна линија) представља упадни интензитет. Слика је преузета и модификована из [73].



Слика 4.7: **Панел а:** Просторни профил апсорционог коефицијента дуж z -осе мерен у $\tau=16$ ns у односу на почетак ласерског импулса. Густина енергије ласерског импулса који пада на мету је 5350 J/cm^2 . **Панел б:** Оптичка дебљина у функцији времена на растојању $z = 0.05 \text{ mm}$ од мете за густину енергије ласерског импулса од 5350 J/cm^2 . Црном пуном линијом је дат временски профил ласерског импулса. Маргине грешке на графику су последица неодређености у електронској температури, за коју је претпостављено да је у интервалу од $10\ 000 - 100\ 000 \text{ K}$. Слика је преузета и модификована из [73].

вредност непосредно након завршетка ласерског импулса. Након 70 ns оптичка дебљина је блиска нули и плазма постаје транспарентна за основни хармоник Nd:YAG ласера.

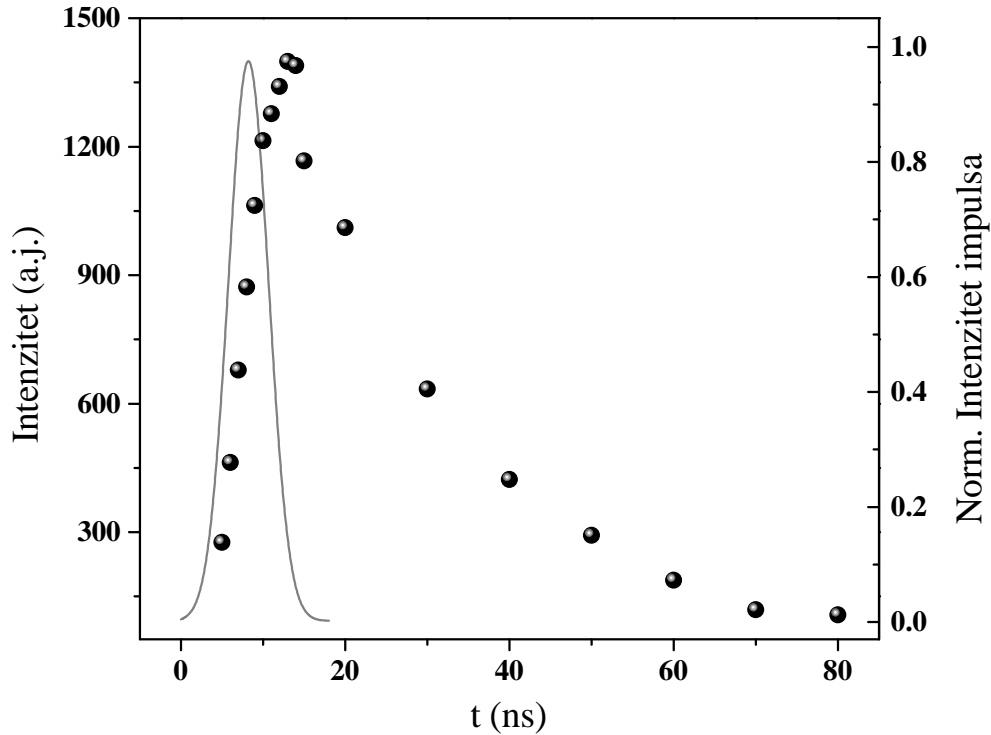
Величина I_a/I_0 илуструје удео ласерске енергије која је апсорбована од стране плазме. За најнижу вредност густине енергије, слика 4.6, апсорбовани удео ласерске енергије у максимуму је релативно мали (око 60%), док за вредност густине енергије од 5350 J/cm^2 апсорбована густина енергије је нешто изнад 90% , мерена у тренутку $12-16 \text{ ns}$ од

почетка ласерског импулса, када је интензитет упадног ласерског снопа мали у поређењу са његовим максималним интензитетом.

4.3 Дискусија

Експериментални резултати описани у оквиру ове главе јасно указују на велику брзину експанзије релативно великог броја тешких честица ласерски произведене плазме у интеракцији наносекундног ласерског импулса са бакарном метом. Досегнуте вредности брзине експанзије релативно великог броја тешких честица плазме, као што је речено, нису последица термодинамички равнотежних процеса, већ морају бити приписане неком неравнотежном процесу. Претпоставка је да долази до емисије prompt електрона из плазме што резултује формирању дуплог слоја, где на рачун електростатичке енергије јони у плазми добијају кинетичку енергију. Установљено је да се за време трајања ласерског импулса емитују prompt електрони (TOF мерења), који су, по претпоставци, одговорни за светљење околног гаса (аргона) у који плазма експандује. На слици 4.8 је приказан интензитет Ar II 506.20 nm спектралне линије у функцији времена сниман на растојању 6 mm од мете када плазмени фронт још увек није експандовао до тог места. Види се да интензитет аргонове линије расте непрекидно док траје ласерски импулс, и да постиже максималну вредност при крају импулса. Ово значи да се prompt електрони емитују одмах након формирања плазме. Да ли електрони могу довољно брзо да апсорбују зрачење Nd:YAG ласерског импулса да напусте тек формирану плазму и на тај начин образују дупли слој који ће довести до убрзања релативно великог броја јона бакра до енергија добијених у експерименту? У наставку биће приказан груб модел који оправдава могућност постојања prompt електрона.

Као што је описано у претходном поглављу, електрони у пољу јона кроз процес инверзног bremsstrahlung-а ефикасно апсорбују енергију наносекундног ласерског импулса. За довољно велике вредности енергије импулса какве су биле током истраживања, удео енергије који се троши на аблацију материјала је мали, тако да се може сматрати да свеукупна енергија ласерског импулса у потпуности одлази у плазму. Посматра се тренутак који одговара максимуму ласерског импулса (≈ 8 ns од почетка импулса). У том тренутку, апсорпциони коефицијент је могао бити експериментално одређен за максимално растојање од мете које износи $z = 0.25$ mm. За растојања већа од z



Слика 4.8: Временска расподела интензитета Ag II 506.20 nm спектралне линије. Растојање од мете је 6 mm, притисак аргона у комори је 200 Pa. Пуном сивом линијом приказана је временска расподела импулса Nd:YAG ласера.

претпоставка је да ласерски импулс не интерагује са плазмом. У сврху даље анализе плазма може да се подели на 5 дискретних слојева дуж z -осе, при чему је дебљина сваког слоја $\Delta z = 0.05$ mm, што је била просторна резолуција мерења. Претпостављено је да је просторна расподела параметара плазме таква да узима константну вредност на дебљини слоја, при чему је такође претпостављено да је вредност електронске концентрације у близини мете у датом тренутку $\sim 10^{27} \text{ m}^{-3}$, док на $z = 0.25$ mm износи $\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Ласерски импулс осветљава најпре најудаљенији слој плазме од мете и у њему бива апсорбован. Једини процес којим се апсорбује енергија импулса је инверзни bremsstrahlung, по претпоставци. Експериментално добијена вредност апсорпционог коефицијента инверзног bremsstrahlung-а на најудаљенијем слоју ($z = 0.25$ mm) је $a = 4.1 \text{ mm}^{-1}$. За добијену вредност апсорпционог коефицијента и претпостављену вредност електронске концентрације, на основу израза 3.12 следи да је електронска температура ≈ 20000 K. Дакле, у близини максимума ласерског импулса у плазменом слоју који се налази на 0.25 mm растојања од мете чија је дебљина 0.05 mm, електронска концентрација и температура су респективно, $\sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ и ≈ 20000 K, што су почетни услови за даља разматрања.

Ласерски импулс чији је дијаметар $d = 0.1 \text{ mm}$, се апсорбује у слоју плазме услед инверзног bremsstrahlunga у запремини $V = S\Delta z$, где је $S = d^2\pi/4$. Број електрона који апсорбују ласерски импулс је $N_e = n_e V$. Разматра се случај апсорпције ласерског импулса у временском интервалу од $\Delta t = 1 \text{ ps}$. Временски удео енергије ласерског импулса коју електрони апсорбују за време Δt је око 0.02 %. Услед инверзног bremsstrahlunga за мерену вредност апсорпционог коефицијента апсорбује се око 20% енергије импулса. За вредност енергије импулса од 110 mJ, електрони у слоју плазме апсорбују око 4.5 μJ те енергије. На основу претходног, појединачни електрон у запремини V за време $\Delta t = 1 \text{ ps}$, у средњем, стиче енергију од око 7 eV. За наведену вредност енергије од 7 eV по електрону, уколико би били Максвелизовани њихова температура би била око 75000 K. Да ли ће електрони у међусобним сударима имати довољно времена да се Максвелизују? Према Шпицеру (*Spitzer*) [75] може се одредити време релаксације у сударима између две групе честица уз претпоставку да се њихове расподеле по енергијама покоравају Максвеловој расподели за температуре T_1 и T_2 према релацији:

$$t_{eq} = 4\pi\epsilon_0 \frac{3m_1 m_2 k_B^{3/2}}{8\sqrt{2\pi n_2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right)^{3/2} \quad (4.1)$$

где су: m_1 и m_2 масе честица, Z_1 и Z_2 су наелектрисања честица у јединицама елементарног наелектрисања, а $\ln \Lambda$ је Кулонов логаритам.

Ако се релација 4.1 примени на електрон-електрон сударе за температуре $T_2 = 75000 \text{ K}$ и $T_1 = 20000 \text{ K}$ време релаксације је око 90 fs, што омогућава термализацију електрона. Предавајући енергију електронима ласерским импулсом, јасно је да ће након 100 ps термална енергија електрона бити реда 700 eV, што одговара експерименталним резултатима представљеним у овој тези.

Сада треба анализирати случај преноса енергије у електрон-јон сударима. Ако је температура јона у почетном тренутку била једнака температури електрона, 20000 K, тада је на основу релације 4.1 време релаксације у електрон-јон сударима за температуру електрона од 75000 K око 7 ns. Следи да електрони брзо стичу енергију кроз апсорпцију ласерског импулса и у међусобним сударима се термализују а при томе не предају енергију јонима због великог времена релаксације. Може се закључити да у граничним слоју плазме постоје услови да електрони велике енергије напусте гранични слој пре него што се термализују са јонима и на тај начин обезбеде формирање дуплог слоја.

Закључак

У оквиру ове докторске тезе разматрани су процеси интеракције наносекундних ласерских импулса са ласерски произведеном плазмом на металној (бакарној) мети. Методом атомске емисионе спектроскопије извршено је мерење брзине експанзије плазме у атмосфери аргона на сниженом притиску, на основу Доплеровог цепања спектралних линија бакра, и при томе су добијене вредности брзине експанзије од ≈ 50 km/s. Утврђено је да су поменуте брзине досегле дате вредности на временској скали од неколико десетина наносекунди (упоредиво са трајањем ласерског импулса) и просторној скали реда милиметра. Констатовано је убрзање јона Cu II између 30 ps и 40 ps за додатних 8 km/s. Претпостављено је да су наведене брзине експанзије последица формирања дуплог слоја у плазми који настаје током раног развоја плазме, за време трајања ласерског импулса. Формирање дуплог слоја одговара емисији prompt електрона захваљујући којој се формира електростатичко поље које убрзава јоне до великих брзина, за које би у оквиру равнотежних термалних процеса биле неопходне температуре плазме од неколико стотина хиљада келвина. ТОФ мерењима установљено је постојање prompt електрона који бивају емитовани током трајања ласерског импулса. ОТОФ мерењима је потврђено да различите јонске врсте имају различите брзине експанзије, тј. да је брзина експанзије директно пропорционална наелектрисању јона, што је у складу са теоријом о формирању дуплог слоја. Велике брзине неутрала приписане су рекомбинацији убрзаних јона. Светљење околног гаса установљено на основу емисије Ag II спектралне линије на 506.20 nm које долази из области на великом растојању од мете када плазмени фронт још увек није експандовао до тог места, приписано је интеракцији prompt електрона и атома аргона у којој атоми аргона бивају јонизовани и ексцитовани на виша енергијска стања. На основу енергијских разматрања, закључак је да енергија prompt електрона у тренутку мерења није већа од 60 eV, а да је енергија јона око 770 eV, што значи да су за време трајања ласерског импулса електрони стекли енергију већу од 800 eV за

формирање дуплог слоја.

Такође је извршено мерење апсорпције ласерског зрачења у плазми на основу мерења атенуације континуалног зрачења из He-Ne ласера, а које пролази кроз ласерски произведену плазму са стране (side-on). Применом инверзне Абелове трансформације на апсорпциони профил линије He-Ne ласера одређен је апсорпциони коефицијент за различита растојања од мете и различита времена кашњења у односу на почетак ласерског импулса. Установљено је да у датом фиксном тренутку времена кашњења апсорпциони коефицијент узима највеће вредности у близини мете. Највеће вредности апсорпциони коефицијент узима у близини мете у времену које је блиско завршетку ласерског импулса. Уз претпоставку да доминантан механизам апсорпције ласерског зрачења долази кроз инверзни bremsstrahlung одређен је коефицијент апсорпције за ласерско зрачење Nd:YAG ласера на таласној дужини 1064 nm, при чему је показано да до 90 % укупне снаге ласерског импулса може бити апсорбовано у плазми. Показано је да апсорбована снага у плазми линеарно зависи од упадне снаге ласера.

На основу једноставног разматрања установљено је да електрони у областима периферије плазме током трајања наносекундног ласерског импулса стичу довољно термалне енергије (висока температура) инверзним bremsstrahlung механизмом да напусте плазму и да последично доведу до убрзања јона до високих енергија. Термална енергија коју електрони стичу током интеракције са наносекундним ласерским импулсом је реда неколико стотина eV, а због великог времена релаксације у електрон-јон сударима у односу на брзину стицања енергије инверзним bremsstrahlung механизмом електрони напуштају плазму са стеченом енергијом. Овим је обезбеђен процес емитовања prompt електрона који су одговорни за формирање дуплог слоја у ласерски произведеној плазми.

Додатак

6.1 А. Примена инверзне Абелове трансформације на системе са неодређеном границом

На овом месту биће детаљно изложена метода за примену инверзне Абелове трансформације у случају расподеле зрачења плазме са неодређеном границом каква је ЛПП, а коју су предложили аутори у раду [51]. За почетак, изостављена је зависност емисионе функције од таласне дужине и узето је да је описана Гаусовом функцијом облика:

$$\varepsilon(r) = be^{-\alpha^2 r^2} \quad (6.1)$$

где су b и α позитивне константе.

Бочни профил добијен директном Абеловом трансформацијом емисионе функције описане једначином 6.1 је:

$$F(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} be^{-\alpha^2 r^2} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} be^{-\alpha^2(x^2+y^2)} dx = b \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\alpha^2 y^2} \quad (6.2)$$

Гаусова функција трансформише у Гаусову функцију исте ширине али различите висине. Ако се претпостави да се снимљени бочни профил може апроксимирати линеарном комбинацијом Гаусових функција:

$$F(y) = a_0 + a_1 e^{-\alpha^2(y-c)^2} \left[1 + \sum_{i=2}^n a_i e^{-(i-1)\beta^2(y-c)^2} \right] \quad (6.3)$$

где је a_0 коефицијент који одговара базној линији бочног профила, c означава позицију центра симетрије бочног профила, a_i су коефицијенти који дефинишу висину i -те Гаусове функције, коефицијент α дефинише асимптотику функције $F(y)$, коефицијент $(i-1)\beta^2$ дефинише ширину i -те Гаусове функције, $i > 1$.

Инверзна Абелова трансформација функције $F(y)$ дате једначином 6.3 је:

$$\varepsilon(r) = b_1 e^{-\alpha^2 r^2} \left[1 + \sum_{i=2}^n b_i e^{-(i-1)\beta^2 r^2} \right] \quad (6.4)$$

где су:

$$b_1 = a_1 \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}}, \quad b_i = a_i \sqrt{1 + \frac{(i-1)\beta^2}{\alpha^2}}, \quad i > 1$$

Фитовање расподеле интензитета зрачења у бочном профилу функцијом описаном једначином 6.3 подразумева налажење коефицијената a_i , α , β и c методом најмањих квадрата, а након тога вредности функције $\varepsilon(r)$ се једноставним аритметичким поступком налазе из коефицијената b_i .

Избор броја n Гаусових функција којим се фитије бочни профил зависи од нашег првобитног знања о расподели емитера у плазми, као и од односа сигнал/шум. Са већим бројем Гаусових функција облик бочног профила се прецизније фитије. Са друге стране, због присуства шума који може да сакрије детаље, фитовање са великим бројем Гаусових функција је бескорисно. Коришћење великог броја Гаусових функција је оправдано када емисиона функција, $\varepsilon(r)$, има сложен облик, а при том шум је на довољно ниском нивоу да се детаљи могу уочити.

Шум присутан у снимљеном профилу спектралне линије се преноси на неодређеност вредности параметара те линије. Када се инверзном Абеловом трансформацијом локално одреди спектрална линија, шум за радијалне позиције које су близу периферије плазме може бити изразит. Неодређеност у вредностима параметара линије може да буде последица одсуства симетрије lika плазме на детектору. У неким случајевима аутори примењују симетризацију lika плазме [100], али то може да буде извор додатних (систематских) грешака ако је асиметричност последица физичких процеса у плазми.

Шум након примене инверзне Абелове трансформације се може смањити ако уместо дефинисања спектралне линије у тачки чија је радијална позиција r_0 као сет вредности $\varepsilon(\lambda, r_0)$ за свако λ , аутори [52] су увели алтернативну дефиницију спектралне линије:

$$L_{r_0, \Delta\lambda}(\lambda) = \frac{\int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} \varepsilon(\lambda, r) dr}{\pi [(r_0 + \Delta r)^2 - r_0^2]} \quad (6.5)$$

Интензитет линије одговара интегралној емисији из прстена чији је унутрашњи полупречник r_0 , а спољашњи полупречник $r_0 + \Delta r$ нормиран на површину прстена. Одабир величине прстена дефинисан је нехомогеношћу плазме, а на основу конкретних експерименталних података може се проценити његова величина тако да се што мање детаља изгуби а да шум буде на довољно ниском нивоу за адекватно процесирање података.

6.2 Б. Особине дисперзионог система са дифракционом решетком

На овоме месту размотриће се случај проласка светла таласне дужине λ у форми равног таласа кроз N идентичних прореза (зареза) који се налазе на међусобном растојању d , а које називамо дифракциона решетка. Претпоставимо да талас пада нормално на решетку. Обично се у опису дифракционе решетке уместо растојања између зареза даје број зареза по јединици дужине, n ($n = 1/d$). Фазна разлика између два вектора електричног поља који одговарају суседним зарезима је:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta \quad (6.6)$$

где је θ геометријски угао у односу на нормалу на решетку.

На основу претходног, геометријски услов за формирање интерференционих максимума

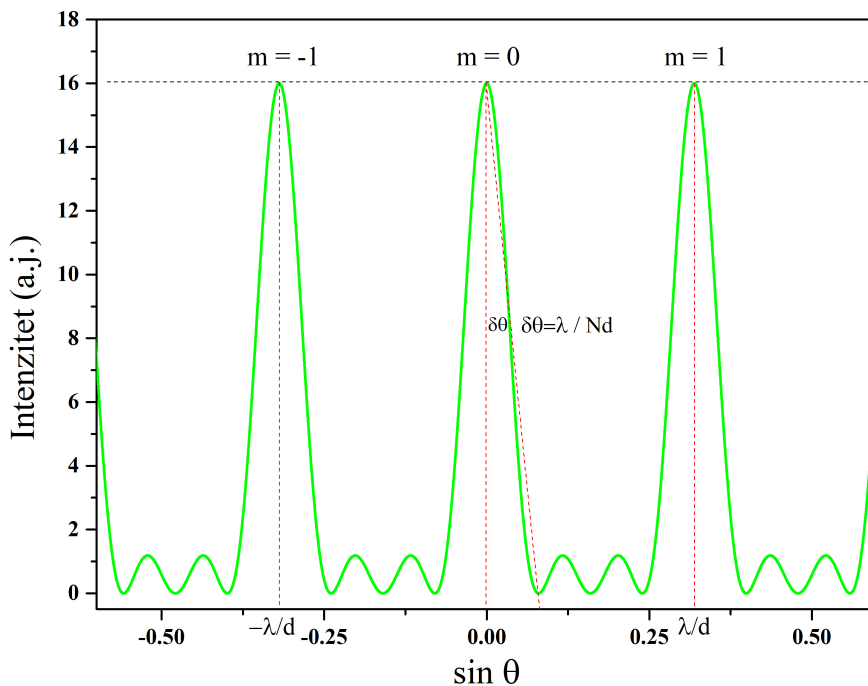
дат је релацијом:

$$d \sin \theta_m = m \lambda \quad (6.7)$$

где је θ_m угао који одговара максимуму реда m ($m = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$). Анализа укључује величину решетке, која дефинише величину апертуре, $N \cdot d = N/n$ и претпоставку да су сви зарези хомогено осветљени. Расподела интензитета светла након проласка кроз решетку је [101]:

$$I = I_0 \left[\frac{\sin \left(\frac{N\delta}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\delta}{2} \right)} \right]^2 \quad (6.8)$$

Ако се за пример узме да је $N = 4$, $d = 1.667 \mu\text{m}$ ($n = 600$ зареза/mm), $\lambda = 532 \text{ nm}$, а једноставности ради нека је $I_0 = 1$.



Слика 6.1: Интерференциони образац добијен након проласка светла таласне дужине 532 nm кроз дифракциону решетку која има 4 зареза између којих је растојање 1.667 μm . У реалности укупан број зареза на дифракционој решетки је реда 10^4 - 10^5 , па се може користити апроксимација малих углова ($\delta\theta \approx \delta(\sin \theta)$), што је приказано на слици.

Интерференциони образац за овај случај приказан је на слици 6.1. Да би се ефекат дифракције могао уочити неопходно је да растојање између суседних зареза на дифракционој решетки буде самерљив са таласном дужином светла које дифрактује, што

нам говори једначина 6.7. Позиција интерференционих максимума одређена је условом да је

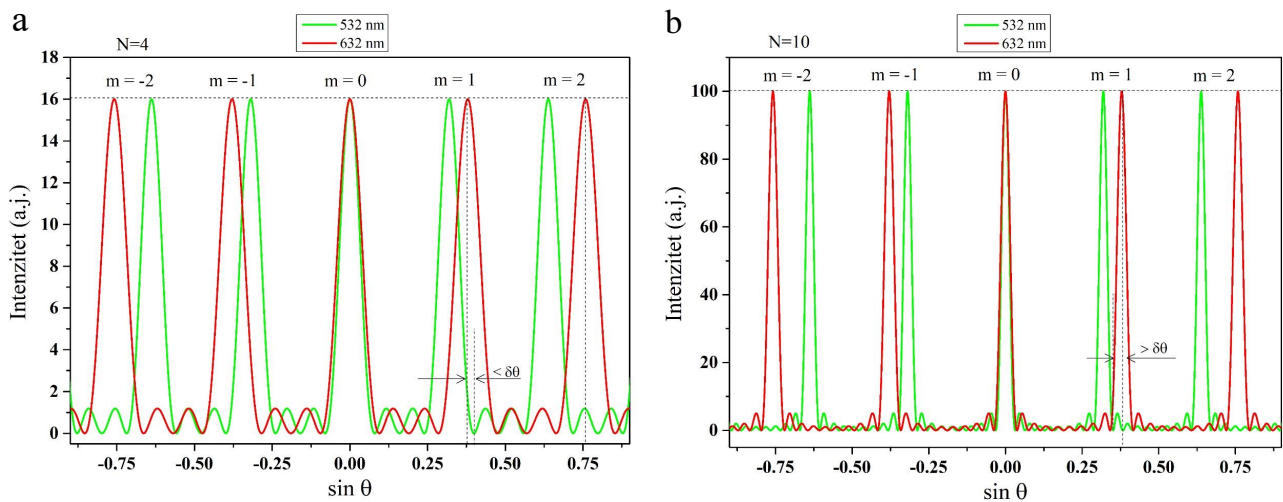
$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{d}$$

Интензитет у максимуму се одређује из једначине 6.8 након примене Лопиталовог правила

$$I_m = N^2 I_0$$

где је у датом примеру $I_m = 16$ а.ј.

Између два максимума постоји $N - 1$ интерференционих минимума. Угаона ширина интерференционог максимума дефинисана је као угаоно растојање¹ између одговарајућег максимума и њему најближег минимума, $\delta\theta$, (слика 6.1) и опада са повећањем броја зареза на решетци. Угаона ширина интерференционих максимума директно дефинише резолуцију дисперзионог система, односно способност дисперзионог система да раздвоји две таласне дужине. Ова тврдња илустрована је на слици 6.2.



Слика 6.2: **Панел а:** Интерференциони образац добијен након проласка светла кроз дифракциону решетку ($N = 4$, $d = 1.667 \mu\text{m}$) за две таласне дужине на 532 nm и 632 nm. На основу Рејлејевог критеријума, јасно се уочава да је резолуција решетке недовољна да раздвоји ове таласне дужине у првом интерференционом реду. **Панел б:** Идентичан интерференциони образац као са панела а, с тиме што је број зареза на решетци повећан на $N = 10$, чиме је омогућено да таласне дужине буду раздвојене и у првом дифракционом реду.

На панелу а приказани су интерференциони обрасци након проласка светла на две таласне дужине, 532 nm и 632 nm кроз дифракциону решетку ($N = 4$, $d = 1.667 \mu\text{m}$), док су

¹На овом месту је претпостављено да је угаона ширина максимума мала, те да се може применити апроксимација малих углова ($\sin \theta \approx \theta$), што је оправдано за велики број зареза на решетци. На слици 6.1 то ипак није случај, ($N = 4$), а слика служи у илустративне сврхе.

на панелу b приказани исти интерференциони обрасци али је број зареза на решетки повећан на $N = 10$. Поставља се питање: како одредити да ли се ове две таласне дужине могу сматрати независним, тј. да ли су раздвојене? Одговор на ово питање долази из добро познатог Рејлејевог критеријума [102] (*John William Strutt, 3rd Baron Rayleigh*), по коме су две спектралне линије истих интензитета на различитим таласним дужинама раздвојене ако се интерференциони максимум једне линије налази на барем једнаком или већем угаоном растојању од интерференционог минимума друге линије.

Судећи по Рејлејевом критеријуму, на слици 6.2 линије са панела а у првом дифракционом реду нису раздвојене. Уверимо се у то: на основу бројних вредности добијамо позиције максимума у првом реду за таласне дужине 532 nm и 632 nm, респективно: $\sin \theta_{532} = 0.319$ $\sin \theta_{632} = 0.379$, па је растојање између ове две таласне дужине $\Delta(\sin \theta) = 0.060$. Угаона ширина максимума за 532 nm је $\sin(\delta\theta) = \lambda/(Nd) = 0.08$. Овим је показано да је угаона ширина интерференционог максимума једне таласне дужине, у првом интерференционом реду, већа од растојања између две таласне дужине, те на основу Рејлејевог критеријума оне нису раздвојене. Такође се може уочити да су линије раздвојене у другом интерференционом реду. Ако се, пак, повећа број зареза на $N = 10$, интерференциони обрасци за 532 nm и 632 nm дати су на панелу b слике 6.2. Идентичним поступком лако се може показати да су таласне дужине раздвојене и у првом реду. Дакле, закључак је недвосмислен: повећањем броја зареза на решетки повећавамо резолуцију дисперзионог система. Квантификујмо сада овај закључак. У апроксимацији малих углова, угаоно растојање између две таласне дужине након проласка кроз дифракциону решетку је:

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = \frac{m}{d}(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{m\Delta\lambda}{d}$$

Угаона ширина интерференционог максимума је:

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{Nd}$$

Примењујући Рејлејев критеријум добија се:

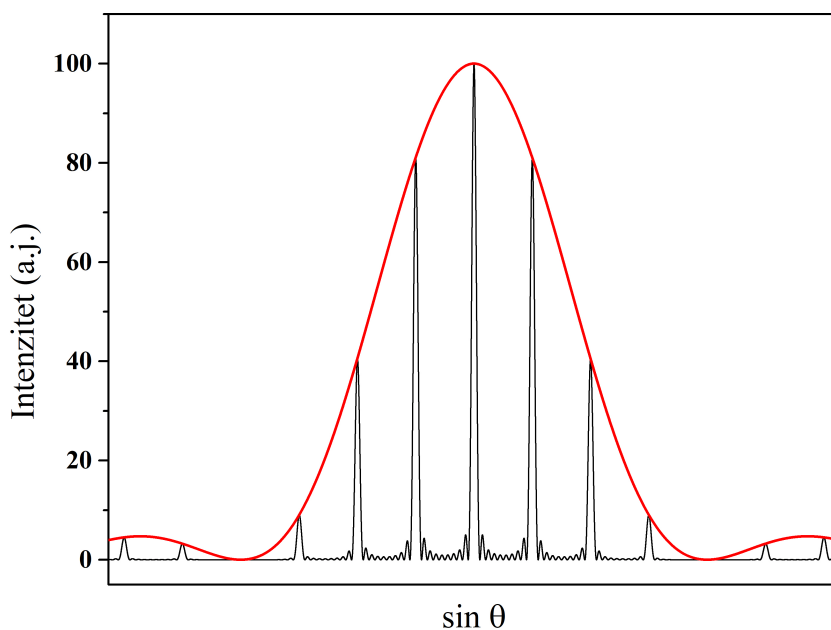
$$\Delta\theta \geq \delta\theta \Rightarrow \frac{m\Delta\lambda}{d} \geq \frac{\lambda}{Nd}$$

Резолуција дифракционе решетке је према томе:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq mN \quad (6.9)$$

Једначина 6.9 јасно указује да је резолуција дифракционе решетке пропорционална броју зареза на решетки као и интерференционом реду. Ово је ипак, теоријска вредност за резолуцију. Практична вредност за резолуцију је 2-3 пута мања због коначне минималне ширине улазног разреза и наметнута је разматрањима трансмитованог интензитета. (видети [71]).

У пракси број зареза на дифракционој решетки је реда $10^4 - 10^5$, што за последицу има да је угаона ширина интерференционог максимума мала и сходно томе може се искористити апроксимација малих углова.



Слика 6.3: Интерференциони образац након проласка светла кроз дифракциону решетку када је у обзир узета величина разреза. Интензитет линије у максимуму се смањује са повећањем реда интерференције услед дифракционих ефеката на зарезу.

Расподела интензитета светла након проласка кроз дифракциону решетку се разликује од оног датог једначином 6.8 за фактор који укључује дифракционе ефекте због величине

разреза. Реална расподела интензитета је дата следећим изразом:

$$I = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right]^2 \left[\frac{\sin\beta}{\beta} \right]^2 \quad (6.10)$$

где је: $\beta = \frac{\pi D}{\lambda} \sin\theta$ фазна разлика између вектора електричног поља таласа која задовољава услов деструктивне интерференције (услов за формирање интерференционог минимума), D је величина зареза.

На слици 6.3 је приказана расподела интензитета дата једначином 6.10. Јасно се види да ако се у обзир узме величине зареза на решетки интерференциони образац је такав да смањује интензитет линије пропорционално интерференционом реду.

6.3 В. Класичан опис пропације ЕМ таласа кроз плазму

Нека раван хармонијски електромагетни линеарно поларизован талас фреквенције ω пропагира кроз хомогену, изотропну и стационарну плазму чија је електронска концентрација n_e . По претпоставци плазма је електронеутрална, тј. густина наелектрисања је:

$$\rho = e(Z_i n_i - n_e) = 0 \quad (6.11)$$

где је Z_i наелектрисање јона, n_i концентрација јона.

Услед интеракције слободних електрона са електричним пољем ЕМ таласа долази до појаве електричне струје провођења чија је густина описана вектором $\vec{j}_e(t)$. Због значајно мање покретљивости јона њихова струја се може занемарити у односу на струју електрона. Шта се дешава са енергијом ЕМ таласа приликом простирања кроз плазму?

Сила којом електрично поље, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ хармонијског ЕМ таласа делује на један електрон у

плазми је:

$$\vec{F} = m_e \ddot{\vec{s}} = -e\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (6.12)$$

где је \vec{s} вектор помераја електрона дуж правца електричног поља, а вектор електричног поља хармонијског ЕМ таласа је:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \quad (6.13)$$

где је \vec{k} таласни вектор, \vec{r} вектор положаја тачке у простору у којој се талас посматра, ω фреквенција таласа.

На основу једначина 6.12 и 6.13, вектор помераја електрона, \vec{s} , биће:

$$\vec{s}(\vec{r}, t) = \frac{e}{m_e \omega^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (6.14)$$

Густина струје провођења електрона у плазми је:

$$\vec{j}_e(t) = -en_e \vec{v}(\vec{r}, t) = -\frac{e^2 n_e}{m_e \omega^2} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (6.15)$$

Одговарајуће Максвелове једначине за електронеутралну проводну средину су:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (6.16)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (6.17)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.18)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j}_e + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (6.19)$$

Замењујући израз за електронску струју провођења 6.15 у четврту Максвелову једначину 6.19 добија се:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (6.20)$$

Узимајући ротор треће Максвелове 6.18 и комбиновањем са једначином 6.20 добија се таласна једначина у плазми:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (6.21)$$

Претходна једначина се може написати као:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (6.22)$$

где је ω_{pe} електронска плазмена фреквенција.

Таласна једначина 6.21 дозвољава решења за раван талас са дисперзионом релацијом за таласни број k :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (6.23)$$

или:

$$\omega^2(k) = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (6.24)$$

На основу везе између k и ω може да се одреди фазна и групна брзина ЕМ таласа у плазми.

Фазна брзина је:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}} \quad (6.25)$$

док је гупна брзина:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (6.26)$$

Индекс преламања n у плазми је:

$$n = \frac{c}{v_f} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (6.27)$$

Знајући фазну брзину простирања ЕМ таласа у плазми, односно индекс преламања, може се одредити коефицијент рефлексије којим је дефинисан удео укупне енергије ЕМ таласа који бива рефлектован. На основу Френелових једначина за случај када је упадни угао зрака ЕМ таласа на граници две средине чији су индекси преламања n_1 и n_2 једнак нули, коефицијент рефлексије R се може израчунати као [75]:

$$R = \left(\frac{v_{f1} - v_{f2}}{v_{f1} + v_{f2}} \right)^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (6.28)$$

где су v_{f1} и v_{f2} фазне брзине ЕМ таласа у две различите оптичке средине.

Таласни број k , једначина 6.23 не узима реалне вредности уколико је $\omega < \omega_{pe}$. Какве су последице таквог случаја? Најпре, на основу једначина 6.23 и 6.27 следи:

$$k = \frac{\omega}{c}n \quad (6.29)$$

Непостојање реалних вредности таласног броја значи непостојање реалних вредности индекса преламања у плазми у случају $\omega < \omega_{pe}$. Индекс преламања се може раздвојити на реални и имагинарни део на следећи начин:

$$n = \begin{cases} n_r, n_r = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, & \omega > \omega_{pe} \\ in_i, n_i = \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1}, & \omega < \omega_{pe} \end{cases}$$

где је i имагинарна јединица.

Вектор електричног поља је:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(\frac{\omega}{c} n \vec{r} \cdot \vec{b} - \omega t)} \quad (6.30)$$

где је \vec{b} јединични вектор чији правац и смер одговарају таласном вектору \vec{k} .

Посебно за имагинарни део индекса преламања, вектор електричног поља је:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-\frac{\omega}{c} n_i \vec{r} \cdot \vec{b} - i\omega t} \quad (6.31)$$

Како је густина енергије ЕМ таласа ξ пропорционална са временски усредњеним \vec{E}^2 , следи да ξ опада по експоненцијалном закону [103]:

$$\xi = \xi_0 e^{-\chi \vec{r} \cdot \vec{b}} \quad (6.32)$$

где је:

$$\chi = \frac{2\omega}{c} n_i \quad (6.33)$$

Енергија таласа се смањи e пута за карактеристично растојање:

$$d = \frac{1}{\chi} = \frac{c}{2\omega} \frac{1}{n_i} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1}} \quad (6.34)$$

Претходна релација је изведена под условом да је $\omega < \omega_{pe}$. Карактеристична дубина продирања ЕМ таласа у плазму одговара деловима таласне дужине упадног зрачења, што се види на основу претходне релације.

Литература

- [1] Srdjan Bukvić and Miloš Skočić. Doppler splitting generated by shock waves in laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 132:56–60, jun 2017.
- [2] W.Crookes. On the radiant matter. *The popular science monthly*, 16:13–24, 157–167, 1879.
- [3] J.J.Thomson M.A.F.R.S. XL.Chatode Rays. *Philosophical magazine series 5*, 44(269):293–316, october 1897.
- [4] I.Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 14(8):627–637, june 1928.
- [5] L.Tonks. The Birth of 'Plasma'. *Am. J. Phys.*, 35:857–858, 1967.
- [6] P.Debye and E.Huckel. The theory of electrolytes. I. Freezing point depression and related phenomena. *Physikalische Zeitschrift.*, 24:185–206, 1923.
- [7] B. Milic. *Osnove fizike gasne plazme*. Gradjevinska knjiga, 1989.
- [8] L.Tonks and I.Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Phys. Rev.*, 33:195–210, february 1929.
- [9] F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 1974.
- [10] C.F. McKee and J.P. Ostriker. A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *The Astrophysical Journal*, 218:148–169, 1977.
- [11] Panel on Opportunities in Plasma Science and Technology. *Plasma Science: From Fundamental Research to Technological Applications*. National Academy Press, 1995.

- [12] B.C.Fawcett, A.H. Gabriel, F.E. Irons, N.J. Peacock, and P.A.H. Saunders. Extreme ultra-violet spectra from laser-produced plasmas. *Proc. Phys. Soc.*, 88:1051–1053, may 1966.
- [13] John Ready. *Effects of High-Power Laser Radiation*. Elsevier Science, 2012.
- [14] B.T. Vujičić. *Interferometrijsko i spektroskopsko ispitivanje laserski proizvedene plazme u gasovima*. Magistarski rad, Beograd, 1980.
- [15] J. Uebbing, J. Brust, W. Sdorra, F. Leis, and K. Niemax. Reheating of a Laser-Produced Plasma by a Second Pulse Laser. *Applied Spectroscopy*, 45(9):1419–1423, may 1991.
- [16] A. Semerok, C. Chaleard, V. Detalle, J.L. Lacour, P. Mauchien, P. Meynadier, C. Nouvellon and B. Salle, P. Palianov, M. Perdrix, and G. Petite. Experimental investigations of laser ablation efficiency of pure metals with femto, pico and nanosecond pulses. *Applied Surface Science*, 138-139:311–314, 1999.
- [17] C.N. Afonso and J. Gonzalo. Pulsed laser deposition of thin films for optical applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 116:404–409, 1996.
- [18] J. Tollefson. Controversial US facility achieves laser-fusion record. *Nature*, 597:163–164, september 2021.
- [19] D. Gulietti and L.A. Gizzi. X-ray emission from laser-produced plasmas. *Rivista Del Nuovo Cimento*, 21(10), 1998.
- [20] M. Huston. Curiosity rover decides—by itself—what to investigate on mars, 2017.
- [21] J.G. Fujimoto, J.M. Liu, and E.P. Ippen. Femtosecond Laser Interaction with Metallic Tungsten and Nonequilibrium Electron and Lattice Temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 53(19):1837–1840, november 1984.
- [22] Annemie Bogaerts, Zhaoyang Chen, Renaat Gijbels, and Akos Vertes. Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling? *Spectrochimica Acta Part B*, 58:1867–1893, 2003.
- [23] M. M. Martynyuk. Phase explosion of a metastable fluid. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 13:178–191, march 1977.

- [24] A. Miotello and R. Kelly. Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature. *Appl. Phys. A [Suppl]*, 69:S67–S73, 1999.
- [25] N.M. Bulgakova and A.V. Bulgakov. Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion. *Appl. Phys. A*, 73:199–208, 2001.
- [26] M. Skocic and S. Bukvic. Laser induced plasma expansion and existence of local thermodynamic equilibrium. *Spectrochimica Acta Part B*, 125:103–110, 2016.
- [27] J.P. Singh and S.N. Thakur. *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*. Elsevier, 2007.
- [28] D. Dojić, M. Skočić, and S. Bukvić. Characteristics of laser-induced plasma under reduced background pressure with doppler spectroscopy of excited atomic species near the shockwave front. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 207:73–77, 2018.
- [29] N. Basov, O. Krokhin, and G. Sklizkov. Laser application for the production and diagnostics of pulsed plasma. *Applied Optics*, 6(11):1814–1817, november 1967.
- [30] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, M. S. Tillack, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris. Internal structure and expansion dynamics of laser ablation plumes. *J.App.Phys.*, 93:2380–2388, 2003.
- [31] B. Campanella, S. Legnaioli, S. Pagnotta, F. Poggialini, and V. Palleschi. Shock Waves in Laser-Induced Plasmas. *Atoms*, 7(57), june 2019.
- [32] H. E. Elsayed-Ali, T.B. Norris, M.A. Pessot, and G.A. Mourou. Time-Resolved Observation of Electron-Phonon Relaxation in Copper. *Phys. Rev. Lett.*, 58(12):1212–1215, march 1987.
- [33] R. Stoian, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, and E. E. B. Campbell. Coulomb explosion in ultrashort pulsed laser ablation of Al₂O₃. *Phys. Rev. B*, 62(19):167–173, february 2000.
- [34] J.R. Freeman, S.S. Harilal, P.K. Diwakar, B. Verhoff, and A. Hassanein. Comparison of optical emission from nanosecond and femtosecond laser produced plasma in atmosphere and vacuum conditions. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 87:43–50, may 2013.

- [35] J.A.M. van der Mullen. Excitation equilibria in plasmas; a classification. *Physics Reports*, 191:109–220, 1990.
- [36] T. Makabe and Z.Lj. Petrović. *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication*. Taylor & Francis Group, 2006.
- [37] T. Fujimoto. *Plasma Spectroscopy*. Oxford University Press, USA, 2004.
- [38] M. Inokuti. Inelastic Collisions of Charged Particles with Atoms and Molecules—The Bethe Theory Revisited. *Reviews of modern physics*, 43(3):297–347, july 1971.
- [39] H.V. Regemorter. Rate of collisional excitation in stellar atmospheres. *Astrophysical Journal*, 136:906–915, may 1962.
- [40] R.W.P. McWhirter, in: R.H. Huddlestone, and S.L. Leonard (Eds.). *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, New York, 201-264, Chapter 5, 1965.
- [41] Cristoforetti, G. and De Giacomo, A. and Dell’Aglia, M. and Legnaioli, S. and Tognoni, E. and Palleschi, V. and Omenetto, N. Local Thermodynamic Equilibrium in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Beyond the McWhirter criterion. *Spectrochim. Acta Part B*, 65:86–95, 2010.
- [42] J.D. Hey. Criteria for local thermal equilibrium in non-hydrogenic plasmas. *JQSRT*, 16:69–75, 1976.
- [43] M. Skočić. *Proučavanje evolucije plazme nastale laserskom ablacijom*. Doktorska disertacija, Beograd, 2016.
- [44] H.W. Drawin. Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium. *Zeitschrift für Physik*, 228:99–119, april 1969.
- [45] M. Skočić, D. Dojić, and S. Bukvić. Consideration of optical time of flight measurement in laser induced plasmas. *Spectrochimica Acta Part B*, 165:105786, february 2020.
- [46] D. Dojić, M. Skočić, S. Bukvić, and S. Djeniže. Stark broadening and shift of selected Ge II spectral lines. *MNRAS*, 484:3419–3424, january 2019.
- [47] N.H. Abel. Auflösung einer mechanischen Aufgabe. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 1:153–157, january 1826.

- [48] S. Kumar, O. P. Singh, and S. Dixit. Generalized Abel Inversion Using Homotopy. *Applied Mathematics*, 2:254–257, 2011.
- [49] R.N. Bracewell. *The Fourier Transform and its Applications*. McGraw-Hill, New York, 1978.
- [50] O.H. Nestor and H.N. Olsen. Numerical methods for reducing line and surface probe data. *SIAM Review*, 2:200–207, July 1960.
- [51] Lj.M. Ignjatović and A.A. Mihajlov. The realization of Abel’s inversion in the case of discharge with undetermined radius. *JQSRT*, 72:677–689, 2002.
- [52] M. Burger, M. Skočić, and S. Bukvić. Study of self-absorption in laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B Atomic Spectroscopy*, 101:51–56, 2014.
- [53] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2019, April 24]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2019.
- [54] M. Skočić, M. Burger, Z. Nikolić, S. Bukvić, and S. Djeniže. Stark broadening in the laser-induced Cu I and Cu II spectra. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 6:185701, 2013.
- [55] S. Yalcin, D.R. Crosley, G.P. Smith, and G.W. Faris. Influence of ambient conditions on the laser air spark. *Applied Physics B*, 68:121–130, 1999.
- [56] J.A. Aguilera and C. Argon. Characterization of a laser-induced plasma by spatially resolved spectroscopy of neutral atom and ion emissions. Comparison of local and spatially integrated measurements. *Spectrochimica Acta Part B*, 59:1861–1876, 2004.
- [57] D. Dojić, M. Skočić, S. Bukvić, and S. Djeniže. Stark broadening measurements of Al II, Al III and He I 388.86 nm spectral lines at high electron densities. *Spectrochimica Acta Part B*, 166:105816, 2020.
- [58] D. Dojić, M. Skočić, S. Bukvić, and S. Djeniže. Experimental Stark widths of Mo I and Mo II spectral lines in visible region. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 53:075001, 2020.
- [59] J.A. Aguilera and C. Argon. Multi-element Saha–Boltzmann and Boltzmann plots in laser-induced plasmas. *Spectrochimica Acta Part B*, 62:378–385, 2007.
- [60] Hans R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. Academic Press, New York and London, 1974.

- [61] W. Lochte-Holtgreven. *Plasma Diagnostics*. Elsevier, New York, 1968.
- [62] Douglas W. Jones, W. L. Wiese, and L. A. Woltz. Ion broadening of Ar I lines in a plasma. *Physical Review A*, 34(1):450–456, 1986.
- [63] V. Milosavljević and S. Djeniže. Ion contribution to the Ne I spectral lines broadening. *Physics Letters A*, 305:70–74, 2002.
- [64] Hans R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1964.
- [65] Igor B. Gornushkin, Leslie A King, Ben W. Smith, Nicolo Omenetto, and James D. Winefordner. Line broadening mechanisms in the low pressure laser-induced plasma. *Spectrochimica Acta Part B*, 54:1207–1217, 1999.
- [66] W. Demtroder. *Atoms, Molecules and Photons; An Introduction to Atomic-, Molecular and Quantum-Physics*. Springer Berlin-Heidelberg-New York, 2007.
- [67] K. Kurosawa and S. Sugita. A pressure measurement method for high temperature rock vapor using atomic line broadening. *J. Geophys. Res.*, 115:E10003, october 2010.
- [68] Andor iStar DH740. Technical description. Andor, Belfast, 2006.
- [69] M. Burger. *Dijagnostika i efekti ekraniranja laserski-indukovane plazme*. Doktorska disertacija, Beograd, 2015.
- [70] McPherson model 209. Technical description, [Online]. Available: <https://mcphersoninc.com/spectrometers/uvvisir/model209.html> [2017]. Mcpherson, Chelmsford, MA 01824-4107 USA, 2017.
- [71] W. Demtroder. *Laser Spectroscopy, Vol. 1: Basic Principles, Fourth edition*. Springer Berlin-Heidelberg, 2008.
- [72] NL310 Series Laser. Technical description and User’s Manual. Vilnius, Lithuania, 2009.
- [73] D. Dojic, M. Skocic, and S. Bukvic. Shielding effects in interaction of nanosecond laser pulses with solid target. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 186:106319, october 2021.
- [74] M. Skocic, D. Dojic, and S. Bukvic. Formation of double-layer in the early stage of nanosecond laser ablation. *JQSRT*, 227:57–62, february 2019.
- [75] Lyman Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience, 1956.

- [76] J. Hermann and T. Le Floch. Generation of absorption waves by C O 2 laser pulses at low power density. *Journal of Applied Physics*, 96:3084–3094, september 2004.
- [77] C. Focsa, S. Gurlui, P. Nica, M. Agop, and M. Ziskind. Plume splitting and oscillatory behavior in transient plasmas generated by high-fluence laser ablation in vacuum. *Applied Surface Science*, 424:299–309, 2017.
- [78] N. Smijesh, K. Chandrasekharan, and R. Philip. Acceleration of neutrals in a nanosecond laser produced nickel plasma. *Phys. Plasmas*, 21:123507, 2014.
- [79] S. Amoruso, A. Sambri, and X. Wang. Plume expansion dynamics during laser ablation of manganates in oxygen atmosphere. *Applied Surface Science*, 253:7696–7701, 2007.
- [80] P. E. Dyer, R. D. Greenough, A. Issa, and P. H. Key. Spectroscopic and ion probe measurements of KrF laser ablated YBaCuO bulk samples. *Applied Physics Letters*, 53:534–536, august 1988.
- [81] M. Miyabe, M. Oba, H. Iimura, K. Akaoka, A. Khumaeni, M. Kato, and I. Wakaida. Ablation plume structure and dynamics in ambient gas observed by laser-induced fluorescence imaging spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 110:101–117, aug 2015.
- [82] Masaki Oba, Masabumi Miyabe, Katsuaki Akaoka, and Ikuo Wakaida. Effect of defocusing on laser ablation plume observed by laser-induced fluorescence imaging spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 55(2):022401, jan 2016.
- [83] R. K. Singh and J. Narayan. Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model. *Phys.Rev. B*, 41:13, 1990.
- [84] S. Anisimov, D. Bauerle, and B. Luk'yanchuk. Gas dynamics and film profiles in pulsed-laser deposition of materials. *Phys. Rev. B*, 48(16):12076–12081, october 1993.
- [85] S.I. Anisimov, B.S. Luk'yanchuk, and A. Luches. An analytical model for three-dimensional laser plume expansion into vacuum in hydrodynamic regime. *Applied Surface Science*, 96-98:24–32, 1996.
- [86] Wladimir Marine, Nadezhda M. Bulgakova, Lionel Patrone, and Igor Ozerov. Insight into electronic mechanisms of nanosecond-laser ablation of silicon. *Journal of Applied Physics*, 103(9):094902, may 2008.

- [87] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Self-similar motion of rarefied plasma. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 22(2):449–454, 1966.
- [88] G. Hairapetian and R. L. Stenzel. Particle dynamics and current-free double layers in an expanding, collisionless, two-electron-population plasma. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 3(4):899–914, apr 1991.
- [89] Nadezhda M. Bulgakova, Alexander V. Bulgakov, and Oleg F. Bobrenok. Double layer effects in laser-ablation plasma plumes. *Physical Review E*, 62(4):5624–5635, oct 2000.
- [90] R. C. Issac, P. Gopinath, G. K. Varier, V. P. N. Nampoori, and C. P. G. Vallabhan. Twin peak distribution of electron emission profile and impact ionization of ambient molecules during laser ablation of silver target. *Appl. Phys. Lett.*, 73(2):163–165, 1998.
- [91] R. C. Issac, G. K. Varier, P. Gopinath, S. S. Harilal, V. P. N. Nampoori, and C. P. G. Vallabhan. Prompt electron emission and collisional ionization of ambient gas during pulsed laser ablation of silver. *Appl. Phys. A*, 67:557–561, 1998.
- [92] S. Ratynskaia, G. Dilecce, and P. Tolia. Nitrogen optical emission during nanosecond laser ablation of metals: prompt electrons or photo-ionization? *Applied Physics A*, 117(1):409–413, jun 2014.
- [93] H. Cronberg, M. Reichling, E. Broberg, H. B. Nielsen, E. Matthias, and N. Tolk. Effects of inverse bremsstrahlung in laser-induced plasmas from a graphite surface. *Appl. Phys. B*, 52:155–157, 1991.
- [94] S. Amoroso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, and X. Wang. Emission of prompt electrons during excimer laser ablation of aluminum targets. *Applied Physics Letters*, 75(1):7–9, jul 1999.
- [95] N. Farid, S. S. Harilal, H. Ding, and A. Hassanein. Kinetics of ion and prompt electron emission from laser-produced plasma. *Physics of Plasmas*, 20(7):073114, jul 2013.
- [96] R. G. Meyerand, Jr., and A. F. Haught. Optical - energy absorption and high-density plasma production. *Physical Review Letters*, 13(1):7–9, july 1964.
- [97] G. Mehlman-Balloffet. Absorption of a laser light in a dense plasma. *JQSRT*, 13:467–472, 1973.

- [98] M. Burger, D. Pantic, Z. Nikolic, and S. Djenize. Shielding effects in the laser-generated copper plasma under reduced pressures of He atmosphere. *JQSRT*, 170:19–27, 2016.
- [99] Annemie Bogaerts and Zhaoyang Chen. Effects of laser parameters on laser ablation and laser-induced plasma formation: A numerical modeling investigation. *Spectrochimica Acta Part B*, 60:1280–1307, 2005.
- [100] M. Cvejić, M.R. Gavrilović, S. Jovićević, and N. Konjević. Stark broadening of Mg I and Mg II spectral lines and Debye shielding effect in laser induced plasma. *Spectrochimica Acta Part B*, 85:20–33, 2013.
- [101] G. Bekefi and A.H. Barrett. *Electromagnetic vibrations, waves, and radiation*. The Massachusetts Institute of Technology Press, 1977.
- [102] Lord Rayleigh. Investigations in Optics, with special reference to the Spectroscope. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 8(49):261–274, october 1879.
- [103] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, 7th (expanded) edition*. Cambridge University Press, 1999.

Основни биографски подаци

Дејан (Милан) Дојић је рођен **25.12.1992.** године у Лозници, Република Србија. Вере је православне. Основну школу "Боривоје Ж. Милојевић" завршио је у Крупњу, као и средњу електротехничку школу на смеру "Електротехничар рачунара" где је матурирао **2011.** године. Исте године уписује основне студије на Физичком факултету Универзитета у Београду на смеру "Теоријска и експериментална физика" на којем је дипломирао **2016.** године са просечном оценом **8,97 (осам и 97/100).** На истом факултету уписује мастер студије **2016.** године из уже научне области "Физика јонизованог гаса и плазме" које је завршио исте године са просечном оценом **9,75 (девет и 75/100).** Мастер рад под називом "Дијагностика ласерски индуковане плазме и утицај Доплеровог ефекта на ширење спектралних линија" урадио је под руководством проф. др Срђана Буквића и одбранио га са оценом **10** у јулу месецу **2017.** године. Из исте научне области уписао је докторске студије октобра месеца **2017.** године на Физичком факултету Универзитета у Београду. Све испите на докторским студијама предвиђене планом и програмом положио је са просечном оценом **10.** Од 29.11.2017. године запослен је као истраживач-приправник на Физичком факултету Универзитета у Београду, на пројекту "Одређивање атомских параметара на основу облика спектралних линија" (ев. бр. 171008), који финансира Министарство просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије. Од 25.11.2020. године је запослен као истраживач-сарадник на Физичком факултету Универзитета у Београду. Од школске 2016/2017 године ангажован је на Физичком факултету за извођење експерименталних и рачунских вежби у својству сарадника у настави.

Наставна активност

Као сарадник у настави на Физичком факултету Универзитета у Београду од школске 2016/2017 године Дејан Дојић учествује у извођењу наставе на предметима: Лабораторија физике 3 и Лабораторија физике 4, који припадају Катедри за опште курсеве на другој години, као и на предмету Физика атома и молекула који припада катедри за Физику атома, молекула, јонизованих гасова, плазме и квантну оптику.

За потребе рачунских вежби из предмета Физика атома и молекула написао је нерецензиран рукопис под називом „Увод у атомску физику кроз проблеме“.

Научна активност

Досадашњи истраживачки рад Дејана Дојића одвијао се у Лабораторији за Физику јонизованих гасова на Физичком факултету Универзитета у Београду, под менторством проф. др Срђана Буквића. Дејан Дојић је од новембра 2017. године био ангажован на пројекту „Одређивање атомских параметара на основу облика спектралних линија“ (ОН171008) Министарства просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије под руководством проф. др Стевана Ђенижеа. Област истраживања кандидата је оптичка емисиона спектроскопија и дијагностика пробоја насталог у интеракцији снажних наносекундних ласерских импулса са чврстим метама (ласерски произведена плазма). Сви објављени научни радови Дејана Дојића припадају области ласерски произведене плазме. Током рада на проблематици Дејан Дојић је исказао интересовање за експериментално проучавање динамике и експанзије ласерски произведене плазме на металним метама, као и проблематици апсорпције ласерског зрачења у плазми. Поред поменуте проблематике, Дејан Дојић се бави и мерењима Штаркових ширина и помераја спектралних линија у ласерски

произведеној плазми. Коаутор је на 8 научних радова објављених у водећим међународним часописима, од којих је 7 из категорије M21 а један рад је из категорије M22, са укупним импакт фактором од 24.831, као и четири саопштења са међународних скупова штампана у изводу (M34). Постигнути научни резултати Дејна Дојића изложени су у следећим радовима који су објављени у међународним часописима:

1. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, *Characteristics of laser-induced plasma under reduced background pressure with Doppler spectroscopy of excited atomic species near the shockwave front*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 207 (2018) 73-77.

M21 [IF = 2.599]

doi: 10.1016/j.jqsrt.2017.12.025

2. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, S. Djeniže, *Stark broadening and shift of selected Ge II spectral lines*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 484 (3) (2019) 3419-3424.

M21 [IF = 5.231]

doi: 10.1093/mnras/stz251

3. M. Skočić, **D. Dojić**, S. Bukvić, *Formation of double-layer in the early stage of nanosecond laser ablation*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 227 (2019) 57-62.

M21 [IF = 2.599]

doi: 10.1016/j.jqsrt.2019.02.007

4. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, S. Djeniže, *Experimental Stark widths of Mo I and Mo II spectral lines in visible region*, Journal of Physics B - Atomic, Molecular and Optical physics, 53 (7) (2020).

M22 [IF = 1.833]

doi: 10.1088/1361-6455/ab5547.

5. M. Skočić, **D. Dojić**, S. Bukvić, *Consideration of optical time of light measurement in laser induced plasmas*, Spectrochimica Acta Part B, 165 (2020).

M21 [IF = 3.109]

doi: 10.1016/j.sab.2020.105786

6. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, S. Djeniže, *Stark broadening measurements of Al II, Al III and He I 388.86 nm spectral lines at high electron densities*, Spectrochimica Acta Part B, 166 (2020).

M21 [IF = 3.109]

doi:10.1016/j.sab.2020.105816

7. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, S. Djeniže, *Experimental Stark broadening parameters for singly ionized molybdenum spectral lines in near UV*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 248 (2020).

M21 [IF = 2.599]

doi: 10.1016/j.jqsrt.2020.106997

8. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, *Shielding effects in interaction of nanosecond laser pulses with solid target*, Spectrochimica Acta Part B 186 (2021).

M21 [IF = 3.752]

doi: 10.1016/j.jqsrt.2020.106997

Саопштења са међународног скупа штампана у изводу:

1. M. Skočić, **D. Dojić**, S. Bukvić, *Shock Wave Expansion in Laser induced Plasma*, 29th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, 2018 **M34**
2. M. Skočić, **D. Dojić**, S. Bukvić, *Uncommon Line shapes of Cu I lines in Laser Induced Plasma*, 11th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics, 2017 **M34**
3. M. Skočić, **D. Dojić**, S. Bukvić, *Model function for optical time of flight signal in Laser Induced plasma*, EMSLIBS 2019 **M34**
4. **D. Dojić**, M. Skočić, S. Bukvić, *Doppler spectroscopy of shock waves in laser induced plasma*, 29th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, 2018 **M34**

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора **Дејан М. Дојић**

Број индекса **8004/2017**

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Динамика и експанзија ласерски произведене плазме

- 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 ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

У Београду, јануара 2022. године

Потпис аутора



Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора **Дејан М. Дојић**

Број индекса **8004/2017**

Студијски програм **Физика јонизованог гаса и плазме**

Наслов рада **Динамика и експанзија ласерски произведене плазме**

Ментор **проф. др Срђан Буквић**

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао 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.

У Београду, јануара 2022. године

Потпис аутора



Изјава о коришћењу

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

Динамика и експанзија ласерски произведене плазме

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао 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.

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).

У Београду, јануара 2022. године

Потпис аутора

