



УНИВЕРЗИТЕТ У КРАГУЈЕВЦУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Христина С. Делибашић-Марковић

**ТЕОРИЈСКО-НУМЕРИЧКА МЕТОДА ЗА
ОДРЕЂИВАЊЕ ПАРАМЕТАРА
ЈОНИЗАЦИЈЕ И ЕЛЕКТРОНСКЕ
КОНЦЕНТРАЦИЈЕ У ПРОЦЕСИМА
ИНТЕРАКЦИЈЕ ИМПУЛСНОГ
ЛАСЕРСКОГ ЗРАЧЕЊА СА
МАТЕРИЈАЛИМА БИОЛОШКОГ
ПОРЕКЛА**

докторска дисертација

Крагујевац, 2023.



UNIVERSITY OF KRAGUJEVAC
FACULTY OF SCIENCE

Hristina S. Delibašić-Marković

**THEORETICAL-NUMERICAL METHOD
FOR DETERMINING PARAMETERS OF
IONIZATION AND ELECTRON
CONCENTRATIONS IN PROCESSES OF
INTERACTION OF PULSED LASER
RADIATION WITH MATERIALS OF
BIOLOGICAL ORIGIN**

Doctoral Dissertation

Kragujevac, 2023.

| |
|---|
| Аутор |
| Име и презиме: Христина Делибашић Марковић |
| Датум и место рођења: 17.04.1993. године, Приштина |
| Садашње запослење: Асистент |
| Докторска дисертација |
| Наслов: Теоријско-нумеричка метода за одређивање параметара јонизације и електронске концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима биолошког порекла |
| Број страница: 135 |
| Број слика: 44 |
| Број библиографских података: 230 |
| Установа и место где је рад израђен: Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет |
| Научна област (УДК): јонизација настала под утицајем електрона. Јонизациона лавина (537.563.2(043.3)), Мултифотон (мултиквантна) ласерска екситација. Утицај ласерског фотона (нано-, пикосекунда) (544.532.122(043.3)), Побуђивање и интеракција атома. Међуатомске силе (539.186(043.3)) |
| Ментор: проф. др Виолета Петровић , ванредни професор, Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет |
| Оцена и одбрана |
| Датум пријаве теме: 23.06.2021. године |
| Број одлуке и датум прихватања теме докторске/уметничке дисертације: Веће за природно-математичке науке Универзитета у Крагујевцу број IV-01-771/6 од 13.10.2021. године. |
| Комисија за оцену научне заснованости теме и испуњености услова кандидата: |
| 1. проф. др Виолета Петровић, ванредни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу, 2. проф. др Братислав Маринковић, научни саветник у пензији, Институт за физику у Београду, Универзитет у Београду (председник комисије), 3. проф. др Иван Манчев, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Нишу. |
| Комисија за оцену и одбрану докторске/уметничке дисертације: |
| 1. проф. др Светислав Савовић, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу (председник комисије), 2. проф. др Иван Манчев, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Нишу, 3. проф. др Милан Ковачевић, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу, 4. др Сања Тошић, виши научни сарадник, Институт за физику у Београду, Универзитет у Београду, 5. др Јасна Стевановић, доцент, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу. |
| Датум одбране дисертације: |

Ову докторску дисертацију посвећујем успомени на мог оца Србољуба и деда Саву.

Захвалнице

Захваљујем се својој менторки проф. др Виолети Петровић на указаном поверењу, пренесеном знању, помоћи, свим пријатељским саветима и подрици коју сам током ових година несебично добијала. Морам признати да је њена покретачка снага била пресудна у изради ове тезе, а уједно и инспирација за мој даљи истраживачки развој.

Најискреније хвала проф. др Светиславу Савовићу на саветима и сугестијама које су омогућиле да овај рад квалитативно побољшам. Неизмерно хвала и на инспиративним предавањима која су подстакла моју жељу за бављење научно-истраживачким радом и саветима у кључним тренуцима током докторских студија. Проф. др Ивану Манчеву се захваљујем на пруженом знању и корисним дискусијама током постдипломских студија, али и драгоценим саветима при писању ове дисертације. Такође, захвалност дугујем и проф. др Милану Ковачевићу на посвећеној пажњи током читања тезе, као и сугестијама која су допринела квалитету ове докторске дисертације. Велико хвала др Сањи Тошић на подрици и непроцењивим сугестијама, не само у изради ове докторске дисертације, већ и у мом целокупном истраживачком раду. На крају, користим прилику да се захвалим и др Јасни Стевановић на саветима који су ми били од помоћи током писања ове дисертације.

Неизмерно се захваљујем Александри Меденици, др Ивану Петровићу, др Братиславу Маринковићу, др Милошу Раденковићу, др Ненаду Стевановићу, др Саши Симићу, др Владимиру Марковићу, др Александру Остојићу, др Владимиру Петровићу, др Љубици Кузмановић, др Ратку Ивковићу и његовој супрузи Јелени, др Владимиру Миловановићу и његовој супрузи Вањи, др Константиносу Калерису, Јелени Антић и Предрагу Марковићу на различитим видовима помоћи током свих нивоа студија и великој подрици током писања ове тезе.

Захвалност такође упућујем и свим својим пријатељима и фамилији који су ме свесрдно бодрили да у овом подухвату истрајем до краја. У овој категорији бих посебно издвојила кумове Греговиће – Александру, Миљана, Петру и Анику, моје драге Живаљевиће – Тању, Николу и Николину, моје вољене Јевтиће – Ивану, Бошка и Анђу, моје Марковиће и Ивановића – Милицу, Душку и Уроша, чика Илију Ракића, другаре Вујиновиће – Невену, Александра и Огњена, као и комшије Миловановиће – Вању, Владу, Миму, Јоцу и Лазу.

Највећу захвалност ипак дугујем својој породици - мајци, сестри, ујаку, баки и зету који су увек веровали у мене и пружали ми неизмерну љубав и подршку. На крају, посебну и најдубљу захвалност за неизмерну љубав, подршку, и за сво разумевање овог света дугујем најсјајнијем човеку на свету – свом супругу Стефану.

Сажетак

Предмет ове докторске дисертације је оријентисан ка истраживању и моделовању процеса генерације слободних електрона, уз посебан фокус на материјале биолошког порекла када су изложени интензивном ласерском зрачењу. Акцент је стављен на детаљну анализу параметара јонизације, чиме се постиже увид у комплексну динамику овог феномена. Примена аналитичких и нумеричких алгоритама на одабране временске скале омогућила је истраживање интеракције између ласерског зрачења и материјала, са циљем предвиђања временске дистрибуције слободних електрона. Да би се постигла висока прецизност овог модела, детаљно су анализирани доприноси кључних процеса, укључујући фотојонизацију, каскадну и термалну јонизацију, јонизацију хромофора, дифузију и рекомбинацију. Дисертација представља закључке о томе како параметри ласерског снопа, попут таласне дужине, трајања пулса и енергије пулса, као и карактеристике површине материјала, утичу на генерацију слободних електрона и модификацију површине. Резултати су упоређени са недавно објављеним нумеричким и експерименталним подацима, са којима се изврсно слажу, чиме се потврђује валидност резултата добијених у оквиру ове докторске дисертације.

кључне речи:

фотојонизација, материјали биолошког порекла, параметри јонизације, генерисање слободних електрона, ласером индуковани оптички слом.

Abstract

The subject of this doctoral dissertation is oriented toward the research and modeling of the process of generating free electrons, with a particular focus on materials of biological origin when exposed to intense laser radiation. Emphasis is placed on a detailed analysis of ionization parameters, which provides insight into the complex dynamics of this phenomenon. Applying analytical and numerical algorithms to selected time scales enabled the investigation of the interaction between laser radiation and materials to predict the temporal distribution of free electrons. In order to achieve high precision in this model, the contributions of critical processes, including photoionization, cascade and thermal ionization, chromophore ionization, diffusion, and recombination, are analyzed in detail. The dissertation presents conclusions on how laser beam parameters, such as wavelength, pulse duration, pulse energy, and material surface characteristics, affect the generation of free electrons and surface modification. The results are compared with recently published numerical and experimental data, with which they are in excellent agreement, thereby confirming the validity of the results obtained within this doctoral dissertation.

key words:

photoionization, biological materials, ionization parameters, free-electron generation, laser-induced optical breakdown.

САДРЖАЈ

| | |
|---|----|
| 1. Увод – мотивација и организација тезе..... | 1 |
| 2. Ласери: основни принципи и примене | 6 |
| 2.1. Светлост и електромагнетни талас | 6 |
| 2.2. Поларизација електромагнетних таласа..... | 8 |
| 2.2.1. Линеарна поларизација електромагнетних таласа | 9 |
| 2.2.2. Циркуларна поларизација електромагнетних таласа..... | 10 |
| 2.2.3. Елиптична поларизација електромагнетних таласа..... | 12 |
| 2.3. Спектар електромагнетног зрачења | 13 |
| 2.4. Ајнштајнови коефицијенти | 15 |
| 2.5. Фундаментални аспекти у генерисању ласерске светлости..... | 21 |
| 2.5.1. Формирање ласерског снопа: нормална насељеност и популациона инверзија | 22 |
| 2.5.2. Елементи ласера: структура и функција | 24 |
| 2.5.3. Ласерска технологија – карактеристике, напредак и примене | 25 |
| 2.5.5.1. Подела ласера | 27 |
| 3. Фундаментални аспекти интеракције ласерског зрачења са површином материјала биолошког порекла | 29 |
| 3.1. Теоријска анализа ефеката интеракције ласерског зрачења са биолошким материјалом..... | 29 |
| 3.1.1. Рефлексија и преламање | 30 |
| 3.1.1.1. Анализа оптичких карактеристика средине – примена Френелових формула | 32 |
| 3.1.2. Нумеричка анализа Френелових формула на граници ваздух/ткиво | 41 |
| 3.1.3. Апсорпција и трансмисија..... | 43 |
| 3.1.4. Нумеричка анализа феномена апсорпције..... | 49 |
| 3.1.5. Расејање..... | 52 |
| 4. Теоријски и нумерички приступи за одређивање параметара јонизације и електронске концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима биолошког порекла | 57 |
| 4.1. Ласером индукован оптички слом..... | 58 |
| 4.2. Развој једначина за описивање динамике слободних електрона..... | 60 |
| 4.2.1. Анализа модела фотојонизације | 66 |
| 4.2.2. Анализа модела каскадне јонизације | 72 |
| 4.2.3. Анализа модела јонизације хромофора..... | 74 |
| 4.2.4. Анализа модела термалне јонизације | 75 |

| | |
|--|------------|
| 4.2.5. Анализа модела дифузије и рекомбинације | 75 |
| 4.3. Аналитичко решавање једначине за описивање динамике продукције електрона | 76 |
| 4.4. Нумеричке методе за решавање једначине за продукцију слободних електрона. | 78 |
| 5. Резултати и дискусија | 81 |
| 5.1. Анализа доприноса и губитака кроз укључивање одговарајућих критичних процеса у једначини за продукцију слободних електрона..... | 81 |
| 5.1.1. Утицај фотојонизације на динамику густине слободних електрона..... | 83 |
| 5.1.2. Утицај каскадне јонизације на динамику густине слободних електрона..... | 88 |
| 5.1.3. Утицај дифузије на динамику продукције слободних електрона..... | 90 |
| 5.2. Резултати нумеричког решавања једначине за слободну електронску густину кроз укључивање и искључивање одговарајућих критичних процеса | 92 |
| 5.3. Резултати аналитичког решавања једначине за слободну електронску густину .. | 98 |
| 6. Закључак..... | 105 |
| Литература | 108 |
| Прилози | 123 |
| Прилог 1: Списак слика | 123 |
| Прилог 2: Списак табела | 126 |
| Прилог 3: Појмови, симболи и константе | 127 |
| Биографија аутора | 129 |
| Библиографија аутора..... | 130 |
| <i>Публиковани резултати докторске дисертације.....</i> | <i>135</i> |

1. Увод – мотивација и организација тезе

Ова докторска дисертација је усредсређена на развој поуздане теоријске и нумеричке методологије са циљем да се прецизно квантификују параметри јонизације и електронске концентрације. Наведени параметри показују се као кључни у процесима предикције и регулације резултата интеракције између ласерског зрачења и материјала биолошког порекла, чиме се отвара пут за потенцијалне иновације. Посматрано кроз обједињену призму атомске, молекулске и оптичке физике, ова докторска дисертација пружа значајан допринос дешифровању фундаменталних процеса који леже у позадини интеракције између ласера и материје. Поред тога, омогућава бољи увид у различите светлосне феномене, као што су апсорпција, рефлексија, рефракција и расејање. Такође, у раду се детаљно анализира динамика јонизације и електронских структура материјала биолошког порекла, као и атомских система, под утицајем електромагнетног зрачења. Ласерско зрачење, када се адекватно примени, може да утиче на структуру атома и молекула, узрокујући модификације у њиховим карактеристикама или чак иницирајући њихову потпуну трансформацију. На крају, неопходно је нагласити да резултати представљени у овој докторској дисертацији могу имати широк спектар импликација на бројне интердисциплинарне области које обухватају физику, биологију и медицину. Ова чињеница подвлачи свеобухватну применљивост истраживања спроведеног у оквиру ове докторске дисертације.

Почетни концепти ласера сежу у другу половину 19. века, када су се научници бавили идејом појачања светлости помоћу спонтане емисије [1, 2], односно ослобађања фотона¹ из атома. Међутим, стварна прекретница у развоју ласерске технологије десила се неколико деценија касније, тачније 1917. године, када је Алберт Ајнштајн, објавио рад „О квантној теорији зрачења” [3]. Ова студија представља пресудан допринос у разумевању електромагнетног зрачења, у којем Ајнштајн са методичном прецизношћу интерпретира како се Планков закон зрачења црног тела, у условима термичке равнотеже, може концептуализирати кроз динамичну интеракцију три феномена: спонтане емисије, стимулисане емисије, и апсорпције електромагнетног зрачења. Поред тога, утврђено је да је у условима термичке равнотеже, вероватноћа за појаву стимулисане емисије значајно мања у поређењу са друга два облика интеракција зрачења. Прва експериментална потврда овог теоријског модела настала је тек једанаест година касније, 1928. године, када су Ханс Копферман (*Hans Kopfermann*, 1895-1963) и Рудолф Валтер Ладенбург (*Rudolf Walther Ladenburg*, 1882-1952) извели истраживање које је обухватало коришћење уско постављених интерференцијских прстенова за анализу спектра [4]. Примена ове методе на гасна пражњења довела је до неочекиваног открића негативне дисперзије, феномена који је до тада био непознат научној заједници. Додатном анализом, Копферман и Ладенбург су дошли до закључка да се ова појава јавља због интеракције зрачења и атома у гасу, и то не због апсорпције зрачења од стране атома, већ због стимулисане емисије. Све ове темељне студије и открића омогућили су научној заједници да пружи значајан допринос у развоју ласерске технологије током деценија које су уследиле.

¹ Фотон је елементарна честица која представља квант електромагнетног зрачења, карактеризован својом енергијом, фреквенцијом и таласном дужином, без масе и наелектрисања. Он служи као посредник у електромагнетним интеракцијама и може се понашати као талас или честица, у складу са концептом таласно-честичне дуалности.

Након објављивања резултата Копфермана и Ладенбурга [4], протекло је више од две деценије пре него што је реализована следећа студија од суштинског значаја која се бавила практичном применом стимулисане емисије зрачења. У међувремену, постала је неоспорно јасна чињеница да је достизање појачања зрачења путем стимулисане емисије, у условима инверзне популације енергијских нивоа, достижан циљ. Ипак, без обзира на ову уочљиву могућност, примарни изазов лежао је у откривању ефикасне методе која би омогућила нарушавање термалне равнотеже унутар одређеног система. Уследило је раздобље конкретизације познатих теоријских основа у пракси, што је кулминирало 1954. године, када су Чарлс Таунс (*Charles Townes*, 1915 – 2015) и његови сарадници, Џејмс Гордон (*James Gordon*, 1928 – 2013) и Херберт Цајгер (*Herbert Zeiger*, 1925 – 2011), успешно конструисали молекуларни осцилатор [5], у литератури познат под називом масер, чија је улога била генерисање микроталасног зрачења. Термин „масер” представља акроним, који је проистекао из енглеске фразе **M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation, имплицирајући појачавање микроталасне енергије путем стимулисане емисије зрачења. Непосредно након овог проналаска, Николај Басов (*Nikolay Basov*, 1922 – 2001) и Александар Прохоров (*Alexander Prokhorov*, 1916 - 2002) су унели додатну иновацију у ову област [6]. Наиме, они су предложили методу која укључује примену три енергијска нивоа са циљем постизања режима инверзне популације. Паралелно са овим приступом, а независно од горе поменутих истраживача, Николас Блоемберген (*Nicolaas Bloembergen*, 1920 – 2017) је 1956. године започео истраживање експерименталне методологије која подразумева коришћење три или више нивоа парамагнетних јона [7]. Ова студија је ултимативно допринела развоју могућности за континуирани рад масера у чврстом стању. Истраживање је напредовало на основу овог предлога, те су Хенри Евелин Дерек Сквил (*Henry Evelyn Derek Scovil*, 1923 - 2010) и Џорџ Фехер (*George Feher*, 1924 – 2017) конструисали први масер са активном супстанцом у чврстом стању [8]. Наредне године је постао оперативан и први рубински масер. За револуционарно откриће масера, Таунс, Басов и Прохоров су 1964. године награђени Нобеловом наградом за физику. Ова награда је дала значајан допринос развоју ласерске технологије, што је охрабрило њено даље усавршавање и еволуцију у наредним годинама.

Таунс, Басов и Прохоров су такође разматрали и теоријске аспекте у својим истраживачким радовима, фокусирајући се на могућности проширења функционалности масера на оптички домен спектра. Конкретно, анализирали су параметре и услове под којима би било могуће конструисати уређај сличан масеру, али који би оперисао у инфрацрвеном и видљивом делу спектра [9]. Открића Таунсове истраживачке групе у вези са радом масера у овде поменутој области, објављени 1958. године, значајно су допринели постављању теоријских темеља за будући развој ласерске физике. Две године касније, Теодор Мајман (*Theodore Meiman*, 1927 – 2007) је конструисао први импулсни ласер. Термин „ласер” је акроним изведен из енглеске фразе **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation, што се у слободном преводу може тумачити као „појачавање светлости стимулисане емисијом зрачења”. За конструкцију овог уређаја, Мајман је користио синтетички кристал рубина [10, 11]. Само годину дана касније, осим рада који је поставио основе за практичну имплементацију оваквих система [11], Мајман је објавио и теоријску студију [10], у којој анализира принципе стимулисане емисије и квантне прелазе између енергијских стања, фокусирајући се искључиво на шеме са 3 или 4 енергијска нивоа.

Након Мајмановог открића, заједница физичара и инжењера постала је све више заинтересована за истраживање потенцијалног коришћења ласера у медицинске сврхе. Рани извештаји о експерименталним и клиничким применама интензивне, кохерентне и монохроматске ласерске енергије за одабране оперативне процедуре објављени су 1964.

године [12], а сугеришу да је сноп рубинског ласера делимично разорио туморско ткиво, које је касније пратила одложена ремисија. Само годину дана касније, забележена је прва успешна елиминација поткожних малигнух тумора [13, 14]. Иако су такви резултати подстакли ентузијазам у хируршком истраживању, њихов напредак био је ограничен недостатком одговарајуће опреме и квалификованог особља. Поред тога, треба нагласити да су постојали одређени етички проблеми у почетним фазама развоја ове научне дисциплине, нарочито у погледу употребе ласерске енергије на људском ткиву. Једно од раних значајних истраживања у овој области био је рад из 1971. године [15], у коме су анализирани ефекти ласерске светлости на биолошке мете. Ова студија је показала да ласерска светлост може бити ефикасна у изазивању локалне топлоте у ткивима, што може довести до коагулације (стварања крвних угрушака) и испарења ткива. Такође је откривено да ласерска светлост може селективно деловати на одређене типове ткива, што је отворило врата за развој нових терапеутских метода за лечење тумора и других обољења. Научна заједница је током шездесетих и седамдесетих година 20. века била претежно фокусирана на прелиминарно истраживање интеракција између електромагнетног зрачења и различитих врста ткива [16, 17]. Свеобухватно истраживање утицаја високо-интензивне ласерске светлости на биолошке мете током осамдесетих година прошлог века омогућило је дубље разумевање интеракција између ласера и третираног узорка. Ово је резултирало откривањем феномена познатог као ласерски индуковани слом (енгл. „Laser Induced Breakdown”) [18]. Један од кључних изазова у разумевању овог феномена било је темељно истраживање механизма који доводе до стварања високоенергијског стања материје услед примене високог притиска и температуре, као и анализа његовог утицаја на ткива. Узимајући у обзир да постоји могућност разградње материје на молекуларном нивоу, овај аспект истраживања показао се изузетно значајним.

Након открића ласером индукованог слома, развијено је неколико теоријских приступа, који су имали за циљ истраживање потенцијала за његову примену у различитим научним областима. Током иницијалне фазе успостављања теоријског оквира за анализу високоенергијског стања које произлази из интеракције ласера са материјалом у шездесетим годинама XX века, доминирао је приступ кроз примену хидродинамичког модела [19]. Овај модел анализира понашање материјала под утицајем високог притиска и температуре, симулирајући интеракцију ласера са ткивом. Наиме, када интензиван светлосни сноп погоди ткиво, оно се загрева, што доводи до брзог испаравања материјала. Описани процес резултира акумулацијом значајне количине паре унутар суженог простора. Како пара брзо експандира, иницира се формирање специфичног стања материје које наликује на јонизовани гас. Ово ново стање карактерише висока концентрација слободних електрона и позитивних јона, који се под утицајем електромагнетног поља крећу у различитим правцима. Формирано стање, које се одликује високом густином електрона, наставља да се шири кроз материјал попут флуида, пружајући значајан допринос хидродинамичким карактеристикама овог процеса. Хидродинамички модел се ослања на основне законе хидродинамике и користи једначине континуитета и идеалног гаса [20], Бернулијеву једначину [21] и Навије-Стоксове релације [22], како би описао понашање јонизованог гаса и квантификовао његов утицај на околно ткиво. Међутим, овај приступ не може да укључи комплексне процесе који се јављају на субатомском нивоу, као што су различити типови судара између честица. Због тога се, почетком седамдесетих година XX века, развио кинетички модел [23] који се заснивао на опису појединачних честица и њихових међусобних интеракција. Он је представљао алтернативу хидродинамичком приступу, а одликовала га је могућност детаљнијег описивања феномена ласер-индуковане плазме (енгл. „Laser Induced Plasma” - LIP) на микроскопском нивоу, као и анализа процеса попут

фотојонизације, каскадне и термалне јонизације, електронског атачмента и деатачмента, и секундарне електронске емисије. Теоријско моделовање, коришћењем кинетичког модела, било је кључно за развој нових математичких приступа, који су искоришћени у циљу детаљнијег проучавања етапа, које доводе до ласерски индукованог слома. Једна од значајнијих једначина у овом контексту је она која описује брзину промене густине слободних електрона (енгл. „free-electron density rate equation”) током интеракције ласера са материјалом. Она је изведена у студији објављеној 1974. године [24] и временом се наметнула као кључна за боље разумевање феномена ласерски индукованог слома. Комбиновање основних постулата кинетичког модела, а у циљу извођења једначине за брзину промене густине слободних електрона допринело је фундаменталном разумевању, али и оптимизацији процеса попут термалног ширења и испаравања површинских слојева механизмима термичке, механичке и фотохемијске аблације. Под специфичним условима, попут врло високих густина електрона и екстремних температура, разлике између кинетичког и хидродинамичког модела постају значајне. Тада се често користе хибридни модели [25], који обједињују особине хидродинамичког и кинетичког приступа и тако омогућавају боље разумевање сложених феномена у јонизованом гасу. Након увођења овде поменутих теоријских приступа, развијен је и релативно нов модел, који се ослања на анализу једначине флукса фотона (енгл. „photon flux equations”) [26, 27]. Он узима у обзир интеракције фотона и електрона у циљном материјалу, заједно са одговарајућим транспортним процесима, што је од кључног значаја при анализи ширења високоенергијских стања и стварања шупљина у материјалу под дејством ласера високог интензитета. Такође, овај приступ је могуће комбиновати са хибридним моделом како би се анализирао утицај енергије ласера на материјал биолошког порекла, укључујући и процесе аблације, који се јављају као последица брзог загревања и испаравања материјала услед високих температура. Поред већ поменутих модела, у анализи феномена ласерски индукованог слома користе се и они који се баве оптичком апсорпцијом и дисперзијом у ткиву [28], као и приступи који изучавају утицај времена излагања и таласне дужине ласера на формирање слободних електрона [29, 30]. Наведене теоријске анализе подржане су бројним експерименталним радовима [31-36].

Ова докторска дисертација се бави конструкцијом и евалуацијом кинетичког модела који прецизно карактерише понашање слободних електрона на микроскопском нивоу и симулира релевантне процесе који се одвијају на површини материјала биолошке провенијенције. За његово креирање, неопходно је дефинисати различите временске скале које чине модел и изабрати одговарајуће нумеричке алгоритме моделовања за имплементацију. Фокус дисертације је на одабраним аспектима интеракције импулсног ласерског зрачења са ткивом, са посебним нагласком на извођењу аналитичких израза за предикцију временске расподеле концентрације слободних електрона који настају као последица ове интеракције. Као полазна тачка, детаљно су разматрани критични процеси у продукцији слободних електрона, као што су ексцитација електрона, фотојонизација (мултифотонска и тунелна јонизација), каскадна и термална јонизација, јонизација хромофора, дифузија, електрон-јон рекомбинација, и секундарна електронска емисија. Испитивање појаве плазме индуковане испред мете представљало је секундарни аспект овог истраживања.

Докторска дисертација је организована на следећи начин:

У првом, уводном поглављу, пружен је концизан преглед историјског развоја који је претходио открићу ласерски индукованог слома. Преглед обухвата различите научне теорије и експерименте који су допринели разумевању овог феномена. Такође, сажето су описане и основне поставке кинетичког модела, који омогућава детаљније проучавање понашања материјала биолошког порекла под утицајем ласерске енергије.

Друго поглавље докторске дисертације посвећено је развоју ласера и ласерске технике. Уведени су основни појмови везани за процес настајања ласерског зрачења и сажето су представљене основне карактеристике ласерског снопа.

У трећем поглављу, описан је процес интеракције електромагнетног зрачења са материјалом биолошког порекла, као и детаљна анализа геометрије процеса рефлексије, расејања, апсорпције и трансмисије. Ради дубљег истраживања, спроведене су и нумеричке симулације које омогућавају свеобухватну анализу наведених процеса.

У четвртном поглављу докторске дисертације излагање је посвећено изучавању ласерски индукованог оптичког слома и процесу продукције слободних електрона под утицајем ласерског зрачења. Фокус је стављен на развој и усавршавање аналитичких и нумеричких модела за прецизно описивање овог феномена у материјалима биолошког порекла. Детаљно су разматрани разноврсни механизми који доприносе генерацији слободних електрона, као што су фотојонизација, каскадна и термална јонизација и јонизација хромофора, као и посматрање оних који доводе до губитака електрона путем дифузије и рекомбинације. Кључни циљ овог поглавља је да пружи детаљно разумевање динамике ласерски индукованог слома, истовремено представљајући моделовање овог феномена коришћењем аналитичких и нумеричких методологија.

У петом поглављу тезе је представљена детаљна теоријско-нумеричка анализа процеса генерисања слободних електрона у ласерски индукованом оптичком слому. Истраживање обухвата широк спектар физичких феномена у ласерском пољу. Посебан фокус је стављен на одабир одговарајућих вероватноћа или стопа јонизације, који су кључни за цео процес. Поред тога, анализиран је однос и утицај енергије јонизације, таласне дужине ласера и интензитета зрачења на феномен оптичког слома.

На крају, у шестом поглављу је дат закључак дисертације.

2. Ласери: основни принципи и примене

Ово поглавље докторске дисертације има за циљ да пружи увид у фундаменталне принципе и примене ласера у домену генерисања електромагнетног зрачења, уз осврт на структуру и функционалност компоненти ласера, као и интеракцију ласерског зрачења са материјалом. Иако је теза теоријског карактера, њен практичан значај захтева и дубље разумевање експерименталних фактора везаних за процесе интеракције ласерског зрачења и материјала. Стога, ово поглавље укључује и квалитативан опис експерименталних истраживања, како би се пружио целовит увид у процесе генерисања електромагнетног зрачења, а касније и ласерске светлости. Као део теоријског разматрања, биће уведен појам електромагнетних таласа експлоатацијом Максвелових једначина. На основу добијених израза, биће објашњена и анализирана њихова поларизација, али и изведени Ајнштајнови коефицијенти који су кључни за разумевање процеса спонтане и стимулисане емисије, као и апсорпције ласерског зрачења. Примена електромагнетног зрачења у ласерској технологији биће детаљно илустрована, а на крају ће бити описана структура и функција појединачних елемената ласера. Све ове целине ће бити логички структуриране и повезане, како би се пружио систематичан преглед основних принципа и примена ласера.

2.1. Светлост и електромагнетни талас

Крајем 19. века, енглески научник Џејмс Клерк Максвел (*James Clerk Maxwell*, 1831-1879) формулисао је систем математичких израза, које су у његову част добиле назив Максвелове једначине [37]. Њиховим увођењем је постигнут значајни напредак у разумевању електричних и магнетних појава. Пре тога, ови феномени су проучавани засебно, али је њихово уједињење омогућило квантитативни и квалитативни помак у стварању јединствене теорије. Максвелове формуле обухватају четири једначине које карактеришу однос између електричног и магнетног поља, као и три допунске материјалне једначине. Кроз њихово теоријско проучавање, Максвел је успео да објасни све, у том тренутку познате, експерименталне чињенице и да предвиди неке до тада непознате појаве [38, 39]. На пример, његова теорија је предвидела постојање електромагнетних таласа, који су касније експериментално откривени и као такви постали основа за развој ласерске технологије. Такође, анализа ових једначина је омогућила објашњење бројних оптичких појава, укључујући поларизацију светлости, рефракцију, и интерференцију.

Максвелове једначине представљају темељна начела класичне електромагнетне теорије и као такве чине основу за описивање електромагнетних појава. Формулисане су 1865. године и иако је од њиховог открића прошло више од једног века, и данас се у савременој науци сматрају веома важним. Зависно од природе проблема који се решава, оне се могу изразити на два начина: коришћењем диференцијалне или интегралне форме. За теоријски опис електромагнетних појава, диференцијална форма се обично сматра прикладнијом због своје јасноће и прецизности [40].

У овом поглављу ће бити изложене Максвелове једначине у диференцијалном облику, које представљају основу за увођење појма електромагнетних таласа. Њихова имплементација захтева да све величине које се проучавају буду диференцијалне

функције просторних координата и времена, што ограничава њихову примену на континуалне средине чије се особине не мењају скоковито. Сет Максвелових једначина је дефинисан изразима [37]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}. \quad (2.4)$$

У систему једначина (2.1)–(2.4), ∇ представља оператор градијента са јединичним векторима \vec{e}_x , \vec{e}_y и \vec{e}_z који одговарају x , y и z правцу. Он се дефинише као $\vec{\nabla} = (\partial/\partial x)\vec{e}_x + (\partial/\partial y)\vec{e}_y + (\partial/\partial z)\vec{e}_z$. Поред скаларних величина као што је густина слободних носилаца наелектрисања, ρ , у једначинама се појављују и вектори електричне индукције, \vec{D} , јачине електричног поља, \vec{E} , магнетне индукције, \vec{B} , јачине магнетног поља, \vec{H} , и густине струје слободних носилаца наелектрисања, \vec{j} . Када се формулишу ове једначине, аргументи (\vec{r}, t) се типично не наводе експлицитно (подразумевају се). Дакле, све величине које се у њима појављују узимају се у истој тачки простора и истом тренутку времена.

У циљу темељног разумевања утицаја електричног и магнетног поља на стварање електромагнетног таласа, неопходно је да систем једначина (2.1)–(2.4) буде употпуњен одређеним допунским условима који карактеришу електричну и магнетну поларизацију, као и проводност дате средине. Због тога се у анализу укључују допунске једначине које су у литератури познате под називом „материјалне једначине” и имају облик [37]:

$$\vec{D}(\vec{E}) = \vec{P}(\vec{E}) + \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (2.5)$$

$$\vec{B}(\vec{H}) = \mu_0 \vec{M}(\vec{H}) + \mu_0 \vec{H}, \quad (2.6)$$

$$\vec{j}(\vec{E}) = \sigma \vec{E}, \quad (2.7)$$

где величине $\vec{P}(\vec{E}) = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E}$ и $\vec{M}(\vec{H}) = \chi_m \vec{H}$ представљају векторе електричне и магнетне поларизације, респективно. Овде се такође наводе и константе које су од значаја, попут диелектричне константе вакуума, ε_0 , електричне сусцептибилности, χ_e , универзалне магнетне константе вакуума, μ_0 , магнетне сусцептибилности, χ_m , и специфичне проводности, σ . Њихове вредности зависе од физичких карактеристика средине у којој се опажају електромагнетни ефекти [41].

Имајући у виду дефиницију вектора јачине електричне и магнетне поларизације, могуће је трансформисати сет једначина (2.5)–(2.7) као:

$$\vec{D}(\vec{E}) = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \vec{E} = \vec{E} \varepsilon_0 (\chi_e + 1) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \quad (2.8)$$

$$\vec{B}(\vec{H}) = \chi_m \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{H} = \vec{H} \mu_0 (\chi_m + 1) = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad (2.9)$$

$$\vec{j}(\vec{E}) = \sigma \vec{E}. \quad (2.10)$$

У литератури су једначине (2.8)–(2.10) познате као материјалне или супстанцијалне једначине, где су ϵ_r и μ_r релативна диелектрична пермитивност и релативна магнетна пермеабилност, респективно.

У класичној оптици, линеарна апроксимација система једначина (2.8)–(2.10) је довољна за описивање светлосних поља и њихових интеракција са материјалом. Међутим, са појавом снажних извора електромагнетног зрачења, било је потребно анализирати светлосна поља већих интензитета, што је захтевало укључивање нелинеарних ефеката [42]. Они се узимају у обзир додавањем додатних чланова у једначинама (2.8)–(2.10). Такође, треба имати на уму да поларизација и магнетизација материјала не морају увек бити паралелне са светлосним пољима. Због тога, константе $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$ и σ могу зависити од правца и бити представљене као тензорске функције. Ипак, у многим ситуацијама, ови параметри се могу сматрати константним вредностима, које не зависе од правца. Ово је најчешће случај када материјал има иста својства у свим правцима, односно када је изотропан.

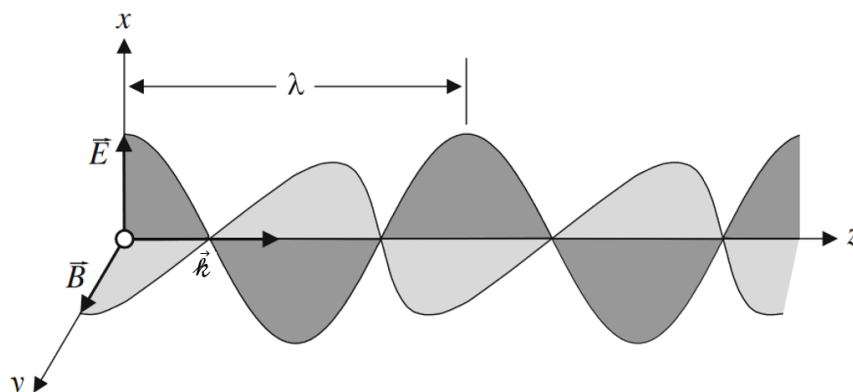
Маквелове једначине представљају темељ класичне електродинамике, које повезују електрична и магнетна поља са њиховим изворима и одређују како ова поља међусобно делују. Међутим, због своје математичке сложености, дуго времена су биле прави изазов за научнике који су желели да продру дубље у својства електромагнетног зрачења. Како би се Максвелове једначине учиниле приступачнијима за анализу, истраживачка заједница је трагала за начином да их трансформише у једноставнији облик. Кроз методичка истраживања, уочено је да се, уз примену ротора на Максвелове једначине, могу извести таласне једначине које описују понашање електромагнетних таласа. Конкретно, коришћењем векторских идентитета и диференцијалног рачуна, из једначине (2.3) изведена је таласна једначина за електрично поље, $\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$, која описује како се варијације у електричном пољу шире кроз простор и време. Слично томе, применом сличних математичких метода на једначину (2.4), добијена је аналогна таласна једначина за магнетно поље, $\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0$. Изведене једначине су биле од суштинског значаја, јер су омогућиле предвиђање и анализирање понашања електромагнетних таласа у разним срединама. Међутим, теоријски напредак постигнут кроз Максвелове и таласне једначине требао је експерименталну потврду. Ову улогу је испунио Хајнрих Рудолф Херц (*Heinrich Rudolf Hertz*, 1857-1894) кроз своје историјске експерименте у којима је успешно генерисао и детектовао електромагнетне таласе у лабораторијским условима. Херцови експерименти су доказали да електромагнетни таласи постоје и да се шире брзином светлости, c , чиме су пружили коначну потврду тачности Максвелових једначина и њихових изведених таласних једначина. Ово је поставило темеље за развој модерне електромагнетне теорије и довело до бројних технолошких иновација у области физике ласера.

2.2. Поларизација електромагнетних таласа

Једна од главних карактеристика електромагнетних таласа са становишта експерименталне примене је поларизација која представља комплексни концепт који се односи на оријентацију и распоред осцилација електричног поља у простору и времену у односу на правац простирања електромагнетног таласа. Овај феномен има пресудан утицај на интеракцију електромагнетног зрачења са материјалом, рефлексију, рефракцију и расејање на граници између различитих средина, као и њихово међусобно деловање. Стога, детаљно разумевање поларизације омогућава бољи увид у својства

електромагнетних таласа, њихову генерацију, детекцију и широк спектар практичних примена [44].

На Слици 2.1 приказан је репрезентативни пример простирања електромагнетног таласа дуж z – осе.



Слика 2.1. Простирање трансверзалног, раванског електромагнетног таласа. Вектори електричног поља, \vec{E} , магнетног поља, \vec{B} , и таласног вектора, \vec{k} , су међусобно нормални.

Ако се координатне осе одаберу тако да се талас простира дуж z – осе (као на Слици 2.1), електрично поље у општем случају може имати компоненте дуж x – и y – осе, што се математички може записати у следећој форми:

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ k \end{bmatrix} \Rightarrow \vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0,x} \\ E_{0,y} \exp[i\Phi] \\ 0 \end{bmatrix} \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)], \quad (2.11)$$

где параметар Φ представља разлику у фазама компоненти електричног поља дуж x и y правца. Фазна разлика, као кључни параметар, утиче на облик електромагнетног таласа и његову интеракцију са окружењем.

У циљу представљања поларизационих својстава у компактном и математички управљивом облику, често се уводи нормализовани двокомпонентни вектор (вектор поларизације или Џонсов вектор), \vec{J} , који описује оријентацију и фазне односе између компоненти електричног поља које су ортогоналне на правац простирања таласа. У случају електромагнетног таласа који се простира дуж z – осе, Џонсов вектор се израчунава као [45]:

$$\vec{J} = \frac{1}{\sqrt{E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2}} \begin{pmatrix} E_{0,x} \\ E_{0,y} \exp[i\Phi] \end{pmatrix}, \quad |\vec{J}| = 1, \quad (2.12)$$

У зависности од вредности компоненти $E_{0,x}$ и $E_{0,y}$, као и Џонсоновог вектора, \vec{J} , и фазне разлике, Φ , могуће је прецизно класификовати да ли је талас линеарно, кружно или елиптично поларизован.

2.2.1. Линеарна поларизација електромагнетних таласа

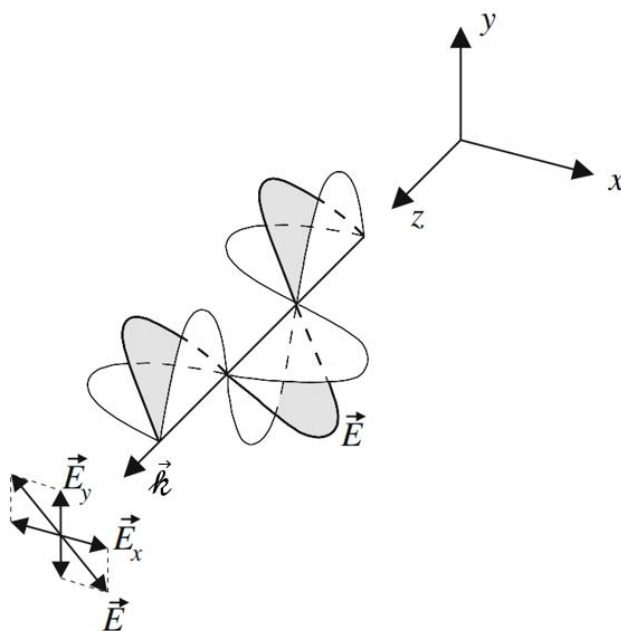
Линеарна поларизација, као кључни концепт у проучавању електромагнетних таласа и њихове интеракције са различитим материјалима, захтева детаљније разматрање појединих карактеристика, као што су фазна разлика, Φ , и Џонсонов вектор, \vec{J} . У случају линеарно поларизованих таласа, фазна разлика износи нула или целобројни умножак броја π , односно:

$$\Phi = n\pi, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.13)$$

што резултира константним односом амплитудних и фазних компоненти, као и очувању усмерености електричног поља током пропагације електромагнетног таласа. Џонсонов вектор, са друге стране, пружа компактну и једноставну репрезентацију поларизационих стања, омогућавајући боље разумевање и анализу линеарно поларизованих таласа. У контексту линеарне поларизације, могуће га је представити као јединични вектор чије компоненте имају реалне вредности, на пример:

$$\vec{J}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{J}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

На Слици 2.2 се види да вектор \vec{E} континуирано осцилује унутар једне фиксне равни која пролази кроз вектор \vec{k} , а ова равни је позната као равни поларизације.



Слика 2.2. Линеарно поларизовани равански талас чији вектор електричног поља осцилује у једној равни дуж фиксне осе док се шири простором.

На крају је важно напоменути да због константне усмерености осцилација, линеарно поларизовани таласи показују јасну структуру и предвидљиве карактеристике у погледу интеракције са материјалима и другим електромагнетним таласима.

2.2.2. Циркуларна поларизација електромагнетних таласа

За разлику од линеарне поларизације, код које електрично поље осцилује дуж једне фиксне осе, циркуларну поларизацију карактерише континуирано ротирајући вектор електричног поља у равни, чија се амплитуда одржава константном током ротације.

Фазна разлика између ортогоналних компоненти електричног поља је у случају циркуларне поларизације дефинисана изразом:

$$\Phi = \frac{\pi}{2} (1 + 2n), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.15)$$

што значи да једна компонента заостаје или претходи другој за 90 степени. Ова фазна разлика резултира ротацијом вектора електричног поља током пропагације таласа. У случају циркуларне поларизације важи да су амплитуде компоненти електричног поља међусобно једнаке:

$$|E_{0,x}| = |E_{0,y}|, \quad (2.16)$$

чиме се постиже циркуларни облик ротације вектора електричног поља током пропагације таласа. У пракси се показало да су циркуларно поларизовани таласи отпорнији на промене поларизације приликом рефлексије од површина, што их чини погоднијим за примену у ласерским системима.

Џонсонов вектор, у случају циркуларне поларизације, може се представити као комплексни вектор:

$$\vec{J}_{l,d} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

при чему комплексне вредности компоненти омогућавају прецизно описивање ротације вектора електричног поља, као и њихових карактеристика и својстава. Овде се индекси „ l ” и „ d ” односе на леворотирајућу и десноротирајућу поларизацију, респективно. Смер вектора поља дефинисан једначином (2.17) није фиксиран. Због тога се често узима у обзир временска зависност таласа, и трансформише једначина (2.17) као:

$$\vec{J}_{l,d} \cdot \exp[-i\omega t] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \exp[-i\omega t] \\ \pm i \exp[-i\omega t] \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos[\omega t] - i \sin[\omega t] \\ \pm \sin[\omega t] \pm i \cos[\omega t] \end{bmatrix}, \quad (2.18)$$

чије су компоненте једнаке по апсолутној вредности, али са фазном разликом од $\frac{\pi}{2}(1 + 2n)$ за $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Анализом једначине (2.18) могуће је објаснити феномене леворотирајуће и десноротирајуће циркуларне поларизације. Наиме, леворотирајућа циркуларна поларизација (ЛЦП) подразумева ротацију електричног поља у смеру супротном од смера казаљке на сату, када се посматра у правцу ширења таласа. Супротно, десноротирајућа циркуларна поларизација (ДЦП) означава ротацију електричног поља у смеру казаљке на сату, када се посматра у правцу ширења таласа. У једначини (2.18), знак \pm у комплексном вектору се односи на ЛЦП или ДЦП. Позитиван знак (+) у овом контексту указује на ЛЦП, док негативан знак (–) представља ДЦП. Једначина (2.15) се трансформише у зависности од посматраног смера ротације електричног поља. У случају анализе фазне разлике за ЛЦП могуће је записати:

$$\Phi_l = 2\pi \left(n - \frac{1}{4} \right), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.19)$$

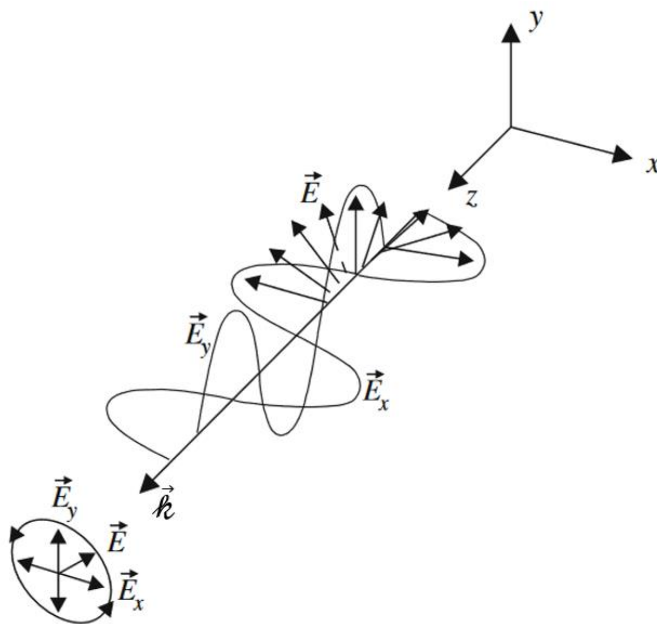
док за ДЦП важи:

$$\Phi_d = 2\pi \left(n + \frac{1}{4} \right), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.20)$$

Оба израза представљају вредности фазе поларизације при којима се може постићи максимална јачина сигнала за одговарајућу врсту поларизације. ЛЦП и ДЦП, доводе до различитих феномена током интеракције са материјалима, што може резултирати различитим ефектима или карактеристикама. На пример, одређени материјали могу фаворизовати један тип поларизације у односу на други, што може утицати на њихове оптичке особине.

Без обзира на то да ли се анализира феномен ЛЦП или ДЦП, интензитет вектора поља мора остати константан, због услова који је наметнут једначином (2.16). Када би се пратила крајња тачка вектора поља док се ротира, приметило би се да она описује круг у $x - y$ равни, као на Слици 2.3. Ово кружно кретање представља једну од основних

карактеристика циркуларно поларизованих таласа и од великог је значаја у разумевању понашања електромагнетних таласа.



Слика 2.3. Илустрација циркуларног електромагнетног таласа који настаје када вектор електричног поља ротира око осе пропагације.

Коначно, неопходно је нагласити да циркуларно поларизовани таласи, захваљујући константној усмерености осцилација, испољавају јасну структуру и предвидљиве карактеристике у смислу интеракције са различитим материјалима и срединама, као и другим електромагнетним таласима.

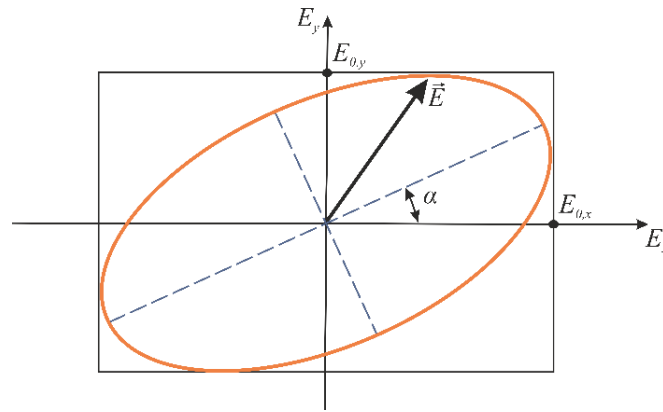
2.2.3. Елиптична поларизација електромагнетних таласа

Линеарно и циркуларно поларизовани таласи представљају посебне случајеве елиптично поларизованих електромагнетних таласа, код које резултујући вектор електричног поља \vec{E} ротира и истовремено мења свој интензитет током времена, описујући елиптичну путању у простору. Компоненте вектора електричног поља \vec{E} су функције просторних и временских координата и могу да се напишу у облику:

$$E_x(t, z) = E_{0,x} \cos[kz - \omega t], \quad (2.21)$$

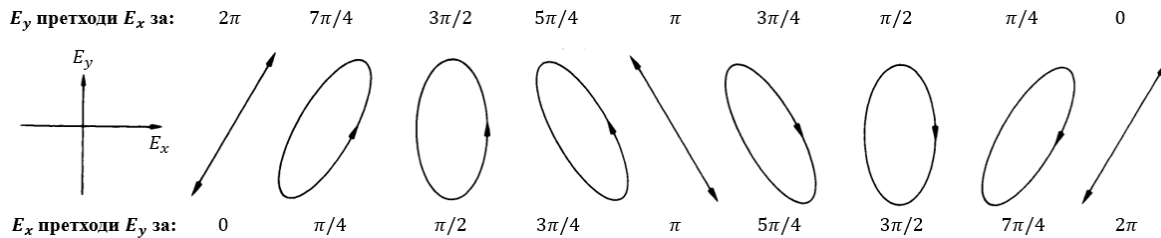
$$E_y(t, z) = E_{0,y} \cos[kz - \omega t + \varepsilon], \quad (2.22)$$

где ε представља фазни померај (елиптичност) између x и y компоненти електричног поља који дефинише облик елипсе коју описује вектор електричног поља, \vec{E} . Вредност овог параметра одређује поларизацију електромагнетног таласа. Уколико је вредност ε једнака 0 или π , електрично поље ће бити линеарно поларизовано. У ситуацији када је ε једнако $\pi/2$ или $-\pi/2$, а амплитуде електричног поља дуж x и y осе су једнаке $|E_{0,x}| = |E_{0,y}|$, резултујуће електрично поље постаје циркуларно поларизовано. У преосталим случајевима, електрично поље ће бити елиптично поларизовано, при чему ће облик елипсе зависити од вредности ε , као и од одговарајућих амплитуда $|E_{0,x}|$ и $|E_{0,y}|$ (видети Сliku 2.4).



Слика 2.4. У елиптичној поларизацији, врх вектора електричног поља \vec{E} прати елипсу, а угао α одређује оријентацију те елипсе у односу на $x -$ осу.

На Слици 2.5 илустрован је утицај различитих вредности елиптичности, ϵ , као и односа између компоненти електричног поља E_x и E_y на конфигурацију поларизације електромагнетног таласа.



Слика 2.5. Различите конфигурације поларизације.

На доњој ивици Сlike 2.5, ознаке указују да $E_x(t, z)$ претходи $E_y(t, z)$ за вредности $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \dots$, које представљају позитивне вредности ϵ . Поред тога, идентичан сет кривих се појављује и за случај када $E_y(t, z)$ претходи $E_x(t, z)$ за: $2\pi, 7\pi/4, 3\pi/2, 5\pi/4, \dots$ у ситуацијама када ϵ има негативне вредности. Одавде је могуће закључити да је раван електромагнетни талас увек поларизован, са карактеристиком да крај вектора електричног поља \vec{E} осцилује дуж елиптичне путање у равни која је нормална на правац ширења таласа. Ово имплицира да је монохроматска светлост инхерентно елиптично поларизована, што није случај са природном светлошћу.

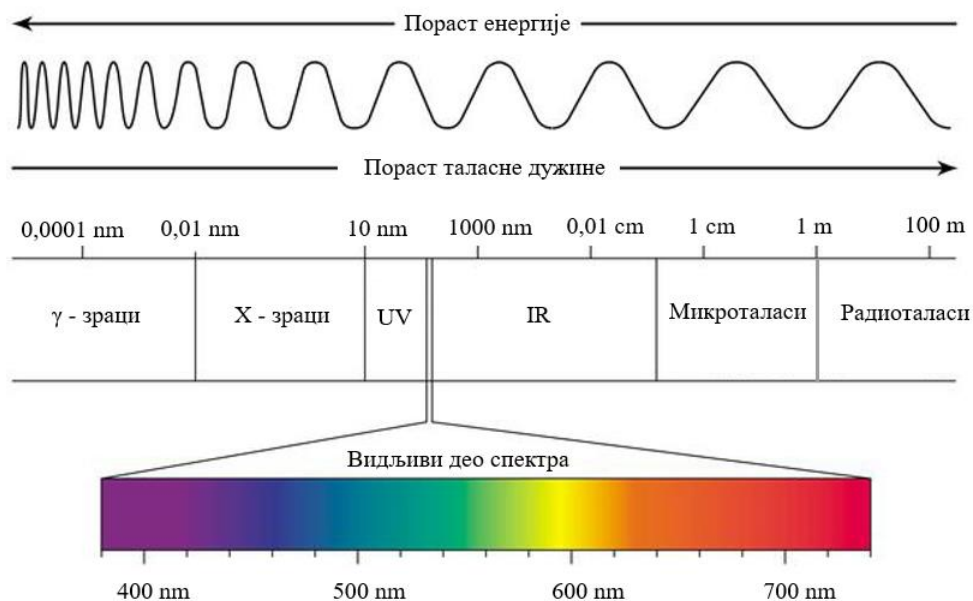
Електромагнетни таласи не постоје само у једном облику, већ се могу манифестовати у широком спектру фреквенција и таласних дужина. Због тога је, у даљем тексту, спроведена свеобухватна анализа различитих сегмената електромагнетног спектра, при чему је посебан фокус усмерен на специфичне карактеристике и практичне примене ових таласа.

2.3. Спектар електромагнетног зрачења

Као што је већ речено, истакнути немачки физичар, Хајнрих Рудолф Херц извео је иновативне експерименте са електромагнетним таласима 1887. године [43]. У својим истраживањима, он је употребљавао електрични осцилатор, уређај који производи осцилујући електрични сигнал, како би генерисао наведене таласе. Додатно, користио је и параболочно огледало за усмеравање и фокусирање истих. Применом описане методе,

немачки научник је успешно произвео електромагнетне таласе чије су таласне дужине биле у опсегу од 0,6 до 10 метара. Ови пионирски експерименти поставили су темеље за каснија истраживања, доприносећи значајно развоју научног знања и технологија које се ослањају на ову врсту таласа. Херцови радови омогућили су боље разумевање кључних карактеристика посматраног феномена, као што су фреквенција, таласна дужина и брзина, што је на крају резултирало развојем разних напредних технологија, укључујући и ласерске системе. Херц је експериментално потврдио и чињеницу да електромагнетни таласи имају трансверзалну природу, што значи да се електрично и магнетно поље међусобно простиру под правим углом, а оба поља су оријентисана ортогонално у односу на правац простирања таласа.

Рад на Херцовим експериментима је наставио руски научник Петар Николаевич Лебедев (*Piotr Nikolaevich Lebedev*, 1866-1912). Он је 1894. године успео да генерише електромагнетне таласе са таласном дужином од око 6 nm и проучи њихово простирање у кристалима. Како су истраживања у области електромагнетног зрачења напредовала, апсорбујући важне доприносе Херца и Лебедева, научна заједница је постепено почела да разуме ширину и сложеност електромагнетног зрачења. Установљено је да се видљива светлост, коју људско око може детектовати, разликује од електромагнетних таласа, генерисаних електричним осцилацијама, само по својим таласним дужинама. Видљива светлост има таласне дужине у опсегу од ~400 nm до ~700 nm, што указује на чињеницу да су енергије светлосних таласа знатно веће у поређењу са другим облицима електромагнетног зрачења. Поред видљивог дела спектра, откривено је постојање значајнијих делова електромагнетног зрачења који се налазе изнад и испод ових граница (Слика 2.6).



Слика 2.6. Електромагнетни спектар (континуум електромагнетних таласа који се разликују по таласним дужинама и енергијама).

На десној страни електромагнетног спектра, приказаног на Слици 2.6, радиоталаси заузимају значајно место, а нарочито у телекомуникационим технологијама, због своје способности да се простиру на великим удаљеностима са минималним губицима енергије. У контрасту са радио таласима, таласна дужина микроталаса обично варира у распону од 1 mm до 1 m (видети Сliku 2.6). Због својих специфичних карактеристика, они налазе широку примену у телекомуникацијама, посебно у радарским и навигационим системима, јер омогућавају прецизно одређивање удаљености, брзине и

положаја објеката. Инфрацрвено зрачење (IR) карактерише таласна дужина која је дужа од видљиве светлости, али краћа од микроталаса. За инфрацрвено зрачење је карактеристично да има способност да буде апсорбовано од стране молекула у материјалима, што доводи до повећања кинетичке енергије ових молекула и последичног загревања материјала. Видљиви део спектра, као што је већ наглашено, може бити детектован људским оком. Следеће у електромагнетном спектру је ултраљубичасто (UV) зрачење, које се детектује између видљивог дела спектра и X – зрачења. Енергијски ниво UV зрачења је већи од оног у видљивом делу спектра, што потенцијално може иницирати низ неповољних реакција на ткивима биолошког порекла, укључујући фототоксична оштећења, убрзану деградацију колагена што резултира превременим старењем, као и значајно повећање вероватноће за развој канцерогених ткива. Настављајући са анализом електромагнетног спектра, долази се до X – зрачења које карактерише још већим нивоом енергије. Када ово зрачење продире кроз људско тело, већина фотона пролази кроз ткива, док се неки апсорбују од стране атома унутар ткива. Апсорбовано зрачење може да се користи за снимање унутрашњих структура тела, као што су кости или органи. Међутим, превелика количина апсорбованог зрачења може оштетити ћелије у ткивима и изазвати нежељене ефекте. Због тога се у медицинске сврхе користе релативно ниске дозе X – зрачења [46, 47]. На крају, највиши енергијски нивои електромагнетног спектра припадају гама зрачењу. Ово електромагнетно зрачење високе енергије и кратких таласних дужина емитују радиоактивни изотопи при различитим врстама нуклеарних распада или при нуклеарним реакцијама.

Границе између различитих области електромагнетног спектра нису строго дефинисане, већ су условне и подложне преклапању, с обзиром на то да један облик зрачења постепено и континуирано прелази у суседни. Поред тога, различити делови спектра имају потпуно разноврсно деловање на различите материјале, што захтева проучавање појединачних делова спектра у оквиру посебних научних грана.

Електромагнетни спектар, који обухвата широк спектар зрачења са различитим карактеристикама и применама, има дубоке импликације у разумевању и тумачењу различитих физичких феномена. Један од кључних аспекта у теоријском проучавању електромагнетног зрачења и његових интеракција са материјом лежи у извођењу квантитативних параметара познатих као Ајнштајнови коефицијенти [48]. Они описују процесе апсорпције, спонтане емисије и стимулисане емисије у атомским и молекулским системима. У наредном потпоглављу, детаљна анализа наведених коефицијената биће спроведена како би се истражила њихова значајност у разумевању електромагнетног спектра и његових многобројних примена у развоју физике ласера.

2.4. Ајнштајнови коефицијенти

У раним истраживањима електромагнетног спектра, научна заједница је настојала да детаљније испита интеракцију између електромагнетног зрачења и материје. Током ових истраживања, установљено је да одређени прелази између енергијских нивоа атома производе карактеристичне фреквенције зрачења, које су тада класификоване као апсорпционе или емисионе линије. Поклапање фреквенција ових линија је у то време било тумачено као последица прелаза између истих парова енергијских нивоа [48]. Међутим, остало је нејасно да ли постоји директна веза између коефицијента апсорпције и интензитета емисионе линије одговарајуће фреквенције. Експериментални резултати су указивали на то да интензитети линија у спектру зрачења истог атома могу значајно варирати, чак и до десет или стотину пута, у зависности од различитих извора светлости.

На пример, у емисионом спектру натријумове лампе са пражњењем у гасу, осим жутих D линија ($\lambda = 589,593 \text{ nm}$ и $588,9963 \text{ nm}$), уочено је присуство великог броја других линија [49]. Са друге стране, утврђено је и да постоје линије које се практично ексцитују на исти начин у свим изворима светлости.

У циљу детаљне анализе проблема који се односи на утврђивање везе између коефицијента апсорпције и интензитета емисионе линије одговарајуће фреквенције, Алберт Ајнштајн је 1916. године проширио теорију коју је развио Нилс Бор (*Niels Bohr*, 1885–1962)², укључујући квантитативни опис процеса апсорпције и емисије светлости. Увођењем два нова концепта, спонтане и стимулисане емисије, Ајнштајн је значајно допринео разумевању интеракције светлости и материје у квантној механици. Спонтанa емисија може се карактерисати као квантни феномен у којем електрон, без спољашњег утицаја, прелази из стања више енергијске вредности у стање ниже енергијске вредности, при чему се ослобађа фотон - елементарна честица светлости. Са друге стране, стимулисана емисија представља процес у којем фотон интерагује са електроном на вишем енергијском нивоу, узрокујући транзицију електрона на нижи енергијски ниво и емисовање додатног фотона. Имајући све ово у виду, Алберт Ајнштајн је отишао и корак даље у свом истраживању и развио математичке коефицијенте који квантитативно описују вероватноће за спонтану емисију, стимулисану емисију и апсорпцију светлости. Детаљна анализа је показала да се ови параметри могу повезати са Планковим законом зрачења, који описује спектралну расподелу енергије зрачења идеалног црног тела у зависности од температуре. Када се Ајнштајнови коефицијенти користе у комбинацији са Планковим законом, добијају се детаљнији и прецизнији резултати у вези са спектралним линијама и интензитетима зрачења. Кроз ову повезаност, додатно је проширено разумевање топлотног зрачења и квантне механике, што је довело до развоја теоријских алата и метода који се користе у различитим научним областима, укључујући и физику ласера.

Да би се разумела основна начела функционисања ласера, као и њихове примене, од суштинског је значаја схватање интеракција између зрачења и материје. Треба нагласити да квантна својства имају кључну улогу у областима атомске и молекулске физике, као и атомске и молекулске спектроскопије, где се проучава понашање атома, молекула и њихових интеракција са зрачењем. Ове научне дисциплине истражују структуру, особине и динамику атома и молекула, као и механизме апсорпције и емисије електромагнетног зрачења. У овом контексту, и зрачење и материја су квантовани, што значи да поседују дискретне енергијске вредности. Овакво разумевање доприноси свеобухватнијем увиду у процесе који се одвијају на микроскопском нивоу, чиме се подстиче развој и примена различитих феномена заснованих на спектроскопији, ласерској технологији, фотоелектричном ефекту и многим другим областима које се базирају на интеракцији између светлости и материје.

За одређену фреквенцију зрачења ω , фотони поседују квантовану енергију, E , која се може израчунати помоћу Планковог закона [50] путем једначине:

$$E = \hbar\omega, \quad (2.23)$$

где \hbar представља редуковану Планкову константу, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, при чему Планкова константа h има вредност $h = 6,6260693 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$. Једначина (2.23) истиче да је енергија фотона директно пропорционална његовој фреквенцији, што значи да се фотони са већом фреквенцијом (и краћом таласном дужином) повезују са већом енергијом. Овај концепт

² Борова теорија, која је развијена 1913. године, представљала је револуционарну идеју у квантној механици. Она је предлагала да се електрони у атому крећу у дискретним енергијским нивоима, а преласци између ових нивоа резултирају апсорпцијом или емисијом светлости.

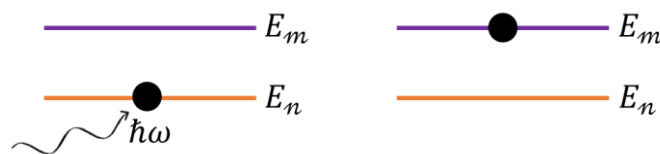
је од суштинског значаја за разумевање како фотони интерагују са материјом, посебно у контексту апсорпције и емисије светлости од стране атома и молекула. Треба напоменути да ће и енергија атома или молекула такође бити квантована, што значи да енергијски нивои могу имати само одређене дискретне вредности. У атомским и молекулским системима могуће је разликовати различите енергијске нивое, као што су електронски, вибрациони и ротациони нивои. У атомским системима, електронски нивои су резултат квантованих енергија електрона који круже око језгра атома. Вибрациони и ротациони нивои су нешто карактеристичнији за молекулске системе, где се молекули састоје од два или више атома повезаних хемијским везама. Вибрациони нивои односе се на енергију која произлази из вибрација атома унутар молекула, док се ротациони нивои односе на енергију повезану са ротацијом молекула око свог центра масе. Додатни нивои, такође, могу проистаћи из интеракције са спољашњим магнетним пољима, што може довести до стварања додатних енергијских нивоа, попут Земановог и Штарковог ефекта. Земанов ефекат карактерише дељење енергијских нивоа услед интеракције са спољашњим магнетним пољем [51], док Штарков ефекат [52] представља промене у енергијским нивоима услед интеракције са спољашњим електричним пољем.

Прелази између квантованих енергијских нивоа представљају промене у енергијском стању атома или молекула, под утицајем фотона зрачења. Током ових прелаза, атоми или молекули могу апсорбовати или емитовати зрачење, што значи да могу упијати енергију у облику фотона, или ослобађати енергију, емитовањем фотона. Постоје три основна процеса прелаза између енергијских нивоа [53, 54]: стимулисана апсорпција зрачења, стимулисана емисија и спонтана емисија.

Стимулисана апсорпција зрачења представља процес у којем атомски или молекулски систем, изложен електромагнетном пољу фреквенције ω , апсорбује енергију $\hbar\omega$. Услед апсорпције, атом прелази из стања n у више енергијско стање m (видети Сliku 2.7). Стимулисана апсорпција настаје само када енергија фотона тачно одговара разлици енергија између два квантна енергијска стања која учествују у процесу [55]:

$$E_m - E_n = \hbar\omega, \quad (2.24)$$

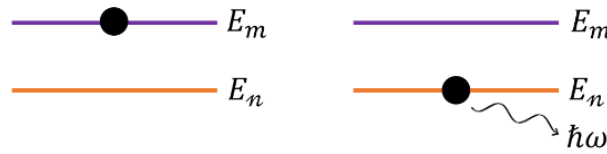
где су E_n и E_m енергије почетног стања, n , и крајњег стања, m , а ω представља кружну фреквенцију упадног фотона.



Слика 2.7. Илустрација стимулисане апсорпције.

Физички смисао феномена, илустрованог на Слици 2.7, лежи у чињеници да, када се атом или молекул налази у електромагнетном пољу, може доћи до процеса стимулисане апсорпције ако се енергија фотона, $\hbar\omega$, поклапа са разликом енергија између два квантна енергијска стања, $E_m - E_n$. Када се то догоди, атом или молекул прелази из нижег енергијског стања, n , у више енергијско стање, m , апсорбујући енергију фотона $\hbar\omega$.

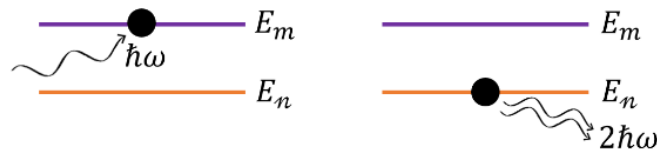
Након веома кратког временског периода (у распону реда величине од нано- до пикосекунди), већина побуђених атома прелази из вишег енергијског стања, означеног са m , у ниже енергијско стање, означено са n , емитујући фотон у процесу који се назива спонтана емисија (Слика 2.8).



Слика 2.8. Илустрација спонтане емисије.

Спонтана емисија представља квантни феномен који се не може објаснити у оквиру класичне физике. Наиме, у класичном систему, атоми у одређеном енергијском стању би могли опстајати бесконачно дуго, уколико нема интеракције са спољашњим пољима. Са друге стране, у квантном опису система, атоми који се налазе у побуђеном стању могу спонтано прећи у ниже енергијско стање и емитовати фотон, без непосредног утицаја упадног зрачења. Овај феномен подразумева да спонтана емисија није условљена присуством упадног снопа зрачења, те његово присуство нема утицај на време задржавања атома или молекула у побуђеном стању m . Спонтана емисија се одвија независно од екстерног зрачења и представља процес који је у суштини стохастичан и неупоредив са класичним процесима емисије светлости. Осим тога, спонтана емисија није кохерентан процес, што значи да емитовани фотони немају фиксну фазну везу један са другим.

Када је екстерно електромагнетно поље довољно интензивно, феномен емисије не настаје искључиво спонтано, већ може бити индукован процесом познатим као стимулисана емисија. Овај процес настаје када фотон инцидентног зрачења, са енергијом $\hbar\omega$, ступи у интеракцију са атомом који се налази у побуђеном енергијском стању m . Ова интеракција подстиче атом да се врати у ниже енергијско стање, n , док истовремено емитује фотон исте енергије као долазни фотон, $\hbar\omega$ (видети Сliku 2.9).



Слика 2.9. Илустрација стимулисане емисије.

Стимулисана емисија представља квантно-механички феномен, који се разликује од спонтане емисије по неколико кључних карактеристика. Спонтана емисија је процес у којем атом самостално прелази из побуђеног стања у ниже енергијско стање, емитујући фотон чија енергија одговара разлици у енергијама између ова два стања. Стимулисана емисија, са друге стране, захтева присуство долазног фотона са енергијом која одговара енергијској разлици између два стања атома. Када се то догоди, долазни фотон „стимулише” прелазак атома из вишег енергијског стања, m , у ниже енергијско стање n , чиме се емитује додатни фотон исте енергије. Једна од кључних разлика између спонтане и стимулисане емисије је фазна кохеренција фотона, који се емитују у процесу стимулисане емисије. Фазна кохеренција подразумева да су фазе упадног електричног поља и емитованог стимулисаног зрачења исте [56]. То значи да емитовани фотони имају јасно дефинисане временске и фазне односе са спољашњим зрачењем, што доприноси високом степену кохеренције емитованог светла. По дефиницији, кохерентно зрачење се састоји од таласа који осцилују у фази, што омогућава стварање усмерених и прецизних снопова светлости.

Стимулисани прелази представљају важан квантни феномен у интеракцији између материје и електромагнетног зрачења. Овај феномен има неколико кључних карактеристика које су од значаја за разумевање његове природе и потенцијалних примена [57]:

1. Вероватноћа стимулисаног прелаза између енергијских стања m и n није једнака нули, само када је спољашње поље зрачења у резонанцији са прелазом. Резонанца се постиже када је енергија фотона инцидентног зрачења, $\hbar\omega$, једнака разлици у енергији између ова два стања, $E_m - E_n = \hbar\omega$. У том случају, атом или молекул може интераговати са инцидентним зрачењем и прећи из побуђеног стања у ниже енергијско стање, емитујући додатни фотон.
2. Инцидентно електромагнетно зрачење, као и зрачење генерисано стимулисаним прелазима имају заједничке карактеристике, попут фреквенције, поларизације, фазе, и праваца ширења. Због кохерентности, стимулисана емисија је у суштини нераздвојива од спољашњег стимулишућег зрачења. Ова својства омогућавају управљање емитованим светлом и његово појачање док пролази кроз одређени медијум.
3. Вероватноћа стимулисаног прелаза по јединици времена пропорционална је густини енергије спољашњег поља, ρ_ω , која представља енергију по јединици кружне фреквенције (у опсегу између ω и $\omega + d\omega$) у јединици запремине. То значи да јачина екстерног електромагнетног поља директно утиче на вероватноћу стимулисаног прелаза - што је већа густина енергије, то је већа вероватноћа за интеракцију између инцидентног зрачења и атома или молекула.

Сви наведени процеси могу се формално представити кроз следеће математичке релације [58]:

$$w_{nm}^{St.a} = \rho_\omega B_{nm}, \quad (2.25)$$

$$w_{mn}^{St.e} = \rho_\omega B_{mn}, \quad (2.25)$$

$$w_{mn}^{Sp.e} = \mathcal{A}_{mn}, \quad (2.27)$$

где $w_{nm}^{St.a}$, $w_{mn}^{St.e}$ и $w_{mn}^{Sp.e}$ означавају вероватноће прелаза за стимулисану апсорпцију, стимулисану емисију и спонтану емисију, респективно, по јединици времена, док ρ_ω представља густину енергије електромагнетног поља. Константе пропорционалности B_{nm} , B_{mn} и \mathcal{A}_{mn} називају се Ајнштајнови коефицијенти.

Разматрањем равнотеже између ансамбла посматраних атома и електромагнетног зрачења, може се извести однос између коефицијената B_{nm} , B_{mn} и \mathcal{A}_{mn} . У том циљу, уводи се почетна претпоставка да, када се систем доведе у равнотежу са термалним зрачењем, број фотона апсорбованих од стране атома или молекула у одређеном временском интервалу мора бити једнак броју фотона емитованих у истом временском интервалу. С обзиром на чињеницу да је анализирани систем у стању равнотеже са пољем електромагнетног зрачења, нужно је да број прелаза по јединици времена из побуђеног стања, означеног као m , према основном стању, означеном као n ($m \rightarrow n$), буде идентичан броју прелаза из основног стања, n , ка побуђеном стању, m ($n \rightarrow m$). Другим речима:

$$\mathcal{N}_{m \rightarrow n} = \mathcal{N}_{n \rightarrow m}, \quad (2.28)$$

Ово имплицира да се, у равнотежи између квантног атома или молекула и поља зрачења, број апсорбованих фотона и број емитованих фотона мора подударати.

Број прелаза, \mathcal{N} , по дефиницији зависи од вероватноће прелаза у јединици времена w и броја атома или молекула у почетном стању. Имајући то у виду, једначина (2.28) се може записати као:

$$w_{m \rightarrow n} n_n = w_{n \rightarrow m} n_m, \quad (2.29)$$

где n_n и n_m представљају број атома или молекула који се налазе у енергијским нивоима n и m , редом. Када се систем налази у равнотежи³, атоми или молекули унутар система међусобно размењују енергију. Атом или молекул који се налази на вишем енергијском нивоу има већу енергију и склонији је да ту енергију пренесе на атом или молекул који се налази на нижем енергијском нивоу, чиме се попуњавају нижи нивои. Ово тврдња је у складу са Болцмановом расподелом⁴ која описује однос између енергија и броја атома или молекула на различитим енергијским нивоима система у равнотежи [59] у форми:

$$n_m = n_n \exp\left[-\frac{E_m - E_n}{k_b T}\right], \quad (2.30)$$

где је k_b Болцманова константа, $k_b = 1,3806505 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, док је са T означена апсолутна температура у Келвинима.

Имајући у виду све овде поменуто, сада је могуће изразити укупну вероватноћу $w_{m \rightarrow n}$ емисије светлости при преласку атома или молекула из енергијског нивоа m у енергијски ниво n као збир вероватноћа спонтане $w_{mn}^{Sp.e}$ и стимулисане емисије $w_{mn}^{St.e}$ у форми:

$$w_{m \rightarrow n} = w_{mn}^{Sp.e} + w_{mn}^{St.e}. \quad (2.31)$$

Ово значи да постоји вероватноћа да се емисија светлости дешава спонтано (без стимулације) или као резултат стимулације електромагнетном радијацијом. Једначина (2.31) се може трансформисати коришћењем једначина (2.25) и (2.27):

$$w_{m \rightarrow n} = \mathcal{A}_{mn} + \rho_\omega \mathcal{B}_{mn}. \quad (2.32)$$

У одређеним околностима, стимулисана апсорпција може бити једина врста апсорпције која се одиграва у систему при преласку атома или молекула из основног енергијског нивоа n у побуђени енергијски ниво m . Тада се укупна вероватноћа $w_{n \rightarrow m}$ може изразити као:

$$w_{n \rightarrow m} = w_{nm}^{St.a}. \quad (2.33)$$

Једначину (2.33) је могуће трансформисати коришћењем једначине (2.25):

$$w_{n \rightarrow m} = \rho_\omega \mathcal{B}_{nm}. \quad (2.34)$$

Уметањем једначина (2.32) и (2.34) у једначину (2.29), добија се:

$$n_n (\mathcal{A}_{mn} + \rho_\omega \mathcal{B}_{mn}) = n_m \rho_\omega \mathcal{B}_{nm}. \quad (2.35)$$

Коначно, заменом једначине (2.30) у једначину (2.35), узимајући у обзир дефиницију густине енергије система [60] и након примене основних математичких трансформација, добија се израз за густину зрачења у следећем облику:

³ Систем у равнотежи је такав да се његово стање не мења током времена и да су силе и интеракције у њему равнотежне. Када се систем налази у таквом стању, расподела квантних нивоа се готово увек описује Болцмановом расподелом.

⁴ Болцманова статистика је један од начина да се описује расподела честица на различитим енергијским нивоима у равнотежи. Она се темељи на чињеници да ће вероватноћа да атом или молекула заузима одређени енергијски ниво бити пропорционална $\exp[-E/k_b T]$, где је E енергија посматраног енергијског нивоа, k_b је Болцманова константа, и T је апсолутна температура.

$$\rho_{\omega} = \frac{\frac{A_{mn}}{B_{mn}}}{\frac{B_{nm}}{B_{mn}} \exp\left[\frac{E_m - E_n}{k_b T}\right] - 1}. \quad (2.36)$$

Поређењем овог израза са Планковом једначином за густину зрачења апсолутно црног тела [61]:

$$\rho_{\omega} = \frac{\frac{\hbar \omega^3}{c^2 \pi}}{\exp\left[\frac{\hbar \omega}{k_b T}\right] - 1}. \quad (2.37)$$

могуће је извести следеће закључке који се односе на Ајнштајнове коефицијенте, B_{nm} , B_{mn} и A_{mn} :

- Однос коефицијената A_{mn} и B_{mn} пропорционалан је члану $\hbar \omega^3 / \pi c^2$, односно $A_{mn} / B_{mn} \propto \hbar \omega^3 / c^2 \pi$. Овај закључак сугерише да интензитет стимулисане емисије у односу на апсорпцију фотона расте са трећим степеном фреквенције електромагнетног поља ω . Другим речима, материјали који апсорбују фотоне већих енергија имају већу вероватноћу да показују стимулисану емисију зрачења.
- Коефицијенти B_{nm} и B_{mn} су међусобно једнаки, $B_{nm} = B_{mn}$. Наведени закључак показује да су процеси стимулисане емисије и стимулисане апсорпције међусобно повезани, што указује на то да материјали са јаком апсорпцијом могу такође показати значајну стимулисану емисију.
- Ајнштајнови коефицијенти B_{nm} , B_{mn} и A_{mn} зависе од температуре система T . Овај закључак истиче значај температуре система у процесима апсорпције и емисије зрачења. Како температура расте, број фотона са већим енергијама такође расте, што доводи до промена у Ајнштајновим коефицијентима. То значи да само повећање температуре може довести до повећања емисије зрачења и апсорпције зрачења, што утиче на расподелу честица по енергијским нивоима.

Наведени закључци омогућавају разумевање узајамног односа између Ајнштајнових коефицијената и основних својстава система, попут фреквенције зрачења и температуре. Схватање ових повезаности допринело је истраживању и управљању у области физике ласера. Ово знање има важне импликације у многим областима науке и технологије, што омогућава боље разумевање и контролу процеса апсорпције и емисије зрачења у различитим материјалима и условима.

2.5. Фундаментални аспекти у генерисању ласерске светлости

Претходно потпоглавље било је посвећено анализи Ајнштајнових коефицијента и њиховој релевантности током описивања феномена стимулисане емисије и апсорпције. Наредни корак је усмерен ка продубљивању разумевања ових процеса у контексту генерисања ласерске светлости. Због тога ће, у наставку текста, бити истражени кључни феномени, као што су нормална насељеност, популациона инверзија и појачање, који су од суштинског значаја за производњу ласерске светлости. Улоге кључних компонената ласера биће разматране у контексту процеса који укључује побуђивање атома активног медијума како би се одржавало кохерентно зрачење. Да би се апострофирала сложеност овог типа зрачења, представиће се и карактеристична својства ласерске светлости. Тиме ће се формирати јаснија слика о факторима који утичу на квалитет ласерског снопа. На крају, циљ овог потпоглавља је да пружи свеобухватан преглед феномена који доводе до генерисања ласерске светлости, интегришући различите аспекте физике ласера у један

конкретан и јасан наратив. Овај приступ омогућава разумевање и повезивање различитих компоненти ове области, стварајући основу за наредно поглавље.

2.5.1. Формирање ласерског снопа: нормална насељеност и популациона инверзија

Концепт структуре атома према Боровом моделу, иницијално предложен од стране данског физичара Нилса Бора 1913. године [62], постулира да се атомско језгро састоји од протона и неутрона, док електрони, који представљају негативно наелектрисане честице, заузимају електронски омотач који окружује језгро. Он наглашава да квантна природа унутрашње енергије атома дозвољава постојање само специфичних, тачно одређених вредности, које су познате под називом дискретни енергијски нивои. Енергија атомског система примарно је локализована унутар електронског омотача. Електрони, међутим, могу заузимати само прецизно дефинисане орбите, које одређују енергијски ниво атома. Овде поменуте орбите имплицитно дефинишу енергијске нивое атомског система у целини. У основном стању, што је најстабилније стање, електрони се у атому налазе на најнижим енергијским орбитама. Под условом да атом апсорбује енергију екстерног електромагнетног извора, електрони могу прећи на више енергијске орбите, а самим тим и на више енергијске нивое. Овај процес се назива побуђивање, а атом који је апсорбовао енергију прелази из стационарног стања у побуђено (ексцитовано) стање.

У процесу проучавања својстава атома и расподеле њихових енергијских нивоа, термичка равнотежа игра кључну улогу, посебно у контексту стања атома на различитим енергијским нивоима. Наиме, у стању термичке равнотеже, већина атома се налази у основном енергијском стању⁵ са енергијом E_0 . Овај феномен може се приписати спонтаној емисији⁶, која се одвија у одсуству спољашњег извора светлости. То значи да се атоми који су претходно апсорбовали енергију и били екситовани до стања са енергијом E_n , сада самостално и спонтано враћају на ниже енергијске нивое емитујући фотоне. Овим процесом смањује се број атома у побуђеним стањима и доводи до доминације атома у основном стању. Ова појава је позната као процес нормалне насељености енергијских нивоа, и у својој основи одражава чињеницу да се већина атома налази на нижим енергијским нивоима. Као што је већ споменуто, Болцманова једначина се користи за квантитативно описивање расподеле атома на n – том енергијском нивоу у систему у термодинамичкој равнотежи. Израз:

$$n_n = n_0 \exp \left[-\frac{E_n - E_0}{k_b T} \right], \quad (2.38)$$

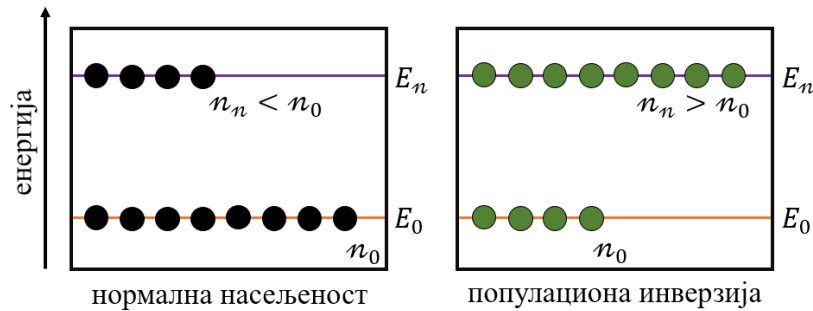
омогућава израчунавање броја атома на n – том енергијском нивоу, узимајући у обзир факторе као што су температура система, T , и енергијска разлика између нивоа, $E_n - E_0$.

У оптичким системима који имају уобичајену дистрибуцију атома према енергијским нивоима, постизање појачања електромагнетног зрачења представља изазов. У циљу генерисања ласерског снопа, мора се остварити специфичан услов у коме је број атома на вишим, побуђеним енергијским нивоима већи од броја атома на нижим енергијским нивоима. Овај услов, познат као инверзна насељеност, представља кључни

⁵ Основно стање је енергијски најниже стање у коме се атом може наћи, што значи да већина атома у систему има минималну количину енергије [98].

⁶ Спонтана емисија је квантни феномен у коме се атоми који су претходно апсорбовали енергију, самостално и спонтано враћају на ниже енергијске нивое, емитујући енергију у облику фотона. Овај процес се одвија без обзира на присуство спољашњег извора светлости, што доводи до смањења броја атома у побуђеним енергијским стањима и њиховог преласка у основно енергијско стање.

фактор у раду ласера. Слика 2.10 илуструје разлику између ова два типа насељености на примеру два енергијска нивоа, E_0 и E_n .



Слика 2.10. У контексту нормалне насељености, број честица на енергијским нивоима опада са порастом енергије, док у стању инверзне насељености, виши енергијски нивои имају већи број честица у односу на ниже нивое.

Популациона инверзија, кључни феномен у раду ласера, може се генерисати екстерним системом за побуђивање, познатим као механизам пумпања ласера [63, 64]. Наиме, систем побуђивања има кључну улогу у довођењу енергије у активну средину ласера, што доводи до постизања метастабилног стања карактерисаног популационом инверзијом, односно, преваленцијом атома у вишим енергијским стањима у односу на оне у нижим енергијским стањима. У оквиру овог контекста, апсорпција и спонтана емисија постају процеси који су конкурентни стимулисаној емисији, која је кључна за ласерско појачање. Кванти светлости ослобођени апсорпцијом и спонтаном емисијом у сваком случају неће доприносити појачању, јер се емитују изотропно у свим правцима и са различитим фазама у медијуму⁷. Због тога оба феномена представљају условно речено, губитке, јер смањују популациону инверзију без стварања појачања. Вероватноћа прелаза за спонтану емисију не зависи од количине присутних кванта светлости, већ одражава животни век атома у вишем енергијском нивоу. Наиме, што дуже атом остаје у вишем енергијском нивоу у медијуму, то је и нижа вероватноћа прелаза. Супротно томе, вероватноћа стимулисане емисије расте пропорционално са бројем кванта светлости, јер присуство одговарајућег кванта светлости иницијално стимулише овај процес. Када интензитет зрачења пређе одређени праг, стимулисана емисија надмашује спонтану емисију, чиме се испуњавају предуслови за појачање. Показује се да у овом стању, ласерско појачање постаје ефикасно и омогућава генерисање кохерентне и усмерене светлости, што је карактеристично за ласерске уређаје. Како интензитет зрачења расте дуж осе пропагације (на пример, z – осе) у ласерском медијуму, његов раст се одвија експоненцијално и може се изразити као [65]:

$$I(z) = I(0) \cdot \exp[p - g]z, \quad (2.39)$$

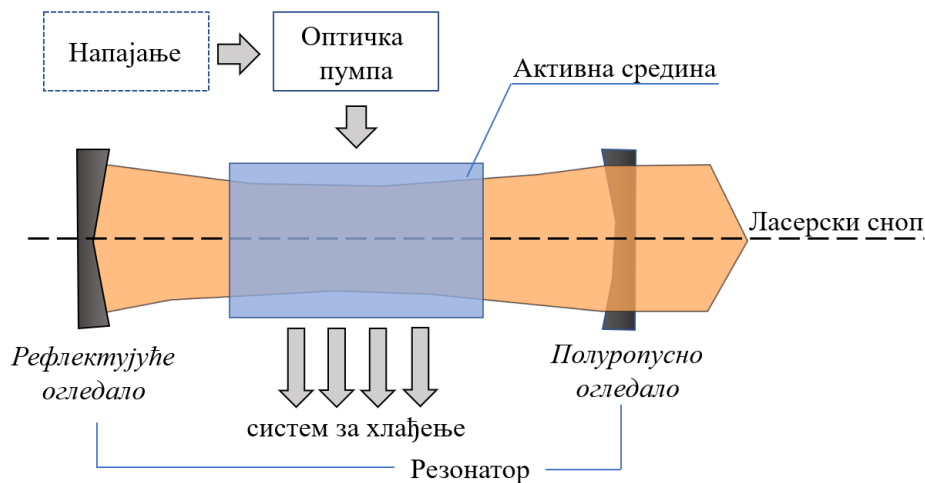
где $I(0)$ означава почетни интензитет зрачења која улази у активни медијум ласера на удаљености $z = 0$, пре него што се изложи процесима појачања, апсорпције или спонтане емисије. Надаље, $I(z)$ симболизује интензитет зрачења након пропагације на удаљености z у медијуму, док p представља коефицијент појачања и g коефицијент губитака који укључује феномене апсорпције и спонтане емисије. Овакав израз истиче значај изналажења равнотеже између коефицијената појачања и дисипације у сврху

⁷ Када се каже да се кванти светлости емитују изотропно у медијуму, то имплицира да се емитују подједнако у свим правцима простора, без икаквог преферираног смера. Осим тога, различите фазе ослобођених кванта светлости значе да нема кохерентности међу њима, што додатно смањује њихов потенцијал за појачање у ласерском систему.

ефикасне продукције ласерске светлости. У контексту ласера, појачање и апсорпција представљају два антагонистичка процеса, који утичу на интензитет зрачења која пролази кроз активни медијум. Због тога, константа пропорционалности, која повезује раст интензитета зрачења са стопом прелаза стимулисане емисије, укључује и коефицијенте појачања и губитака, како би се узели у обзир сви релевантни процеси. У оптималном случају, појачање би морало надмашити губитке услед апсорпције и спонтане емисије да би се постигао ефикасни рад ласера. Ово се постиже оптимизацијом његових компоненти, укључујући активни медијум, механизам пумпања и резонатор, чиме се унапређује равнотежа између коефицијената појачања и губитака.

2.5.2. Елементи ласера: структура и функција

Истраживањем кључних компоненти ласера, могуће је продубити разумевање основних принципа његовог деловања. Ове елементи су илустровани на Слици 2.11 и обухватају напајање, оптичку пумпу, активну средину (ласерски медијум), резонатор (рефлектујуће и полупропусно огледало), ласерски сноп и систем за хлађење.



Слика 2.11. Елементи ласерског система.

Сваки од индивидуалних елемената ласерског система, илустрованих на Слици 2.11, учествује у процесу стварања кохерентног и монохроматског снопа светлости, а њихове специфичне улоге су од суштинског значаја за успешно генерисање ласерског снопа. Ови елементи укључују [66]:

- Напојање - обезбеђује енергију потребну за рад ласера, а то може бити различит извор енергије, попут батерија, генератора или мрежних адаптера. Ово је кључна компонента, која омогућава ефикасан ток енергије кроз систем, снабдевајући све остале компоненте енергијом неопходном за функционисање.
- Оптичка пумпа – користи се за убацивање енергије у активну средину, што резултира побудом атома или молекула у ласерском медијуму. Ово се може постићи применом извора светлости, као што су флуоресцентне светиљке или диоде, или електричне струје, као у гасним ласерима.
- Активна средина (или ласерски медијум) - представља супстанцу која емитује светлост услед стимулисане емисије. Може бити гас, течност или чврсти материјал као што су кристали, стакло или полимери. Електрони у овој области апсорбују енергију од оптичке пумпе, прелаза на више енергијске нивое и када се врате у основно стање, емитују фотоне који се простиру у истом смеру и генеришу

ласерски сноп. Овај процес стимулисане емисије доприноси стварању кохерентног снопа светлости.

- Резонатор - представља оптичку комору која омогућава затворени пут кретања светлосног таласа кроз активну средину и садржи два огледала:
 - Полупропусно огледало, које се налази на једном крају активне средине, рефлектује мали део светлосне енергије и пропушта већи део, те се користи за усмеравање ласерског снопа у резонатор.
 - Потпуно рефлектујуће огледало, које се налази на крају резонаторске шупљине, рефлектује целокупну светлосну енергију и одржава кохерентност ласерског снопа. У овој комори формира се стојећи талас и одржава кохерентност ласерског снопа.
- Систем за хлађење – узимајући у обзир чињеницу да се активна средина загрева током процеса рада, неопходно је имати систем за хлађење како би се очувала стабилност и поузданост ласера. Ово је кључно за спречавање топлотне деградације материјала, оптичких својстава и ефикасности ласера.

Успешно функционисање ласера зависи од добро усаглашеног рада свих горе наведених компоненти, а свака од њих има своју специфичну улогу у процесу. Поступак започиње напајањем, које обезбеђује енергију за рад ласера, а затим се прелази на оптичку пумпу, која иницира побуду атома или молекула у активној средини. У активној средини се затим одвија процес стимулисане емисије, који генерише фотоне који се простиру у истом смеру. Резонатор, састављен од два огледала, одржава кохерентност ласерског снопа и усмерава светлост кроз активну средину, док систем за хлађење контролише температуру унутар ласера и одржава стабилност и поузданост система. Описани процес омогућава ласерским системима да производе снопове светлости са изузетним својствима која се не могу постићи употребом конвенционалних извора светлости. Ласери су стога нашли широку примену у науци, индустрији, медицини и другим областима, где се искоришћавају њихове јединствене карактеристике, попут високе прецизности, интензитета и способности фокусирања на веома мале површине.

2.5.3. Ласерска технологија – карактеристике, напредак и примене

Ласерска технологија, која представља једно од најзначајнијих достигнућа у области савремене науке, игра кључну улогу у многим аспектима научних истраживања и иновација. Њена широка применљивост у разним областима истраживања осликава неопходност сталног разумевања, унапређења и адаптације њених основних принципа и карактеристика. Током последњих неколико деценија, ласерска технологија је доживела брз и значајан напредак и еволуцију, која илуструје константну потребу за дубљим разумевањем и разрадом њених могућности. Савремени контекст истиче непрекидно истицање значаја ових иновација, посебно због нових научних достигнућа и иновативних примена. У тексту који следи ће бити сагледане најрелевантније карактеристике повезане са својствима ласерског зрачења, са намером да се опише потенцијал и могућности за оптималну и ефикасну употребу ове револуционарне технологије. Неке од ових карактеристика укључују:

1. *Висок интензитет ласерског зрачења.* Ласери имају способност да генеришу екстремно висок интензитет зрачења, који може да постигне вредности значајно веће од оних које се могу постићи помоћу конвенционалних извора светлости. Прегледом актуелне научне литературе, могуће је уочити да је ово сазнање довело до развоја нових и напредних истраживачких методологија, попут испитивања фотојонизационих процеса [67] или генерисања хармоника вишег реда [68].

- Овакви приступи темеље се на примени високог интензитета ласерског зрачења у циљу проучавања фундаменталних физичких процеса и откривања нових могућности у области ласерских иновација.
2. *Усмереност и фокусираност ласерског зрачења* постиже се кроз процес који се назива резонанција, где се светлост контролише и селективно шири у жељеном смеру. Ово се постиже употребом резонатора, који представља оптички систем дизајниран да појача и усмерава ласерску светлост [69]. Кроз строгу селекцију смера зрачења унутар резонатора, ласерска светлост може бити усмерена и контролисана са великом прецизношћу. Фокусирање ласерског снопа је од суштинског значаја за многе примене, посебно оне које захтевају високу резолуцију и прецизност, као што је ласерска хирургија [70]. Ласерски сноп се може фокусирати на веома мале дијаметре [71], често мање од таласне дужине светлости, што омогућава резултате са изузетном разлучивошћу на микро- и нано-нивоу.
 3. *Повећање степена усмерености и фокусираности ласерског зрачења* представља кључни фактор у унапређењу перформанси и ефикасности различитих ласерских система. Успостављање високог нивоа прецизности и концентрације енергије ласерског зрачења доприноси већој тачности и смањењу оштећења третиране мете [72]. Напредак у овој области стимулише иновације у широком спектру примена, укључујући терапеутске третмане у медицинској индустрији, као и фундаментална истраживања у области атомске, молекулске и оптичке физике.
 4. *Монохроматичност ласерског зрачења* представља карактеристику зрачења која се огледа у присуству само једне фреквенције или изузетно уског фреквенцијског спектра [73]. Ласерска светлост са високим степеном монохроматичности и повећаним интензитетом од суштинског је значаја за спектроскопска истраживања будући да омогућава прецизније анализе. Иновације у развоју ласера са проширеним спектром монохроматичних својстава доприносе диверзификацији њихове примене у различитим научним дисциплинама, чиме се унапређује истраживачки потенцијал у оквиру тих области [74].
 5. *Кохеренција ласерског зрачења* представља меру континуитета таласних дужина, што је кључна карактеристика ласерске емисије. Висока кохерентност овог феномена омогућава прецизно мерење растојања и брзина [75] кроз интерферометријске технике, као и ефективно манипулисање квантним стањима у различитим системима. Истраживања у области кохерентне контроле фокусирали су се на разумевање и управљање кохеренцијом у разним системима, укључујући атоме, молекуле и чврсте материјале [76]. Контрола кохеренције омогућава прецизно манипулисање квантним стањима и побољшање перформанси многих уређаја, као што су оптички сензори, телекомуникациони системи и оптичка обрада информација [77].
 6. *Стабилност интензитета ласерског зрачења*. У свету ласерске технологије, стабилност интензитета зрачења представља кључни параметар који утиче на перформансе и поузданост ласерских система. Ласерско зрачење произлази из самопобуђујућег осцилатора, што доводи до стабилизације амплитуде [78]. Овај процес резултира врло малим варијацијама интензитета ласерског зрачења око високе средње вредности, што истраживачима омогућава развој софистицираних метода за мерење интензитета и карактеризацију ласерских извора. Истраживачки напори у овој области су усмерени ка развоју техника за оптимизацију стабилности, као и ка методама за смањење шума и флукуација амплитуде [79]. Такве иновације доприносе побољшању прецизности и ефикасности ласерских

система у различитим применама, укључујући индустријску производњу, медицинску технологију, комуникације и научна истраживања.

7. *Генерисање ултракратких импулса ласерског зрачења* пружа могућност детаљног проучавања карактеристика плазме или чврстог стања кроз временски разлучива мерења. До сада, најкраћи забележени импулс имао је трајање мање од 100 атосекунди ($1 \text{ as} = 1 \times 10^{-18} \text{ s}$) [80]. Из тог разлога су научна истраживања у области генерисања ултракратких пулсова фокусирана на развој напредних техника за компресију импулса, као и на проширивање примене ултракратких пулсова у различитим дисциплинама. Неке од ових дисциплина укључују фемтосекундну спектроскопију, фотоемисиону електронску микроскопију, те pump-probe експерименте који омогућавају испитивање ултра-брзе динамике материје [81].

2.5.5.1. Подела ласера

Ласерска технологија је доживела значајан развој у последњих неколико деценија, што је резултирало широким спектром различитих типова ласера, који се користе у разноврсним областима физике, медицине и индустрије. Класификација ласера може се извршити на више начина, а основни критеријуми по којима се врши подела су [82]:

1) *Према врсти материјала од којег је пројектован ласерски медијум:*

- a) **Гасни ласери.** Користе гас у ласерском медијуму. Стимулисање атома гаса доводи до емисије кохерентне светлости. Познати примери гасних ласера укључују хелијум-неон (HeNe), CO₂ и аргонове ласере.
- b) **Чврстотелни ласери.** Ласерски медијум је чврст материјал, често кристал или стакло импрегнирано јонима. Појачање светлости настаје услед интеракције светлости са јонима у чврстом активном медијуму израђеном најчешће од кристала или стакла. Примери чврстотелних ласера укључују Nd:YAG (неодимијум: итријум-алуминијум-гранат) и рубин ласере.
- c) **Полупроводнички ласери.** Активна средина је начињена од полупроводничког материјала. Обично су мањи, јефтинији и захтевају мање енергије за рад у односу на гасне и чврстотелне ласере, што их чини погодним за примене у различитим областима. Емитовање светлости настаје услед рекомбинације електрона и шупљина у полупроводнику. Познати примери укључују диодне ласере и вертикално-емисионе површински емитујуће ласере (VCSEL).
- d) **Течни ласери.** Ласерски медијум је течност са диспергованим или раствореним активним материјалима. Светлост се појачава услед интеракције са активним материјалима у течном средству. Примери течних ласера укључују бојене ласере са органским бојама.
- e) **Фотонапонски ласери.** Користе материјале са фотонапонским својствима као ласерски медијум. Емитовање светлости настаје услед прелаза електрона из виших енергијских нивоа у ниже, подстакнуто апсорбованом светлошћу. Познати примери фотонапонских ласера укључују силицијумски ласер.
- f) **Фибер ласери.** Ласерски медијум чини оптичко влакно импрегнирано јонима ретких земаља. Светлост се појачава унутар влакна захваљујући интеракцији са допираним јонима. Примери влакнастих ласера укључују ербијум-допирани и итријум-допирани ласери.
- g) **Слободно-електронски ласери.** Користе снап убрзаних електрона који пролазе кроз магнетно поље као ласерски медијум. Емитовање светлости настаје услед синхротронског зрачења убрзаних електрона. Пример слободно-електронског ласера укључује X-FEL (енгл. „Free-Electron Laser”).

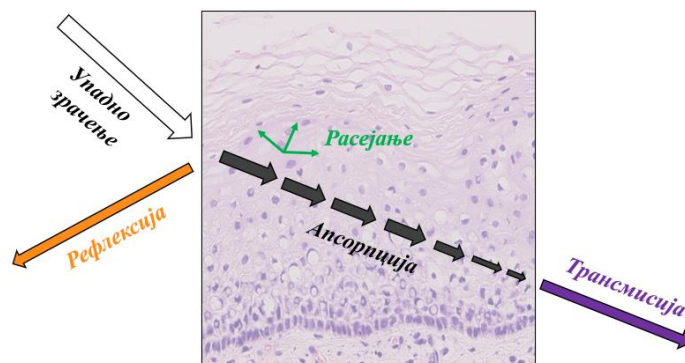
- 2) *Према таласној дужини:*
- a) Ласерски уређаји који емитују светлост у **ултраљубичастом делу спектра** (100-400 nm). Примери ових ласера укључују екимер (гасне) ласере и фреквенцијски удвостручене чврстотелне (енгл. „solid state”) ласере.
 - b) Ласерски извори који емитују светлост у **видљивом делу спектра** (400-700 nm). Ова категорија укључује хелијум-неон, аргонове и диодне ласере.
 - c) Инфрацрвени ласери емитују светлост у **инфрацрвеном делу спектра** (700 nm-1 mm). Примери инфрацрвених ласера укључују CO₂, Nd:YAG и полупроводничке ласере.
- 3) *Према радном режиму:*
- a) **Континуални ласери** емитују непрекидни сноп светлости. Примери ових ласера укључују хелијум-неон и аргонове ласере.
 - b) **Пулсирајући ласери** емитују светлост у кратким импулсима. Пулсирајући ласери се даље могу класификовати према дужини импулса, као што су:
 - i. Наносекундни ласери емитују импулсе дужине од неколико до стотина наносекунди ($1 \text{ ns} = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$).
 - ii. Пикосекундни ласери емитују импулсе дужине од неколико до стотина пикосекунди ($1 \text{ ps} = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$).
 - iii. Фемтосекундни ласери емитују импулсе дужине од неколико до стотина фемтосекунди ($1 \text{ fs} = 1 \times 10^{-15} \text{ s}$).
 - iv. Атосекундни ласери емитују импулсе дужине атосекунди ($1 \text{ as} = 1 \times 10^{-18} \text{ s}$). Ови ултрабрзи ласери омогућавају проучавање ултрабрзо динамике у атомским и молекулским системима.
- 4) *Према типу пумпе која се имплементира:*
- a) **Оптички пумпајући ласери**. Оптичка пумпа користи светлост за побуђивање ласера, често из другог ласерског извора или јаке лампе.
 - b) **Електрично пумпајући ласери**. Електрична пумпа користи електричну енергију за побуђивање ласера, најчешће путем струјних импулса или електричног пражњења.
 - c) **Ласери пумпани хемијским реакцијама**. Користе хемијске процесе за генерацију енергије неопходне за стимулацију ласера. Хемијско побуђивање се заснива на хемијским реакцијама које ослобађају енергију, омогућавајући побуђивање ласерског медијума.
 - d) **Ласере са термичком пумпом**. Користе термичку енергију за побуду ласерског медијума. Загревање ласерског материјала, често путем радиофреквенцијског зрачења, узрокује повећање температуре материјала, што доводи до побуде атома или молекула унутар ласера и генерисања кохерентне светлости.
 - e) **Ласере са нуклеарном побудом**. Нуклеарна побуда ласера представља процес у коме се алфа, α , и бета, β , честице, производи нуклеарних реакција, заједно са гама зрачењем и неутронима, користе за индукцију пумпног механизма унутар ласерског медијума. Овако добијена енергија се примењује за генерисање побуде, што даље води ка стварању кохерентне светлости.

3. Фундаментални аспекти интеракције ласерског зрачења са површином материјала биолошког порекла

Ово поглавље докторске дисертације бави се фундаменталним аспектима геометрије интеракције ласерског зрачења са површином материјала биолошког порекла. Централни фокус је на анализи основних физичких процеса који се јављају током ових интеракција, укључујући рефлексију, преламање, апсорпцију, трансмисију и расејање. У раду се примењују Френелове формуле у циљу прецизне теоријске анализе оптичких карактеристика биолошких материјала при интеракцији са ласерским зрачењем. Ова теоријска разматрања биће допуњена релевантним нумеричким анализама феномена рефлексије, преламања и апсорпције, како би се обезбедио дубљи увид у практичне аспекте модела који се разматрају. У последњем делу поглавља, пажња ће бити усмерена на концепт расејања при интеракцији ласерског зрачења са биолошким материјалом. Циљ је да се допринесе бољем разумевању и примени ових концепата, како би се поставила солидна основа за даљу теоријску анализу и практичну примену у овој области.

3.1. Теоријска анализа ефеката интеракције ласерског зрачења са биолошким материјалом

Након темељног прегледа и упоређивања доступних научних истраживања, може се закључити да уколико ласерско зрачење ступи у интеракцију са ткивом, најчешће долази до четири кључна процеса: рефлексија, апсорпција, расејање и трансмисија [83, 84] (као што је илустровано на Слици 3.1).



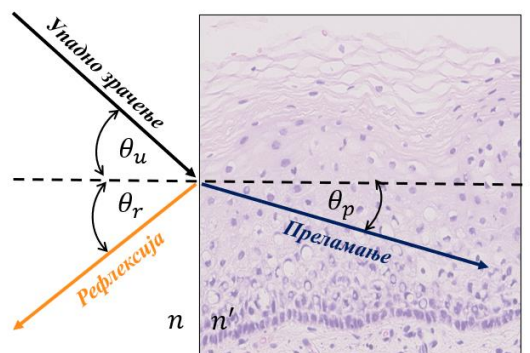
Слика 3.1. Илустрација геометрије процеса рефлексије, расејања, апсорпције и трансмисије пружа визуелни приказ ових комплексних феномена у контексту интеракције ласерског зрачења са ткивом.

Рефлексија и трансмисија представљају нетермалне интеракције које генеришу чисту светлосну енергију, која се затим пропагира кроз испитивани материјал. Апсорпција светлосне енергије зависи од великог броја фактора, укључујући физичку структуру и хемијски састав ткива, као и својства самог ласерског снопа. Када ласерска светлост уђе у ткиво, може бити апсорбована од стране различитих биолошких компоненти,

укључујући воду, протеине, али и различите типове ћелија. Ова апсорбована енергија може затим бити конвертована у топлотну енергију, што може довести до топлотног оштећења или стимулације биолошких процеса. Надаље, расејање светлости је још један важан процес, и оно може знатно утицати на дубину пенетрације ласерске светлости и њену дистрибуцију унутар ткива. Доминација одређеног процеса, било да је то рефлексија, апсорпција, расејање или трансмисија, током интеракције ласерског зрачења са ткивом, суштински зависи од мноштва фактора. Они укључују спецификације упадног ласерског снопа, посебно таласну дужину, дужину трајања импулса и енергију импулса. Наиме, таласна дужина ласерског зрачења утиче на дубину продирања светлости у ткиво, са различитим таласним дужинама које омогућавају различите дубине пенетрације. Дужина трајања импулса и енергија импулса, са друге стране, утичу на укупну количину енергије која се преноси на ткиво, што може даље утицати на вероватноћу апсорпције или расејања. Додатно, стање површине ткива, апсорптивност испитиване мете и геометрија фокусирања такође имају значајан утицај. Стање површине може варирати у зависности од специфичних биолошких и физичких карактеристика ткива, док апсорптивност циљане мете може утицати на количину светлости која се апсорбује у поређењу са оном која се рефлектује или расејава. Геометрија фокусирања, која се односи на облик и оријентацију ласерског снопа, може такође утицати на дистрибуцију светлости унутар ткива. Стога би, све ове варијабле требало пажљиво размотрити приликом примене ласерске технологије у биолошким и медицинским контекстима, како би се осигурала оптимална ефикасност и смањено ризик од потенцијалних штетних ефеката.

3.1.1. Рефлексија и преламање

Феномени рефлексије и преламања представљају кључне механизме који се јављају током преласка ласерског зрачења из једне средине у другу, које се карактеришу својим специфичним индексима преламања n и n' . На наведеној граници део упадне светлости подлеже процесу који се назива *рефлексија*, што значи да се одбија и враћа назад у првобитну средину [85]. Паралелно са рефлексијом, део светлости прелази границу и улази у другу средину, што доводи до феномена *преламања* [86]. Путања светлосног снопа се тада мења, што се одражава променом његовог смера услед разлике у брзини светлости између две средине, коју одређује њихов индекс преламања. Описана интеракција светлости са границом између две средине је визуелизована на Слици 3.2 и илуструје како светлост делимично рефлектује и прелама на граници између две средине – чији су индекси преламања n и n' .



Слика 3.2. Илустрација геометрије упадног, рефлектованог и преломљеног зрака са обележеним угловима: θ_i за упадни, θ_r за рефлектовани и θ_p за преломљени зрак.

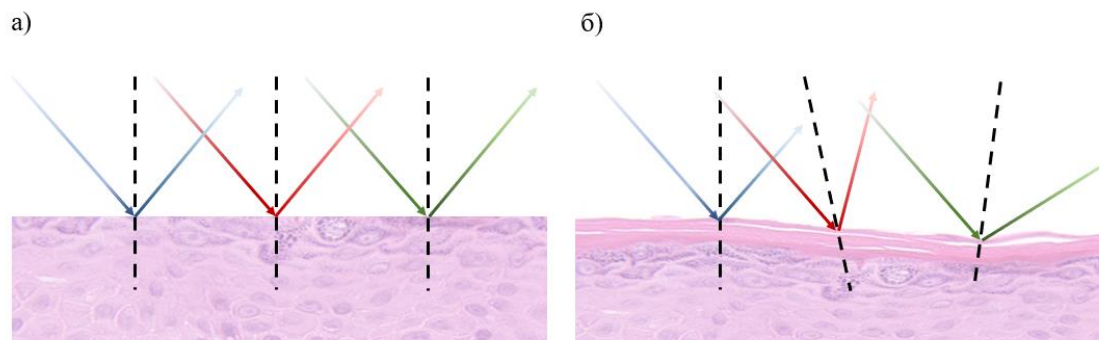
Анализа ласерског зрачења приликом преласка из једне у другу средину заснива се на два основна закона: Снелијус-Декартовом закону преламања [87] и закону рефлексије [88]. Снелијус-Декартов закон преламања успоставља везу између индекса преламања n и n' , као и упадног и преломљеног угла према математичкој формули:

$$n \sin[\theta_u] = n' \sin[\theta_p]. \quad (3.1)$$

За реализацију феномена рефлексије, нужно је да упадни и рефлектовани зрак, као и нормала на границу између средина, леже у истој равни (видети Сliku 3.2). Уколико ласерски снопа пада на границу између средина под упадним углом θ_u у односу на нормалу, рефлектовани угао θ_r ће бити једнак упадном углу θ_i . Овај фундаментални закључак, познат као закон рефлексије се изражава као:

$$\theta_u = \theta_r. \quad (3.2)$$

Битно је напоменути да ће у овом поглављу фокус бити на феномену познатом као *спекуларна рефлексија*. Спекуларна рефлексија настаје током интеракције светлости и површине што резултира одбијањем светлости слично као од огледала, при чему се светлост не расејава већ остаје концентрисана у једном смеру. Овај феномен је илустрован на Слици 3.3 (а). Наиме, када се анализира спекуларна рефлексија, кључна претпоставка је да су нерегуларности површине циљног сегмента занемарљиве у односу на таласну дужину упадног ласерског снопа. Ова претпоставка се често уводи ради поједностављења теоријског модела. Супротно, уколико аномалије на површинској структури испитиване мете ескалирају до те мере да су еквивалентне или надмашују скалу таласне дужине упадног снопа, могуће је уочити значајну промену у модалитету интеракције између светлости и материје, манифестовану кроз алтернативни модел рефлексије. Наиме, у таквим околностима, настаје феномен *дифузионе рефлексије*, што је приказано на Слици 3.3 (б). Дифузна рефлексија се јавља када светлост пада на површину која није савршено глатка, узрокујући распршење светлости у многобројне смерове, за разлику од спекуларне рефлексије где се светлост одбија у једном смеру.



Слика 3.3. Илустрација геометрије: (а) спекуларне и (б) дифузионе рефлексије.

Закони представљени једначинама (3.1) и (3.2) су од кључног значаја за разумевање интеракције ласерске светлости са одабраним метама. Оне пружају математички оквир кроз који се може квантитативно интерпретирати и предвидети понашање светлости приликом њене интеракције са различитим површинама. Међутим, постоји специфична ситуација када једначина (3.1) не може бити задовољена. То се догађа у случају када је упадни угао такав да је $\sin[\theta_u]$ већи од односа n'/n , односно када важи: $\sin[\theta_u] > n'/n$. Под таквим околностима, процес преламања ласерског снопа неће се одиграти. Уместо тога, остварује се услов за појаву *тоталне рефлексије*, што представља посебан оптички феномен. Појава тоталне рефлексије се јавља када светлост прелази из средине са већим индексом преламања у средину са нижим индексом

преламања под одговарајућим упадним углом. Овај феномен има широку примену, посебно у оптичким влакнима [89-91], где се користи за пренос информација на велике удаљености без губитака.

Закон рефлексије и Снеллиус-Декартов закон описују смер рефлектованог и преломљеног светлосног снопа на граници две средине. Међутим, они не објашњавају потпуно како се амплитуде и фазе електромагнетних таласа мењају на тој граници, нити колико се зрачења рефлектује а колико прелама, што је кључно за разумевање преноса светлости кроз различите материјале. Одговори на ова питања могу се наћи кроз анализу амплитудних коефицијената рефлексије, ρ_r , и трансмисије, τ_t , као и кроз разумевање њихових интензитета – рефлектансе, $\mathcal{R} = |\rho_r|^2$, и трансмитансе, $\mathcal{T} = |\tau_t|^2$. Коефицијент рефлексије је параметар који се дефинише као однос између интензитета рефлектованог зрачења, E_r , и упадног зрачења, E_u , односно $\rho_r = E_r/E_u$. Ово се може замислити као део светлосне енергије која се „одбија” назад када светлост наиђе на границу између две средине. Са друге стране, коефицијент трансмисије описује део енергије зрачења који је преломљен и дефинише се као однос између интензитета преломљеног зрачења, E_p , и интензитета упадног зрачења, E_u , односно $\tau_t = E_p/E_u$. То је, дакле, део светлосне енергије која „пролази” кроз границу између две средине. Осим тога, од суштинског је значаја разматрање феномена апсорпције светлости. Када светлосни талас наиђе на материјал, одређени део његове енергије може бити апсорбован, што резултира смањењем укупне енергијске вредности светлости. У том контексту, уводи се често и појам апсорпционог коефицијента, означеног са \mathcal{A}_s , чији се утицај одређује помоћу израза: $\mathcal{A}_s = 1 - (\mathcal{R} + \mathcal{T})$. Наведени параметри се анализирају и изводе коришћењем познатих Френелових једначина. Ове формуле су од виталног значаја у области физике ласера, јер омогућавају прецизно предвиђање понашања светлости када прелази из једне средине у другу, узимајући у обзир све аспекте, укључујући рефлексију, преламање и апсорпцију.

3.1.1.1. Анализа оптичких карактеристика средине – примена Френелових формула

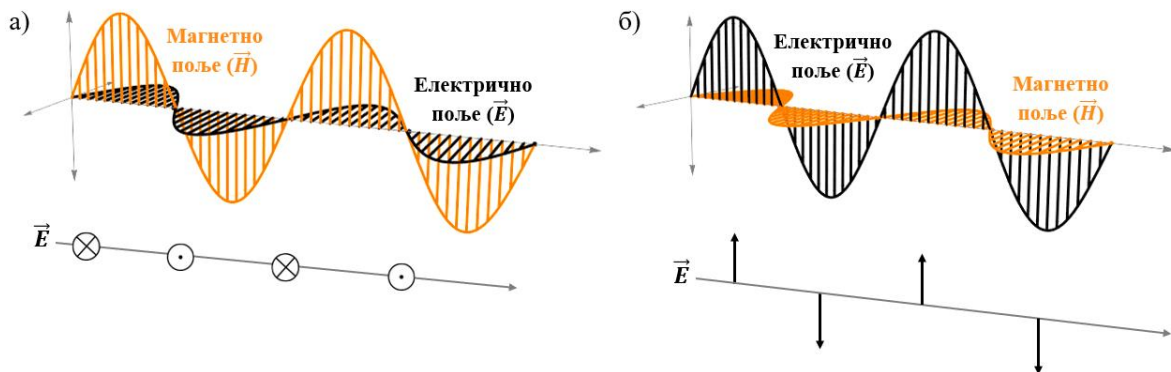
Коефицијенти рефлектансе, \mathcal{R} , трансмитансе, \mathcal{T} , и апсорпционе способности, \mathcal{A}_s , у литератури се најчешће наводе као оптичке карактеристике посматране средине [92]. Експериментално је показано да сваки од њих строго зависи од природе посматраног узорка, избора таласне дужине, угаоних зависности, али и од пречника изабране мете. У циљу детаљне анализе наведених зависности, нужно је подробније испитати карактер интеракције ласерског зрачења са метом биолошког порекла. То је могуће учинити коришћењем феноменолошке теорије, која је заснована на примени Френелових једначина.

На самом почетку уводи се концепт две супстанцијалне средине различитих оптичких густина: ваздуха, n , и ткива, n' . Оне су одвојене равном граничном површином (као што је приказано на Слици 3.3). На ту границу, из средине са индексом преламања n , долази упадни монохроматски талас са фреквенцијом ω :

$$\vec{E}_u = \vec{E}_{0,u} \exp[\omega t - \vec{k}_u \cdot \vec{r}]. \quad (3.3)$$

где је $\vec{E}_{0,u}$ амплитуда упадног снопа, \vec{k}_u одговарајући таласни вектор и t време. Када овај талас удари на граничну површ, део се рефлектује назад у посматрану средину n , формирајући рефлектовани талас, $\vec{E}_r = \vec{E}_{0,r} \exp[\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r}]$. Преостали део таласа прелази у средину n' , формирајући преломљени талас $\vec{E}_p = \vec{E}_{0,p} \exp[\omega t - \vec{k}_p \cdot \vec{r}]$.

Интеракција електромагнетног зрачења са материјалима биолошког порекла чини основу бројних савремених медицинских техника, укључујући различите дијагностичке и терапеутске процедуре. У циљу дубљег разумевања и оптимизације овог сложеног процеса, кључно је схватити основне физичке принципе који стоје иза ове интеракције. Један од тих принципа је поларизација светлости. Поларизација светлости се односи на оријентацију осцилација електричног поља у односу на раван површине на коју светлост пада (Поглавље 2). Ова оријентација, изражена кроз поларизацију светлости, може значајно утицати на интеракцију светлости са ткивом, нарочито на процесе рефлексије, трансмисије и апсорпције светлости. У овом контексту, два облика поларизације - s (ознака „ s ” потиче од немачке речи „senkrecht”, што у преводу значи „нормално”) и p (ознака „ p ” долази од немачке речи „parallele”, што значи „паралелно”) - се истичу због свог значајног утицаја на интеракцију електромагнетних таласа са материјалима биолошког порекла. За s – поларизоване електромагнетне таласе, карактеристично је да вектор јачине електричног поља осцилује у равни која је нормална на раван формирану правцем пропагације таласа и нормале на граничну површину између две средине. Ова конфигурација је приказана на Слици 3.4 (а). Супротно, p – поларизација, карактерише стање у коме електрично поље осцилује унутар упадне равни, односно у равни формираној смером пропагације таласа и нормалом на површину средине (видети Сliku 3.4 (б)). Наведени облици поларизације електромагнетних таласа различито утичу на процесе рефлексије, трансмисије и апсорпције на граници између две средине. Обе врсте поларизација ће се даље разматрати кроз примену Френелових једначина, како би се разумела њихова улога у понашању електромагнетног таласа приликом интеракције са материјалима биолошког порекла.



Слика 3.4. Промене електричног и магнетног поља кроз простор и време, репрезентоване кроз векторе њихових јачина \vec{E} и \vec{H} који синусоидално флукутирају, су илустроване при: (а) s – и (б) p – поларизацији електричног поља.

У контексту интеракције електромагнетног таласа са границом између две средине различите оптичке густине, упадни монохроматски талас у xOy – равни може се описати следећим сетом једначина:

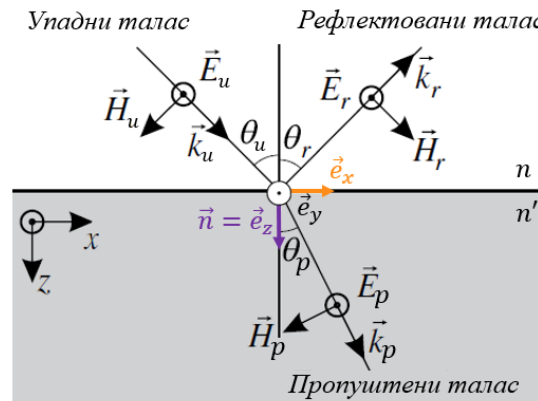
$$\vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_u + \vec{E}_r, & \text{за } z > 0 \\ \vec{E}_p, & \text{за } z < 0 \end{cases}, \quad (3.4)$$

$$\vec{H} = \begin{cases} \vec{H}_u + \vec{H}_r, & \text{за } z > 0 \\ \vec{H}_p, & \text{за } z < 0 \end{cases}. \quad (3.5)$$

Ове једначине описују дистрибуцију електричног, \vec{E} , и магнетног, \vec{H} , поља у простору, где се \vec{E}_u и \vec{H}_u односе на упадни талас, \vec{E}_r и \vec{H}_r на рефлектовани талас, а \vec{E}_p и \vec{H}_p на

преломљени талас. Услов $z > 0$ означава простор где се упадни и рефлектовани талас налазе, док $z < 0$ означава простор где се преломљени талас налази након што прелази границу између две средине.

Сада се уводи претпоставка да су *рефлектовани и преломљени талас s – поларизовани*⁸, као на Слици 3.5. Ова претпоставка је у складу са експерименталним истраживањима, како је наведено у референци [93]. Овај феномен се може разумети ако се препозна да су рефлектовани и преломљени таласи продукт принудних осцилација које изазива електрично поље упадног таласа. Као последица ових принудних осцилација, рефлектовани и преломљени талас усвајају идентичну поларизацију упадног таласа. Ово указује на очување s – поларизације кроз процес рефлексије и трансмисије на граници између две средине.



Слика 3.5. Илустрација приказује геометрију и векторе поља електромагнетног таласа при интеракцији s – поларизованог упадног зрака између ваздуха (n) и ткива (n').

Анализом Слике 3.5, сада је могуће закључити да су z – координате вектора \vec{E}_u , \vec{E}_r и \vec{E}_p постављене дуж s – правца. То указује на чињеницу да се компоненте електричног поља ових таласа пружају паралелно s – правцу, што је карактеристично за s – поларизацију, код које вектор електричног поља осцилује нормално на равну површину формирану правцем пропагације таласа и нормале на границу између две средине. Супротно томе, x – координате вектора \vec{H}_u , \vec{H}_r и \vec{H}_p су смештене тако да компоненте магнетног поља ових таласа следе p – правац⁹. Имајући ово у виду, могуће је извести пројекције вектора \vec{H}_u , \vec{H}_r и \vec{H}_p на x – осу. Ове пројекције се могу израчунати узимајући у обзир правце упадног, рефлектованог и преломљеног таласа: $H_{ux} = -H_u \cos[\theta_u]$, $H_{rx} = H_r \cos[\theta_r]$ и $H_{px} = -H_p \cos[\theta_p]$. Наведене једначине се изводе из основних тригонометријских идентитета, узимајући у обзир да је $\cos[\theta]$ дефинисан као однос интензитета x – компоненте и интензитета вектора. Као коначни корак, једначина (3.5) се може трансформисати тако што се све ове пројекције вектора магнетног поља уврсте у једначину, чиме се добија да је:

⁸ Електрично поље је нормално на упадну равн. Овај феномен је у научној литератури познат под називом „нормална поларизација” [94].

⁹ Када се говори о s – поларизованим (или трансверзално-електричним, ТЕ) таласима у xOy равни, могуће је приметити значајне карактеристике њихових електричних и магнетних поља. Електрично поље таквих таласа је нормално на равн упадног зрака, што подразумева његово ширење дуж s – правца. У датој конфигурацији, s – правац је усмерен дуж z – осе. Са друге стране, магнетно поље је нормално на електрично поље. Због тога је могуће закључити да се при посматрању s – поларизованих таласа магнетно поље се простира дуж p – правца. У тродимензионалном простору xOy равни, p – правац је дефинисан као равн коју формирају x – и y – осе. Према томе, магнетно поље, које се простира дуж p – правца, садржи искључиво x – и y – компоненте.

$$H_u \cos[\theta_u] - H_r \cos[\theta_r] = H_p \cos[\theta_p]. \quad (3.6)$$

Једначина (3.6) се може разумети као услов континуитета магнетног поља на граници између две оптички различите средине. Континуитет магнетног поља указује да, без обзира на промене које електромагнетни талас може доживети приликом преласка из једне средине у другу, укупна јачина магнетног поља остаје константна на граници.

У контексту детаљније анализе електромагнетних таласа, потребно је увести и концепт таласне импедансе, Z , која је дефинисана као количник интензитета јачине електричног и магнетног поља, односно $Z = |\vec{E}|/|\vec{H}|$ [94]. Ова величина је такође повезана са карактеристикама средине кроз који се талас шири, посебно са његовом магнетном пермеабилношћу, μ , и диелектричном пермитивношћу, ϵ , при чему важи да је: $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$. Имајући све ово у виду, након примене дефиниције индекса преламања, $n = c\sqrt{\mu\epsilon}$, као и закона рефлексије, $\theta_u = \theta_r$, једначина (3.6) може се записати као:

$$\frac{n(E_u - E_r)}{\mu_u} \cos[\theta_u] = \frac{n'E_p}{\mu_p} \cos[\theta_p]. \quad (3.7)$$

Добијена једначина представља услов континуитета електричног поља на граници између две средине, узимајући у обзир и таласну импедансу и индексе преламања n и n' средина, као и односе магнетних пермеабилности μ_u и μ_p .

У процесу анализе интеракције електромагнетног таласа са границом која дели две различите средине, од пресудног значаја је укључити у разматрање принцип континуитета тангенцијалних компоненти електричног поља на наведеној граници [95]. Овај принцип, који је интегрални постулат Максвелове електродинимике, сугерише да мора постојати константност укупног електричног поља паралелног са границом прелаза између две средине. Као илустрација овог концепта, може се посматрати ситуација на граници између две средине, приказане на Слици 3.5, која је дефинисана са $z = 0$. Изнад ове границе (за $z > 0$), укупно електрично поље је збир упадног и рефлектованог електричног поља, означеног са $E_u + E_r$. Насупрот томе, испод границе (за $z < 0$), укупно електрично поље представља преломљено електрично поље, E_p . Примена принципа континуитета указује на то да ова два електрична поља - она изнад и она испод границе - морају бити идентична. То значи да мора постојати једнакост између збира упадног и рефлектованог електричног поља и преломљеног електричног поља на граници између две средине. Ова констатација доводи до формирања једначине $E_u + E_r = E_p$, што је кључни корак за разумевање интеракције електромагнетног таласа са границама између различитих медијума. Узимајући у обзир ову релацију, могуће је применити низ математичких трансформација на једначину (3.7) ради раздвајања променљивих. Као резултат овог поступка, долази се до следећих једначина:

$$E_u \left[\frac{n}{\mu_u} \cos[\theta_u] - \frac{n'}{\mu_p} \cos[\theta_p] \right] = E_r \left[\frac{n}{\mu_u} \cos[\theta_u] + \frac{n'}{\mu_p} \cos[\theta_p] \right]. \quad (3.8)$$

$$\frac{2n}{\mu_u} E_u \cos[\theta_u] = E_p \left[\frac{n}{\mu_u} \cos[\theta_u] + \frac{n'}{\mu_p} \cos[\theta_p] \right]. \quad (3.9)$$

Ови изрази представљају основне поставке које регулишу интеракцију електромагнетног таласа са границом између две различите средине и представљају резултат очувања тангенцијалних компоненти електричног и магнетног поља на наведеној граници. Конкретно, једначина (3.8) одражава очување тангенцијалне компоненте електричног поља и артикулише везу између амплитуда упадног, E_u , и рефлектованог електричног поља, E_r , индекса преламања, n и n' , и пермеабилности средине, μ_u и μ_p , и углова под

којима упадни, θ_u , и преломљени, θ_p , таласи падају на граничну површ. Једначина (3.9) формулише услов очувања тангенцијалне компоненте електричног поља на граници. У овој једначини, изражена је корелација између амплитуда упадног, E_u , и преломљеног електричног поља, E_p , индекса преламања, n и n' , и пермеабилности средине, μ_u и μ_p и углова упадних, θ_u , и преломљених таласа, θ_p . Треба нагласити да су ове једначине применљиве само у случају s – поларизације. Ако светлост није поларизована на овај начин, једначине се знатно разликују.

У наставку анализе, неопходно је креирати јасну физичку слику проучаваног феномена, те пружити квантитативну анализу интеракција које се одвијају на граници између две средине. Ово се постиже уводом коефицијената рефлексије и трансмисије, који су кључне величине за карактеризацију ових феномена. Када електромагнетни талас сусретне границу између две различите средине, део његове енергије се рефлектује, док други део продире кроз границу. Коефицијент рефлексије, означен са ρ_r , представља меру количине енергије електромагнетног таласа која се рефлектује назад у првобитну средину. Слично томе, коефицијент трансмисије, означен са τ_t , описује део енергије упадног електромагнетног таласа који прелази у другу средину. Наведени коефицијенти омогућавају напредак од општег теоријског описа очувања компоненти поља на граници, према конкретнијем и детаљнијем опису понашања електромагнетних таласа у специфичним интеракцијским ситуацијама. Стога, коефицијенти рефлексије и трансмисије представљају есенцијалне елементе у анализи понашања електромагнетних таласа при интеракцији са ткивима. Стога, фокус је сада усмерен на извођење израза за ове коефицијенте, користећи једначине (3.8) и (3.9), и разматрање њихове зависности од карактеристика средине и услова упадног таласа.

Коефицијент рефлексије у специјалном случају s – поларизације, означен са ρ_{r_s} , односи се на параметар који прецизно описује однос интензитета рефлектованог зрачења, E_r , према упадном зрачењу, E_u , односно $\rho_{r_s} = E_r/E_u$. Ова дефиниција омогућава квантитативни опис карактеристика енергијске интеракције када се електромагнетни талас сусреће са граничном површином. Специфично, овај коефицијент пружа детаљне информације о количини енергије која се рефлектује натраг у примарну средину. Уз помоћ једначине (3.8), може се извести формула за амплитуду коефицијента рефлексије, ρ_{r_s} , која је дефинисана као [96]:

$$\rho_{r_s} = \left(\frac{E_r}{E_u} \right)_s = \frac{\frac{n \cos[\theta_u]}{\mu_u} - \frac{n' \cos[\theta_p]}{\mu_p}}{\frac{n \cos[\theta_u]}{\mu_u} + \frac{n' \cos[\theta_p]}{\mu_p}} \quad (3.10)$$

Овај израз имплицира да промене у било ком од ових параметара резултирају различитом количином енергије која се рефлектује назад у изворну средину.

Применом једначине (3.9), могуће је извести израз за амплитуду коефицијента трансмисије, τ_{t_s} . Ова величина дефинише се као однос између интензитета преломљеног зрачења, E_p , и интензитета упадног зрачења, E_u , или прецизније, $\tau_{t_s} = E_p/E_u$. Коефицијент трансмисије, у суштини, описује колико инцидентне енергије прелази из једне средине у другу када електромагнетни талас наиђе на границу између те две средине. Има велики значај, јер омогућава квантитативну анализу процеса трансмисије светлости. Користећи формулу која је изведена из једначине (3.9), могуће је израчунати прецизну вредност коефицијента трансмисије, τ_{t_s} , у облику [96]:

$$\tau_{t_s} = \left(\frac{E_p}{E_u} \right)_s = \frac{1}{\mu_u} \frac{2n \cos[\theta_u]}{\frac{n \cos[\theta_u]}{\mu_u} + \frac{n' \cos[\theta_p]}{\mu_p}} \quad (3.11)$$

Ова једначина пружа могућност прецизног квантитативног анализирања утицаја различитих параметара на процес преноса енергије на граници између две различите средине.

У контексту електромагнетне теорије, ваздух и ткиво се често сматрају магнетно једнаким. Наиме, већина ткива, као и ваздух, су „немагнетни” материјали. То значи да њихова релативна магнетна пермеабилност, μ_r , има вредност блиску јединици. Стога, у многим применама где се анализира интеракција електромагнетних таласа са ткивима, често је оправдана претпоставка да су ваздух и ткиво магнетно једнаки, односно да је $\mu_u = \mu_p = \mu$. Ово поједностављује математичке моделе и анализе, док у исто време пружа довољно тачне резултате за већину практичних примена. За $\mu_u = \mu_p = \mu$, једначине (3.10) и (3.11) се додатно упрошћавају:

$$\rho_{r_s} = \frac{\cos[\theta_u] - \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]}{\cos[\theta_u] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]} \quad (3.12)$$

$$\tau_{t_s} = \frac{2 \cos[\theta_i]}{\cos[\theta_i] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]} \quad (3.13)$$

Ови поједностављени изрази сада зависе само од индекса преламања n и n' (који описују брзину светлости у свакој од средина), и углова упадног и преламаног зрачења, θ_u и θ_p . Ово омогућава лакшу анализу и интерпретацију физичких процеса који се одвијају на граници између две средине. Ипак, вреди напоменути да уведена апроксимација може да буде нетачна у специфичним ситуацијама, на пример, ако ткиво садржи неке магнетне састојке или је подвргнуто снажном спољашњем магнетном пољу. У таквим случајевима, потребно је узети у обзир разлике у магнетним карактеристикама материјала.

Приликом преласка из ваздуха у ткиво, ласерски сноп се сусреће са границом између ове две средине. На тој граници, део енергије ласерског снопа се рефлектује уназад у ваздух, док преостали део енергије продире у ткиво. Ова интеракција може се квантификовати помоћу концепта рефлектансе, \mathcal{R} , и трансмитансе, \mathcal{T} . Рефлектанса, \mathcal{R} , представља удео енергије ласерског снопа који се рефлектује уназад у ваздух. У специјалном случају s – поларизације, могуће ју је одредити квадрирањем амплитудног коефицијента рефлексије, ρ_{r_s} :

$$\mathcal{R}_s = |\rho_{r_s}|^2 = \left| \frac{\cos[\theta_u] - \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]}{\cos[\theta_u] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]} \right|^2 \quad (3.14)$$

На пример, уколико је $\mathcal{R}_s = 0.2$, то значи да се 20% упадне енергије рефлектује назад у ваздух. Супротно, трансмитанса, \mathcal{T} , описује удео енергије ласерског снопа који продире у ткиво. Израчунава се квадрирањем амплитудног коефицијента трансмисије, τ_{t_s} , као:

$$\mathcal{T}_s = |\tau_{t_s}|^2 = \left| \frac{2 \cos[\theta_u]}{\cos[\theta_u] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_p]} \right|^2 \quad (3.15)$$

Уколико је $\mathcal{T}_s = 0.8$, то значи да 80% упадне енергије прелази у ткиво. Укупна енергија ласерског снопа мора бити очувана, што значи да се рефлектована и трансмитована енергија морају збирно изједначити са целокупном упадном енергијом. Ова појава илуструје фундаментални принцип очувања енергије у контексту интеракције светлости са материјалом.

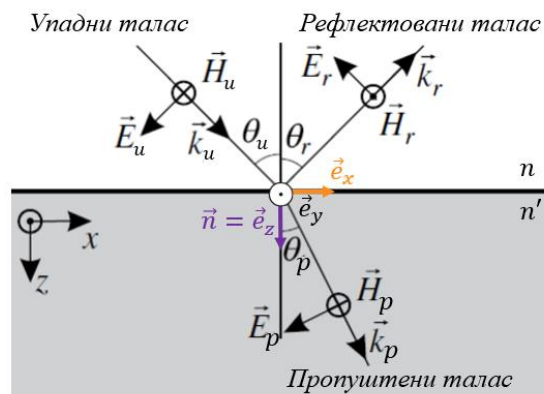
Једначине (3.10) – (3.15) су у литератури [97] познате као Френелове формуле за s – поларизовани електромагнетни талас. Оне могу потенцијално пружити информације о рефлектованој, E_r , и преломљеној, E_p , компоненти вектора електричног поља, када је

позната упадна, E_u , компонента вектора електричног поља под условом да су познати изрази за амплитуду коефицијента рефлексije и трансмисије. Конкретно, за s – поларизацију, паралелну са упадном равни, Френелове формуле се изражавају на следећи начин:

$$E_r = \rho_{r_s} \cdot E_u, \quad (3.16)$$

$$E_p = \tau_{t_s} \cdot E_u. \quad (3.17)$$

У сценарију p – поларизације монохроматског таласа ¹⁰, илустрованог на Слици 3.6, електрично поље осцилује у равни која је паралелна са равни упадног снопа. Ова раван је дефинисана правцем пропагације таласа и нормале на површину границе између две средине. Наиме, када p – поларизовани талас наилази на границу између две супстанцијалне средине различитих оптичких густина, долази до интеракције између таласа и те средине. На микроскопском нивоу, ова интеракција се одвија између атома или молекула средине и променљивог електричног поља упадног таласа. Под утицајем овог поља, електрони унутар атома или молекула почињу да осцилују, генеришући секундарне таласе у облику рефлектованих и преломљених таласа. Ови електрони су, заправо, принуђени да осцилују у складу са електричним пољем упадног таласа. Према томе, њихове осцилације се дешавају у равни која је паралелна са равни упадне светлости. Као резултат тога, рефлектовани и преломљени таласи које они генеришу такође ће осциловати у овој равни, што значи да ће задржати p – поларизацију упадног таласа. Ово очување p – поларизације кроз процес рефлексije и трансмисије може се схватити као манифестација принципа очувања оријентације електричног поља током интеракције таласа са посматраном средином [98]. Овај опис има своје границе. Заснован је на класичној слици електромагнетне интеракције и не узима у обзир неке ефекте који се могу појавити на квантним нивоима. Међутим, у многим практичним ситуацијама, ово је корисна апроксимација која омогућава ефикасно разумевање понашања p – поларизованих таласа на граници између две средине.



Слика 3.6. Илустрација приказује геометрију и векторе поља електромагнетног таласа при интеракцији p – поларизованог упадног зрака између ваздуха (n) и ткива (n').

Разматрањем Сlike 3.6 уочава се да се x – координате вектора \vec{E}_u , \vec{E}_r и \vec{E}_p распоређују дуж p – правца. Овај распоред указује на то да компоненте електричног поља упадног, рефлектованог и преломљеног таласа теже паралелности са p – правцем. Контраст овоме представљају y – координате вектора \vec{H}_u , \vec{H}_r и \vec{H}_p које су постављене на такав

¹⁰ Електрично поље је паралелно упадној равни. Овај феномен је у научној литератури познат под називом „паралелна поларизација” [99].

начин да компоненте магнетног поља одговарајућих таласа прате s – правац¹¹. С обзиром на ове чињенице, могуће је извести пројекције вектора \vec{E}_u , \vec{E}_r и \vec{E}_p на x – осу. Ове пројекције могу се прецизно израчунати узимајући у обзир правце упадног, рефлектованог и преломљеног таласа: $E_{ux} = E_u \cos[\theta_u]$, $E_{rx} = -E_r \cos[\theta_r]$ и $E_{px} = E_p \cos[\theta_p]$. Познајући тригонометријске идентитете, применом основних математичких релација, могуће је трансформисати једначину (3.4) тако да се ове пројекције укључе у разматрање, што доводи до релације:

$$E_u \cos[\theta_u] - E_r \cos[\theta_r] = E_p \cos[\theta_p]. \quad (3.18)$$

Разматрањем услова да на граници између две средине, $z = 0$, једначина $H_u + H_r = H_p$ осигурава континуитет тангенцијалне компоненте магнетног поља преко границе¹² и узимањем још једном у обзир једначину за таласну импедансу [94]: $Z = |\vec{E}|/|\vec{H}| = \sqrt{\mu/\epsilon}$, као и релацију $n = c\sqrt{\mu\epsilon}$ [95], следи да је:

$$\frac{nE_u}{\mu_u} + \frac{nE_r}{\mu_u} = \frac{n'E_p}{\mu_p}. \quad (3.19)$$

Слично као код s – поларизације, комбиновањем једначина (3.18) и (3.19) добија се израз за амплитуду коефицијента рефлексије изражен преко упадног и преломљеног угла:

$$\rho_{r_p} = \left(\frac{E_r}{E_u}\right)_p = \frac{\frac{n \cos[\theta_p]}{\mu_u} - \frac{n' \cos[\theta_u]}{\mu_p}}{\frac{n \cos[\theta_p]}{\mu_u} + \frac{n' \cos[\theta_u]}{\mu_p}}, \quad (3.20)$$

као и релација за амплитуду коефицијента трансмисије:

$$\tau_{t_p} = \left(\frac{E_p}{E_u}\right)_p = \frac{1}{\mu_u} \frac{2n \cos[\theta_u]}{\frac{n}{\mu_u} \cos[\theta_p] + \frac{n'}{\mu_p} \cos[\theta_u]}. \quad (3.21)$$

Поновним увођењем претпоставке да су ваздух и ткиво магнетно једнаки, односно да је могуће записати: $\mu_u = \mu_p = \mu$, једначине (3.20) и (3.21) могу се додатно упростити:

$$\rho_{r_p} = \frac{\cos[\theta_p] - \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]}{\cos[\theta_p] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]}, \quad (3.22)$$

$$\tau_{t_p} = \frac{2 \cos[\theta_u]}{\cos[\theta_p] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]}. \quad (3.23)$$

Изрази за рефлектансу, \mathcal{R} , и трансмитансу, \mathcal{T} , у случају p – поларизације имају облик:

$$\mathcal{R}_p = \left|\rho_{r_p}\right|^2 = \left|\frac{\cos[\theta_p] - \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]}{\cos[\theta_p] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]}\right|^2, \quad (3.24)$$

¹¹ Када се посматрају p – поларизовани (или ТМ, трансверзално-магнетни) таласи, електрично поље је паралелно са равни упадног снопа, што значи да се простире дуж p – правца, чиме се имплицира да електрично поље има само x – и y – компоненте. Магнетно поље је, са друге стране, нормално на раван упадног снопа и нормално је на електрично поље. Дакле, за p – поларизоване таласе, магнетно поље се простире дуж s – правца. У овом контексту, s – правац је дефинисан као правац који је ортогоналан на xOy равни, односно, то је z – оса. Дакле, магнетно поље има само z – компоненту.

¹² Ова једначина је изведена на основу чињенице да нема слободних струја на граници између две диелектричне средине које би могле да изазову скок у вредности магнетног поља.

$$\mathcal{T}_p = |\tau_{t_p}|^2 = \left| \frac{2 \cos[\theta_u]}{\cos[\theta_p] + \frac{n'}{n} \cos[\theta_u]} \right|^2. \quad (3.25)$$

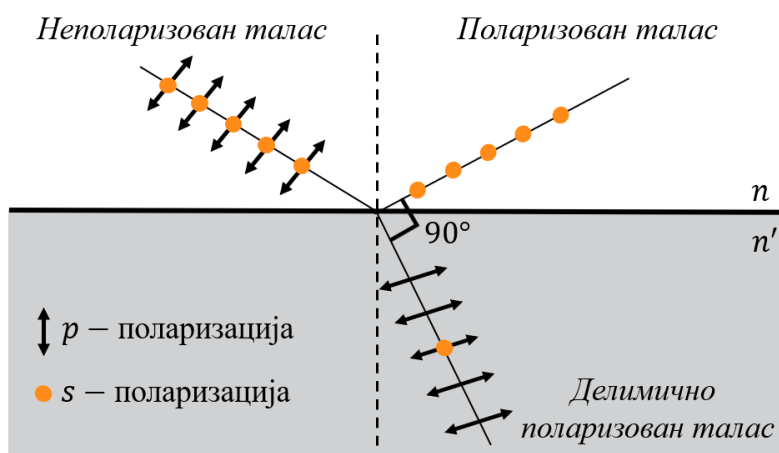
Једначине (3.20) – (3.25) представљају Френелове формуле за p – поларизовани електромагнетни талас [97]. Примена овде поменутих израза омогућава егзактно одређивање рефлектоване и преломљене компоненате вектора електричног поља, у случају када је упадна компонента вектора електричног поља позната, односно:

$$E_r = \rho_{r_p} \cdot E_u, \quad (3.26)$$

$$E_p = \tau_{t_p} \cdot E_u. \quad (3.27)$$

Након увођења кључних концепта s – и p – поларизације, као и разматрања Френелових формула за ове специфичне случајеве, неопходно је детаљно анализирати концепт Брустеровог угла, θ_B , у оквиру описа интеракције ласера са ткивом. Угао θ_B се односи на јединствени упадни угао при којем је коефицијент рефлексије за p – поларизовану светлост једнак нули, $\rho_{r_p} = 0$, што значи да рефлектовани талас потпуно нестаје. Другим речима, када светлост пада на граничну површину између две средине под овим специфичним углом, p – поларизована светлост се потпуно преноси кроз другу средину без икакве рефлексије. Овај феномен је посебно користан у ситуацијама где је циљ смањити рефлексију и максимизирати продор светлости у ткиво. Додатно, s – поларизовани таласи могу бити делимично рефлектовани, $\rho_{r_s} \neq 0$, чак и под Брустеровим углом.

Феномен Брустеровог угла захтева анализу специфичног граничног случаја у којем су преломљени и рефлектовани зраци међусобно нормални, односно, када важи $\theta_p + \theta_r = \pi/2$ (видети Слику 3.7).



Слика 3.7. Илустрација граничног случаја у коме важи релација: $\theta_p + \theta_r = \pi/2$.

Да би се изразио Брустеров угао, полази се од дефиниције закона преламања: $n \sin[\theta_u] = n' \sin[\theta_p]$. Тачније, имајући у виду да је на Слици 3.7 наметнут услов: $\theta_p + \theta_r = \pi/2$, могуће је записати:

$$n \sin[\theta_u] = n' \sin \left[\frac{\pi}{2} - \theta_r \right]. \quad (3.28)$$

Примена тригонометријског идентитета [100]: $\sin[\pi/2 - \theta_u] = \cos[\theta_u]$ на једначину (3.28) омогућава да се овај израз трансформише као:

$$\frac{\sin[\theta_u]}{\cos[\theta_u]} = \frac{n'}{n}. \quad (3.29)$$

односно коришћењем дефиниције тангенса угла [100]: $\tan[x] = \sin[x]/\cos[x]$, могуће је извести финалну форму израза за рачунање Брустеровог упадног угла θ_B :

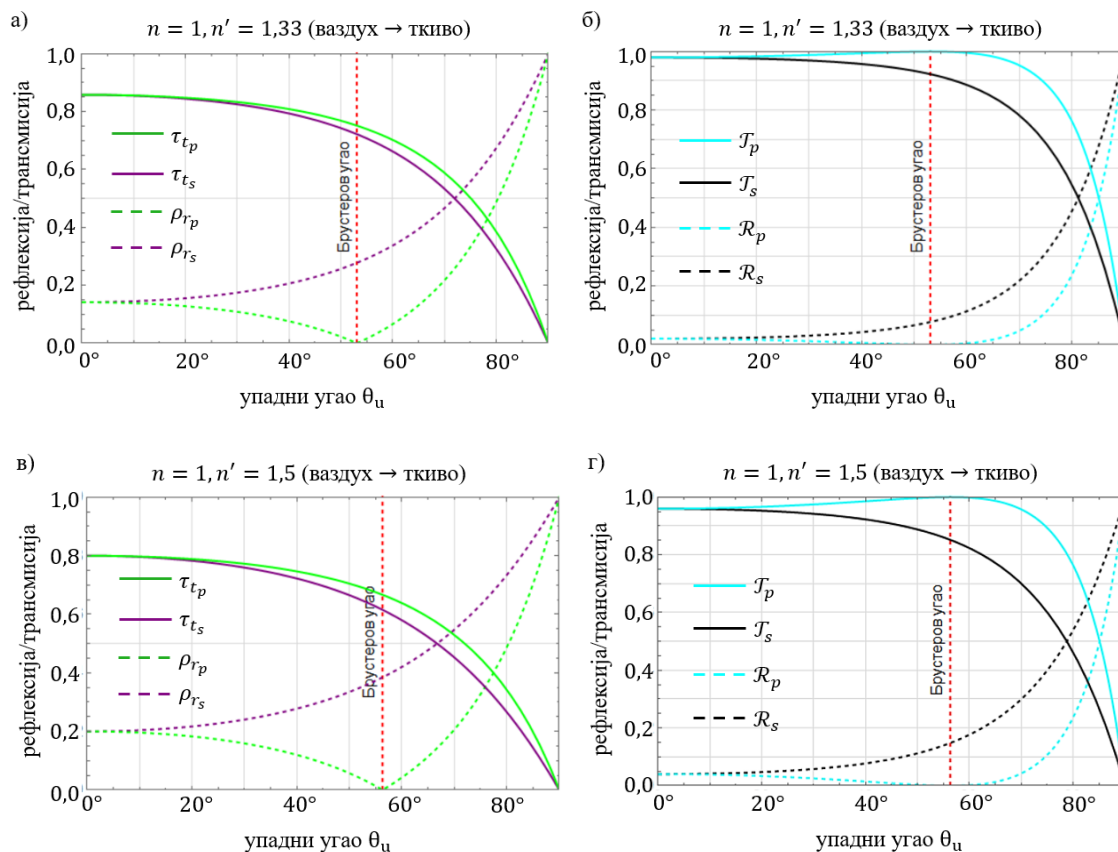
$$\tan[\theta_B] = \frac{n'}{n}. \quad (3.30)$$

Ова формула имплицира да, када је индекс преламања материјала биолошког порекла познат, може се одредити Брустеров угао у циљу оптимизовања ласерске терапије или операције како би се смањила рефлексија p – поларизоване светлости. Схватање овог параметра и његова примена у контексту интеракције ласера са ткивом потенцијално може помоћи у оптимизацији терапеутских протокола и побољшању ефикасности ласерских третмана.

3.1.2. Нумеричка анализа Френелових формула на граници ваздух/ткиво

Френелове једначине и Брустеров угао феноменолошки представљају кључне елементе у разумевању интеракција светлости са срединама различитих индекса преламања, посебно у погледу феномена рефлексије и преламања. Ови концепти обезбеђују математички оквир који омогућава квантитативно предвиђање понашања светлости на граници две различите средине. Са циљем постизања дубљег разумевања процеса који стоје иза претходно приказаних резултата и наглашавања сложености и прецизности потребне за нумеричку анализу ових оптичких феномена, коришћен је програмски језик Волфрам [101]. Он је специјализован за симболичку и нумеричку обраду података, што га чини идеалним алатом за имплементацију и проучавање ових феномена.

На Слици 3.8 приказане су амплитудне вредности рефлексионих, ρ_r , и трансмисионих, τ_t , коефицијената, као и припадајући интензитети - рефлектанса, \mathcal{R} , и трансмитанса, \mathcal{T} . Анализирани су случајеви s – и p – поларизације, у контексту преласка електромагнетног снопа из атмосферских услова (где је индекс преламања $n = 1$) у ткиво (чији индекс преламања варира у опсегу од 1.33 до 1.5 - видети Табелу 3.1). Поред тога, како би се добила свеобухватна анализа ових феномена, у нумеричку анализу је укључен и Брустеров угао, θ_B . Илустрација овог специфичног угла представља кључну тачку у разумевању интеракције светлости са ткивом, посебно у контексту могућности минимизације рефлексије и максимизације трансмисије светлости.



Слика 3.8. Визуелна репрезентација резултата добијених нумеричком анализом Френелових формула при проласку електромагнетног снопа из ваздуха у ткиво за случај: (а) и (б) конституената меког ткива, $n' = 1,33$, (в) и (г) одређених епидермалних слојева коже, $n' = 1,5$ [102].

Табела 3.1. Оптичке густине, n' , различитих ткива измерених у опсегу таласних дужина од 456 nm до 1064 nm [102].

| Ткиво | Индекс преламања n' |
|---------------------|-----------------------|
| Аорта | 1,39 |
| Бешика | 1,38 |
| Сива моздана маса | 1,36 |
| Бела моздана маса | 1,38 |
| Дебело црево | 1,36 |
| Једњак | 1,37 |
| Абдоминална масноћа | 1,46 |
| Мишићно ткиво срца | 1,38 |
| Бубрег | 1,37 |
| Јетра | 1,38 |
| Мишићи | 1,38 |
| Беоњача | 1,36–1,47 |
| Слезина | 1,37 |

Резултати приказани на Слици 3.8 недвосмислено показују да за Брустерове упадне углове $\theta_B \approx 53$ (видети Слику 3.8 (а), (б)) и $\theta_B \approx 56$ (видети Слику 3.8 (в), (г)) нема рефлектованог p – поларизованог таласа ($\mathcal{R}_p = 0$ и $\rho_{r_p} = 0$). Коefицијенти рефлексije,

ρ_{r_s} и ρ_{r_p} , и трансмисије, τ_{t_s} и τ_{t_p} , су позитивни, изузев у случајевима преласка из оптички гушће у оптички ређу средину, када постају негативни. Позитивне вредности ових коефицијената значе да у посматраном систему нема скока фазе, а у супротном случају могуће је тврдити да је дошло до скока за 180° . У овој докторској дисертацији неће бити од интереса прелази електромагнетног снопа из оптички гушће у оптички ређу средину (прелаз ткиво \rightarrow ваздух), те због тога нису анализирани на Слици 3.8. Извршено је и поређење са кривама доступним у литератури [102], при чему је добијено одлично слагање, што потврђује ваљаност резултата приказаних у овом раду.

3.1.3. Апсорпција и трансмисија

Феномен апсорпције описује ситуацију у којој сноп електромагнетног зрачења, када удари на површину материјала биолошког порекла, не одбија се назад нити наставља да се шири кроз материјал. Уместо тога, енергија зрачења се апсорбује у материјалу, што може да резултира разним променама унутар саме структуре материјала. Описани феномен захтева енергијске промене на атомском и (или) молекуларном нивоу. Ове промене резултирају конверзијом дела ласерског зрачења у друге облике енергије, као што су топлота или кинетичка енергија, што се манифестује као повећање вибрација атома и молекула у третираној мети. Способност ткива да апсорбује електромагнетно зрачење зависи од различитих фактора. То укључује електронски састав атома или молекула, таласну дужину зрачења, дебљину апсорбујућег слоја, као и унутрашње параметре као што су температура и концентрација апсорбујућег материјала. Узимајући у обзир описану комплексност, могуће је формирати математички израз који описује апсорпцију. Наиме, у случају да монохроматски електромагнетни сноп интензитета I пролази кроз апсорбујући слој дебљине dl , редукција интензитета зрачења ће бити директно пропорционална интензитету примењеног зрачења, I , као и концентрацији апсорбујућих врста у материјалу, c_a , односно:

$$-\frac{dI}{dl} \propto I \cdot c_a. \quad (3.31)$$

Увођењем коефицијента пропорционалности k_a , једначина (3.31) постаје:

$$-\frac{dI}{dl} = I \cdot c_a \cdot k_a, \quad (3.32)$$

при чему вредност коефицијента k_a зависи од избора таласне дужине и температуре.

Раздвајањем променљивих у једначини (3.32) омогућује се аналитичка интеграција:

$$-\int \frac{dI}{I} = c_a \cdot k_a \cdot \int dl, \quad (3.33)$$

односно решавањем интеграла може се написати:

$$-\ln(I) = c_a \cdot k_a \cdot l + c_1, \quad (3.34)$$

где је c_1 константа интеграције. Константа интеграције може да се одреди из почетног услова да на нултој дебљини слоја $l = 0$, интензитет преломљеног зрачења мора бити једнак интензитету упадног зрачења, односно $I = I_0$, добија се да је:

$$-\ln(I) = c_a \cdot k_a \cdot l - \ln(I_0), \quad (3.35)$$

$$\ln(I_0) - \ln(I) = c_a \cdot k_a \cdot l, \quad (3.36)$$

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = c_a \cdot k_a \cdot l. \quad (3.37)$$

Једначину (3.37) је могуће додатно трансформисати увођењем познатог математичког индентитета, $\ln(10) \cdot \log(x) = \ln(x)$ [100] као:

$$2,30258 \cdot \log\left(\frac{I_0}{I}\right) = c_a \cdot k_a \cdot l, \quad (3.38)$$

$$\log\left(\frac{I_0}{I}\right) = \frac{c_a \cdot k_a \cdot l}{2,30258}, \quad (3.39)$$

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = c_a \cdot \varepsilon_a \cdot l. \quad (3.40)$$

У једначини (3.40) уведена је величина ε_a , позната у литератури као линеарни моларни апсорпциони коефицијент (или моларна апсорптивност) [103]. Он се дефинише као $\varepsilon_a = k_a/2.30258$, где је k_a константа. Вредност овог коефицијента зависи од неколико фактора: изабране таласне дужине упадног снопа зрачења, λ , природе изабраног ткива и температуре. Међутим, није зависна од дебљине апсорбујућег слоја, l , и концентрације апсорбујућих врста у материјалу, c_a . У SI систему јединица, моларни апсорпцијски коефицијент се обично изражава као $M^{-1} \text{ cm}^{-1}$, где је M моларна концентрација.

Имајући све горе поменуто у виду, након примене једноставних математичких операција, једначину (3.40) је могуће трансформисати и записати у експоненцијалној форми као што следи:

$$I = I_0 \cdot \exp[-c_a \cdot \varepsilon_a \cdot l], \quad (3.41)$$

или у редукованом облику:

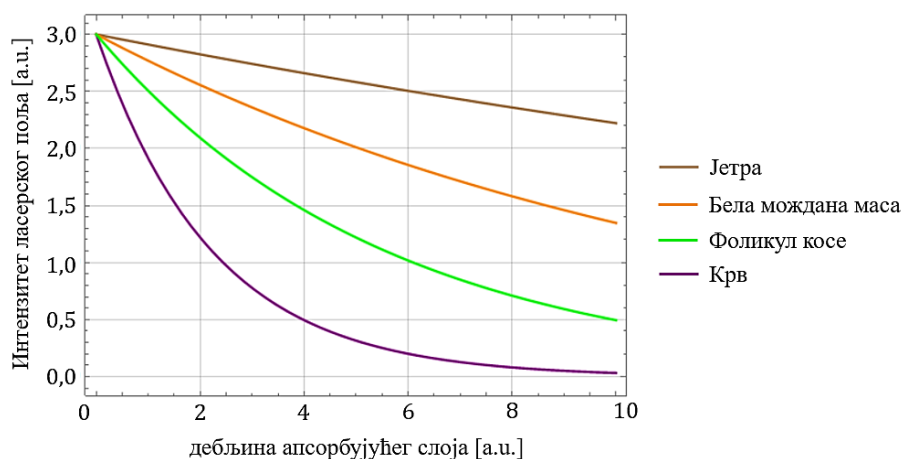
$$I = I_0 \cdot \exp[-\mu_a \cdot l], \quad (3.42)$$

где је μ_a коефицијент апсорпције, при чему важи релација $\mu_a = \varepsilon_a \cdot c_a$ [107]. Коефицијент μ_a одражава способност материјала да апсорбује светлост, где веће вредности указују на већу апсорпцију. Конкретно, за биолошке материјале, μ_a обично варира у опсегу $0,001 < \mu_a < 10$ [104]. Експоненцијална функција у једначинама (3.41) и (3.42) одражава чињеницу да се интензитет светлости експоненцијално смањује док пролази кроз апсорбујући материјал. Једначина (3.41), као и њена редукована верзија представљена једначином (3.42), припада скупу математичких формулација познатих као Ламбер-Беров закон [105]. Он важи само у ситуацијама када се анализира монохроматско упадно зрачење, односно снап светлости који је састављен само од једне таласне дужине фотона, које долази паралелно на површину нехомогеног апсорбујућег материјала, и то под сталним температурним условима. На крају, треба рећи да постоји неколико фактора који утичу на вредност апсорпционог коефицијента, означеног са μ_a . Пре свега, μ_a значајно зависи од избора таласне дужине упадног зрака зрачења, λ . Овакав закључак је од суштинског значаја, јер ће различите таласне дужине интераговати на различите начине са разноврсним материјалима, што може значајно утицати на вероватноћу апсорпције. Друго, природа одабраног материјала, у овом контексту ткива, такође игра кључну улогу у одређивању вредности μ_a (видети Табелу 3.2).

Табела 3.2. Експериментално измерени коефицијенти апсорпције различитих материјала биолошког порекла за две различите таласне дужине - 850 nm и 1064 nm [104].

| Ткиво | Таласна тужина, λ [nm] | Коефицијент апсорпције, μ_a [mm ⁻¹] |
|--------------------|-----------------------------------|--|
| Јетра | 850 | 0,03 |
| | 1064 | 0,03 |
| Бела мождана маса | 850 | 0,08 |
| | 1064 | 0,04 |
| Сива мождана маса | 1064 | 0,19 |
| Крв | 850 | 0,45 |
| | 1064 | 0,30 |
| Аорта | 1064 | 0,20 |
| Мишићно ткиво срца | 1064 | 0,04 |
| Бешика | 1064 | 0,07 |
| Бубрези | 1064 | 0,24 |
| Плућа | 1064 | 0,28 |
| Фоликул косе | 850 | 0,18 |

На Слици 3.9, приказана је зависност интензитета примењеног ласерског зрачења од дебљине апсорбујућег слоја за јетру, белу мождану масу, фоликул косе и крв на таласној дужини од 850 nm. Као што је већ наглашено, сваки тип ткива има свој коефицијент апсорпције, што је мера способности ткива да апсорбује електромагнетно зрачење. На пример, јетра има коефицијент апсорпције од 0,03 mm⁻¹, док крв има знатно већи коефицијент од 0,45 mm⁻¹. То указује на то да крв апсорбује више електромагнетног зрачења од јетре на овој таласној дужини.

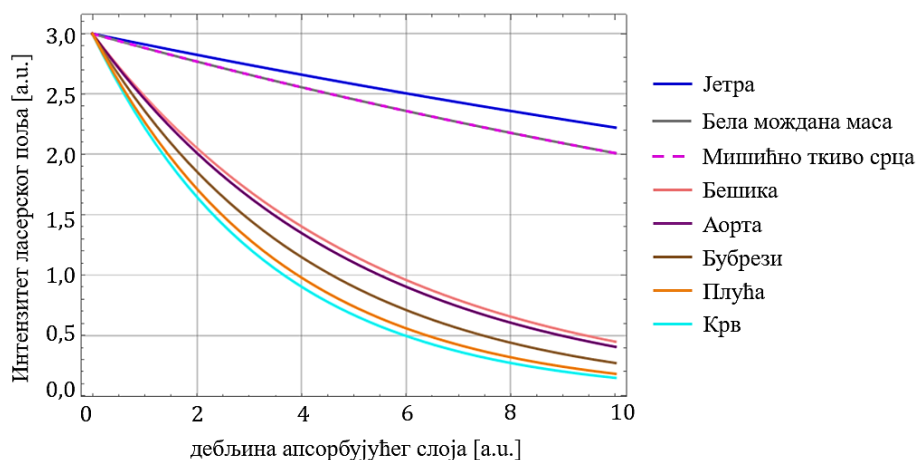


Слика 3.9. График зависности интензитета примењеног ласерског зрачења, I , од дебљине апсорбујућег слоја, l , за $\lambda = 850$ nm.

На основу приказаних података на Слици 3.9, јасно је да криве које представљају различите типове ткива показују различито понашање. Ово указује на варијабилност у начину на који различите врсте материјала биолошког порекла интерагују са ласерским зрачењем на одређеној таласној дужини. Дистинктивне карактеристике сваке криве су управо директна рефлексија својстава апсорпције одговарајуће мете. На пример, крива

за крв показује експоненцијалну зависност, што одражава висок коефицијент апсорпције крви и индикује брз пад интензитета зрачења са повећањем дебљине слоја. Насупрот томе, крива за јетру показује готово линеарну зависност, што указује на постепено пад интензитета зрачења са повећањем дебљине слоја, што је последица нижег коефицијента апсорпције. Дакле, изведени закључци сугеришу да јетра апсорбује мањи део електромагнетног зрачења у поређењу са крвљу, на истим таласним дужинама, што резултира мањим падом интензитета зрачења на већим дебљинама ткива.

Слично томе, на Слици 3.10, приказана је зависност интензитета примењеног зрачења од дебљине апсорбујућег слоја за јетру, белу možдану масу, мишићно ткиво срца, бешику, аорту, бубреге, плућа и крв на таласној дужини од 1064 nm. Поново, свако ткиво има свој одговарајући коефицијент апсорпције. На овој таласној дужини, јетра има коефицијент апсорпције од $0,03 \text{ mm}^{-1}$, док су плућа и крв на вишем крају спектра са коефицијентима од $0,28 \text{ mm}^{-1}$, и $0,30 \text{ mm}^{-1}$, респективно.



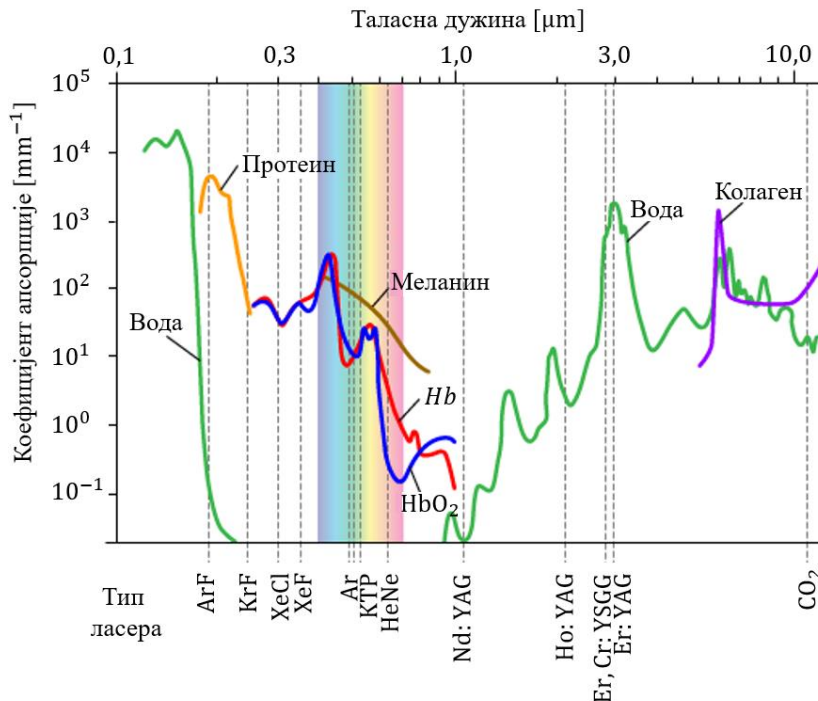
Слика 3.10. График зависности интензитета примењеног ласерског зрачења, I , од дебљине апсорбујућег слоја, l , за $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Резултати приказани на Слици 3.10 илуструју сложеност интеракција између ласерског зрачења и ткива. Различите зависности интензитета примењеног зрачења од дебљине апсорбујућег слоја за различита ткива, при таласној дужини од 1064 nm, сведоче о варијабилности апсорптивних својстава различитих ткива. Ткива која показују готово линеарну зависност, као што су јетра, бела možдана маса и мишићно ткиво срца, имају релативно ниске коефицијенте апсорпције. То значи да ова ткива апсорбују мање електромагнетног зрачења по јединици дебљине, што доводи до постепеног пада интензитета зрачења са повећањем дебљине слоја. Овакав закључак указује на то да је већи део зрачења у стању да прође кроз ова ткива без значајног губитка интензитета. Са друге стране, ткива која показују експоненцијалну зависност, као што су бешика, аорта, бубрези, плућа и крв, имају више коефицијенте апсорпције (видети Табелу 3.2). То значи да ова ткива апсорбују већи део електромагнетног зрачења по јединици дебљине, што доводи до бржег пада интензитета зрачења са повећањем дебљине слоја. Ово сугерише да третирана ткива ефикасније апсорбују електромагнетно зрачење, што резултира већим губицима интензитета са повећањем дебљине слоја.

Резултати приказани на Сликама 3.9 и 3.10 управо указују на значај разумевања апсорптивних својстава различитих ткива приликом рада са електромагнетним зрачењем, посебно у контексту медицинских апликација. Различита ткива ће другачије реаговати на електромагнетно зрачење, што може имати значајне импликације на ефикасност дијагностичких и терапијских поступака. На пример, високи коефицијенти апсорпције могу бити корисни за циљање одређених ткива током терапије, док ниски коефицијенти

апсорпције могу омогућити да више зрачења продре кроз ткиво, побољшавајући ефикасност дијагностичких процедура.

Апсорпција електромагнетног зрачења је још један у низу важних процеса који се одигравају током интеракције ласерске светлости са ткивом. Овај процес је од суштинског значаја, јер директно утиче на количину светлосне енергије која може продриети у посматрано ткиво. У свом основном облику, апсорпција је процес у којем се енергија електромагнетног зрачења, у овом случају ласерске светлости, конзумира кроз интеракцију са материјалом, у овом контексту ткивом. Показано је да вероватноћа апсорпције, обично квантификована кроз коефицијент апсорпције, открива колики део инцидентне светлосне енергије је апсорбован од стране материјала, што даље утиче на интензитет зрачења које може да продре кроз посматрани материјал. На Слици 3.11, приказани су коефицијенти апсорпције за неколико примарних конституената, или хромофора¹³, ткива у функцији таласних дужина у опсегу од 0,1 μm до 10,0 μm . Међу приказаним хромофорима су вода, која чини око 70% људског тела, протеини, који су основни градивни елементи ћелија, хемоглобин (Hb) и оксихемоглобин (HbO₂), који су одговорни за транспорт кисеоника кроз крв, меланин, пигмент који одређује боју коже, косе и очију, и колаген, основни конституент влакана везивних ткива.



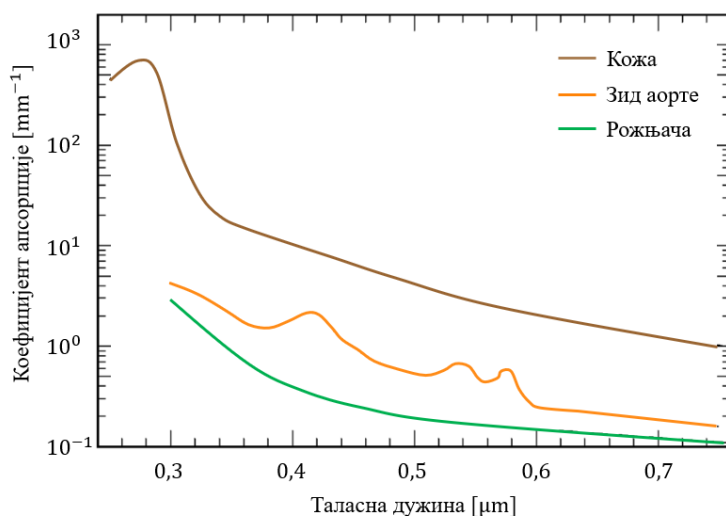
Слика 3.11. Спектрална зависност коефицијената апсорпције ткива, μ_a , у интервалу таласних дужина $0,1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \mu\text{m}$.

Са Сlike 3.11, може се уочити релативно ниска апсорпција примарних конституената ткива у спектралном опсегу од 0,5 μm до 1,5 μm . Наведени интервал таласних дужина је у литератури познат као „терапеутски” или „дијагностички” прозор [106], пошто се у овој области манифестују најефикаснији физиолошки одговори ткива на ласерски снап. Овај опсег је идеалан за медицинске примене ласера, јер омогућава ласерском снапу да продре дубље у ткиво, а да притом не изазове непотребну штету услед прекомерне апсорпције. Са друге стране, опсег таласних дужина изван „терапеутског” прозора се користи за процесе као што је аблација ткива, где се висока апсорпција користи да би се

¹³ Хромофори су молекули који апсорбују светлост на специфичним таласним дужинама и играју кључну улогу у дефинисању оптичких својстава ткива.

прецизно уклонили испитивани делови ткива, кроз процес загревања и испаравања [107]. Уочљиво је и смањење апсорпционог коефицијента за хромофоре, као што су меланин, хемоглобин и оксихемоглобин са повећањем таласне дужине. Ово се може објаснити својствима ових молекула и начином на који интерагују са електромагнетним зрачењем. Наиме, како таласна дужина расте, енергија фотона пада (јер су енергија и таласна дужина обрнуто пропорционалне), што значи да постоји мање енергије доступне за апсорпцију. Што се тиче интензивне апсорпције ултраљубичасте светлости од стране протеина добијених из ArF или KrF ласера, овај феномен се може објаснити електронским структурама ових протеина. Ултраљубичаста светлост има довољно енергије да изазове електронске транзиције унутар ових молекула, што доводи до апсорпције светлости. На сличан начин, хромофори попут колагена и воде, ефикасно апсорбују светлост у средњеталасном инфрацрвеном спектру (3 – 8 μm). Ова појава се може објаснити вибрационим модовима ових молекула, који одговарају енергији инфрацрвених фотона. Када се фреквенција инфрацрвеног зрачења подудара са фреквенцијом вибрационих модова ових молекула, долази до резонантне апсорпције, што резултира повећаном ефикасношћу апсорпције. Конкретно, Er:YAG ласери, чија светлост се налази у овом спектралном опсегу, показују се као посебно ефикасни у интеракцији са овим ткивима. Вибрациони модови молекула воде и колагена су у резонанци са енергијом фотона ових ласера, што доводи до интензивне апсорпције и консеквентне топлотне реакције. Ова термичка реакција је основа за „оптичко тестирање” које омогућава прецизне медицинске процедуре, као што су интервенције у дерматологији и пластичној хирургији. У дуготрајном инфрацрвеном спектру (8 – 15 μm), CO₂ ласери су посебно ефикасни. Овде, молекули воде, који су главни састојак ткива, имају вибрационе модове који се подударају са енергијом фотона ових ласера. Због тога је апсорпција светлости CO₂ ласера у ткивима посебно висока, што омогућава њихову широку примену у различитим областима хирургије и офталмологије. У суштини, комплексан спектар апсорпције светлости у ткивима, илустрован на Слици 3.12, је резултат различитих механизма интеракције између светлости и материјала, укључујући електронске транзиције, вибрационе модове и друге квантне механизме.

Приказани апсорпциони спектри коже, зида аорте и рожњаче на Слици 3.12, у распону таласних дужина од 0,25 μm до 0,75 μm , пружају додатно увид у сложену интеракцију између ласерске светлости и ткива.



Слика 3.12. График зависности коефицијената апсорпције, μ_a , коже, зида аорте и рожњаче у интервалу таласних дужина $0,25 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,75 \mu\text{m}$.

Кожа је показала највиши ниво апсорпције ласерске светлости кроз цео спектар испитиваних таласних дужина приказаних на Слици 3.12. Овакав резултат може бити последица сложене мултицелуларне структуре коже која се састоји од различитих слојева [108], укључујући епидермис и дермис, сваки са својим јединственим оптичким својствима. На пример, меланин, пигмент који се налази у епидерму, познат је по својој способности да ефикасно апсорбује светлост у видљивом и ултраљубичастом делу спектра. Поред тога, дермис, који је богат колагеном, може да рефлектује и расејава светлост, што даље доприноси укупној апсорпцији. Конкретно, у видљивом делу спектра, коефицијент апсорпције коже постаје чак 20 до 30 пута већи од оног који је измерен у рожњачи [109]. Ово сугерише да се већа количина енергије зрачења апсорбује и претвара у друге облике енергије, попут топлоте, када светлост наиђе на кожу. Супротно томе, рожњача показује значајно ниже вредности апсорпције у истом спектру, што може бити последица њене јединствене структуре и састава. Наиме, рожњача је првенствено дизајнирана да буде транспарентна и да пропусти светлост до мрежњаче без значајног губитка интензитета зрачења кроз апсорпцију. Ова својства су неопходна за њену улогу у процесу вида.

3.1.4. Нумеричка анализа феномена апсорпције

Интеракција електромагнетног зрачења са материјалима биолошког порекла, укључује комплексне физичке процесе. Два кључна аспекта те интеракције су апсорпција и трансмисија зрачења. Апсорпција се односи на процес у којем материјал апсорбује део енергије електромагнетног зрачења, док трансмисија описује прелазак електромагнетног зрачења кроз материјал. У овом контексту, апсорпциони коефицијент (апсорбанса), \mathcal{A}_s , представља меру колико материјал апсорбује зрачење. Ова вредност је повезана са трансмисивношћу, \mathcal{T} , која представља однос између интензитета излазног и улазног зрачења. Математичка веза између ова два параметра је дата логаритамском функцијом:

$$\mathcal{A}_s = \log(\mathcal{T}^{-1}). \quad (3.43)$$

Трансмисивност је могуће дефинисати као однос интензитета излазног и улазног зрачења, односно $\mathcal{T} = I/I_0$. Имајући ово у виду, увођењем Ламбер-Беровог закона (видети једначину (3.41)), једначина (3.44) постаје:

$$\mathcal{T} = \exp[-c_a \cdot \varepsilon_a \cdot l]. \quad (3.44)$$

Многобројни експерименти су доказали постојање експоненцијалне зависности између параметра трансмисивности, \mathcal{T} , и концентрације апсорбујућих врста у материјалу, c_a [110-112].

Сменом једначине (3.44) у једначину (3.43) следи да је:

$$\mathcal{A}_s = \log(\exp[c_a \cdot \varepsilon_a \cdot l]). \quad (3.45)$$

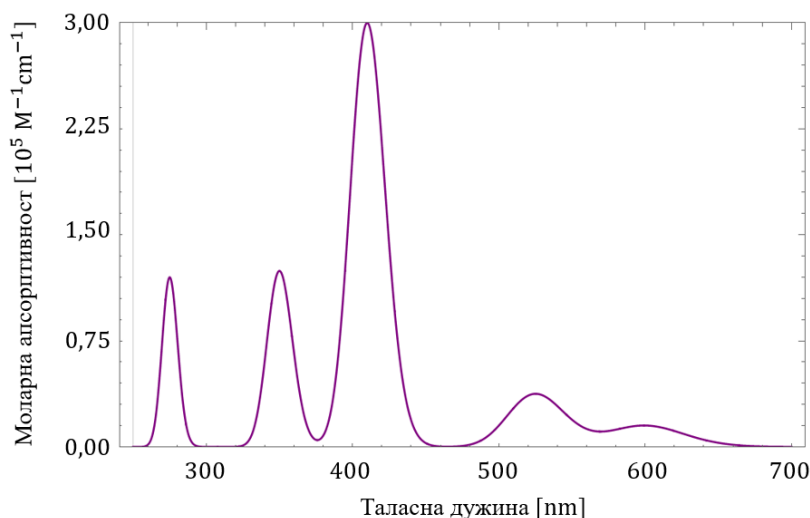
Једначину (3.45) је могуће трансформисати увођењем индентитета, $\log(\exp[x]) = x$ [100] као:

$$\mathcal{A}_s = c_a \cdot \varepsilon_a \cdot l. \quad (3.46)$$

Из ове анализе може се извести недвосмислена линеарна зависност између апсорбансе и моларне апсорпционе способности, представљене параметром ε_a . Овај коефицијент не само да пружа квантитативну меру интензитета апсорпције фотона у спектру зрачења, већ и одређује вредност апсорпције за специфичну таласну дужину, под претпоставком да је концентрација апсорбујућих ентитета у материјалу позната. Моларни апсорпциони коефицијент, ε_a , није константан, већ се мења у зависности од таласне дужине упадног

светлосног зрачења. Ова варијација се може приказати као апсорпциони спектар, $\epsilon_a(\lambda)$. Свака супстанца поседује свој јединствен апсорпциони спектар, који је одраз њене атомске и молекулске структуре. Конкретно, таласна дужина светлости која се апсорбује одговара транзицији електрона између енергијских нивоа унутар атома или молекула. Кроз анализу апсорпционог спектра, може се добити увид у детаљну структуру и састав супстанце. У контексту биолошких материјала, ова анализа је од изузетне важности.

Апсорпциони спектар, визуелна репрезентација зависности апсорпције светлости од таласне дужине, представља кључан алат за анализу интеракција хемоглобина (Hb), молекула критичног за транспорт кисеоника у црвеним крвним зрнцима, са електромагнетним таласима различитих дужина. На Слици 3.13 приказан је апсорпциони спектар хемоглобина, добијен као резултат нумеричке симулације.

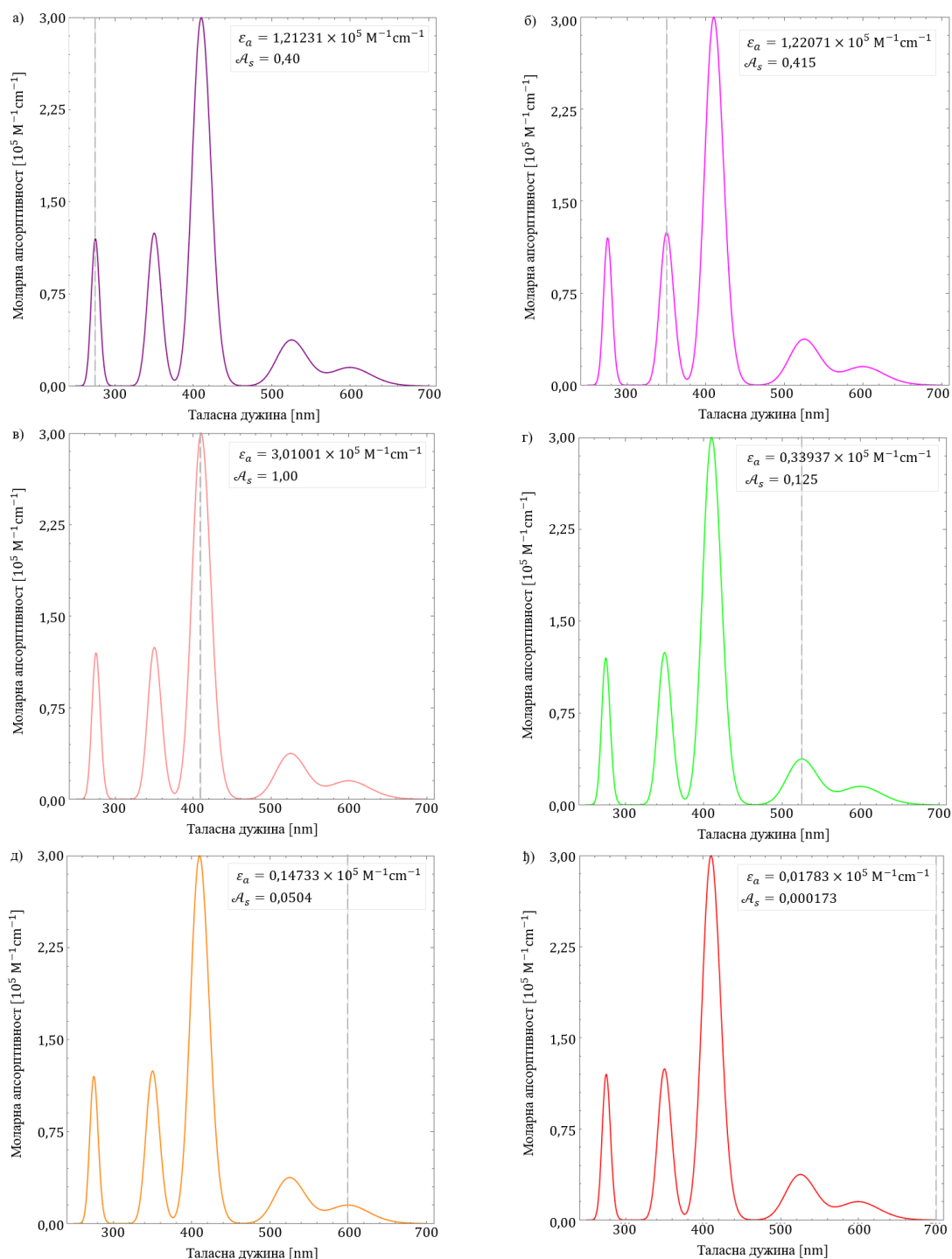


Слика 3.13. Апсорпциони спектар хемоглобина, добијен као резултат нумеричке симулације у интервалу таласних дужина $250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm}$.

У овом случају, параметар ϵ служи као квантитативна мера која одређује степен апсорпције светлости одређене таласне дужине на молекуларном нивоу. Тачније, на основу података представљених на Слици 3.13, може се приметити да вредности овог коефицијента осцилују у опсегу од 0 до $3 \times 10^5 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$, чиме се потврђују доступне експерименталне опсервације [113]. Вредности коефицијента ϵ које премашују праг од $1 \times 10^4 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ указују на високу моларну апсорптивност, имплицирајући ефикасну апсорпцију светлости од стране хромофора, односно дела молекула одговорног за апсорпцију светлости. Супротно томе, вредности испод $1 \times 10^3 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ сугеришу слабу апсорпцију светлости. Спектралне вредности на којима је апсорпција хемоглобина највиша (представљене као пикови на апсорпционом спектру) нуде дубљи увид у структуру хемоглобина. Наиме, свака таласна дужина на којој се јавља пик одговара специфичној енергијској транзицији унутар хемоглобина - преласку електрона са једног енергијског нивоа на други. Анализа ових пикова може пружити детаљније информације о атомској и молекулској структури хемоглобина, као и његовој улози у транспорту кисеоника. Између осталог, интензитет пикова може пружити информације о концентрацији хемоглобина. Наиме, већи интензитет пикова обично указује на вишу концентрацију хемоглобина, док слабији интензитет обично указује на нижу концентрацију.

Да би се постигла свеобухватнија анализа, имплементирана је нумеричка симулација која истражује таласне дужине на којима се апсорпција зрачења од стране

хемоглобина одвија најефикасније. Ови резултати могу се јасно видети у симулираном спектру представљеном на Слици 3.14.



Слика 3.14. Апсорпциони спектри хемоглобина, добијени као резултат нумеричке симулације на: (а) 275 nm, (б) 350 nm, (в) 410 nm, (г) 525 nm и (д) 600 nm и израчунате респективне вредности моларне апсорптивности, ϵ_a , и апсорбансе, A_s . На панелу ђ) је илустрован случај добијања минималних вредности параметара ϵ_a и A_s за максималну вредност таласне дужине од 700 nm.

Слика 3.14, приказује варијацију апсорбансе, A_s , у спектру, која осцилира у интервалу од $0 \leq A_s < 1$, али може и премашити вредност од 1. Ове флукуације апсорбансе

илуструју како таласна дужина светлости може утицати на апсорпцију хемоглобина. Наиме, уколико је $\mathcal{A}_s \approx 0$ на некој фиксираној таласној дужини (видети Сliku 3.14 (ђ)), то значи да се примењено зрачење не апсорбује, што указује на слабу интеракцију између инцидентног зрачења и хемоглобина. У овом случају, примењена светлост се практично не апсорбује, већ се већим делом рефлектује или прелама кроз материјал. Са друге стране, ако $\mathcal{A}_s \approx 1$, као што је приказано на Слици 3.14 (в), то сугерира да се скоро 100% упадне светлости апсорбује на тој специфичној таласној дужини. Овај феномен може се разумети у контексту резонантне апсорпције, где се фотони светлости одређене таласне дужине апсорбују, када се поклапају са енергијским нивоима хемоглобина. Вредности моларне апсорптивности ϵ , израчунате на основу апсорпцијских врхова у симулацији, упоређене су са доступним експерименталним подацима [114]. Ово поређење пружа важан механизам валидације нумеричког модела, јер омогућава утврђивање његове тачности и поузданости. Уочена значајна корелација између симулираних и експерименталних резултата указује на високу прецизност нумеричког модела, потврђујући његову способност да поуздано симулира физичке феномене апсорпције светлости у хемоглобину.

3.1.5. Расејање

Истраживања спроведена у [115] су открила значајан феномен који се јавља када конфиниране честице ткива долазе у контакт са електромагнетним зрачењем. У таквим случајевима, проматра се усмерено кретање тих честица дуж упадног електричног поља. Овај феномен је од великог значаја за разумевање интеракције електромагнетног зрачења са материјом, посебно када се ради о ткиву. Важан аспект ове интеракције је везан за фреквенцију упадног таласа електромагнетног зрачења. Уколико је фреквенција упадног таласа једнака природној фреквенцији вибрација слободних честица у озраченом ткиву, долази до појаве резонанције. Резонанца се односи на феномен када фреквенција електромагнетног таласа постане усклађена са природним фреквенцијама осцилација унутар ткива [116], што доводи до појачања вибрација ткива услед интеракције са електромагнетним таласом. Описана усклађеност резултира појачаним енергијским преносом са таласа на честице ткива, што даље доводи до њиховог усмереног кретања дуж упадног електричног поља. Овај процес често прати и апсорпција енергије светлосног снопа од стране ткива. Супротно томе, феномен расејања се јавља када фреквенција упадне светлости не одговара природној фреквенцији вибрација честица биолошких материјала. У овом случају, резултирајућа вибрација честица мете је потпуно одређена индукованим осцилацијама. Наелектрисања генерисана унутар ткива тада имају исту фреквенцију и правац као и електрично поље упадног зрачења, али се фаза индукованих вибрација разликује од фазе упадног таласа. Ова фазна разлика доводи до смањења брзине фотона који пролази кроз оптички гушћу средину (ткиво) у односу на брзину фотона у оптички ређој средини (ваздух). Другим речима, фотони су успорени приликом проласка кроз ткиво због интеракције са честицама и индукованих осцилација. На путу простирања ласерског зрачења кроз материјале биолошког порекла, расејање ће зависити од таласне дужине упадне светлости, али и од структуре и индекса преламања ткива [117].

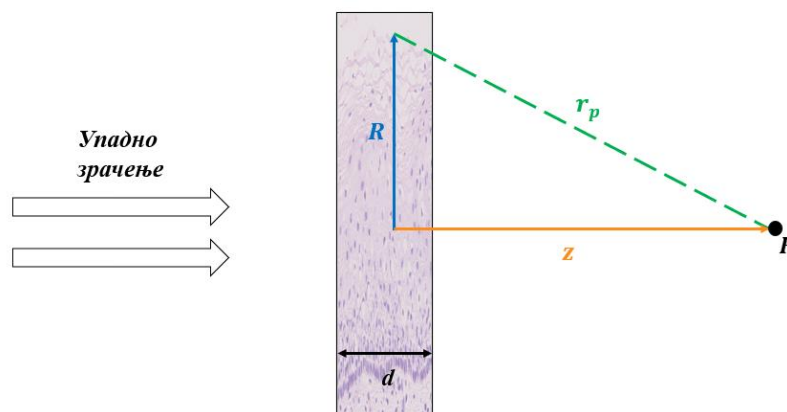
Еластично и нееластично расејање представљају две различите категорије феномена који се јављају када фотони интерагују са материјом и суштински се разликују на основу тога да ли се енергијско стање упадног фотона мења током процеса интеракције или не. Еластично расејање, као што само име имплицира, подразумева процес у којем енергија упадног фотона остаје непромењена након интеракције. То значи

да упадни и расејани фотони задржавају исту вредност енергије [118]. Ова особина је од кључног значаја, јер омогућава очување енергије зрачења. Посебан случај еластичне интеракције је Рејлијево расејање. Овај феномен се јавља када су димензије честица које ступају у интеракцију са зрачењем приближне величини или знатно мање од таласне дужине фотону који долази у интеракцију са њима. Такође, познат је по томе што интензитет расејаног зрачења зависи од индекса преламања средине кроз коју светлост пролази, као и од таласне дужине светлости. Интензитет расејаног зрачења је обрнуто пропорционалан четвртог степену таласне дужине упадне светлости. Овај феномен, у литератури познат као Рејлијев закон, представља кључни принцип у разумевању интеракције светлости са материјалом. Са друге стране, нееластично расејање укључује промену енергијског стања упадног фотона током процеса интеракције [119]. У овом случају, део енергије упадног фотона се трансформише, што често доводи до апсорпције енергије од стране материјала. Као резултат, енергијско стање расејаног фотона се мења. Ова апсорпција енергије може значајно да утиче на ефикасност процеса расејања. Вреди напоменути да постоји још један облик нееластичне интеракције познат као Раманово расејање. За разлику од Рејлијевог, Раманово расејање [120] укључује промену енергијског стања фотона, што резултира променом таласне дужине и фреквенције светлости. Током овог процеса, фотони могу пренети део своје енергије молекулама, што доводи до промене вибрационог стања молекула или, алтернативно, фотони могу апсорбовати део енергије молекула, што доводи до повећања њихове енергије. Ова интеракција даје јединствен спектар Рамановог расејања који је карактеристичан за сваку молекуларну структуру.

На Слици 3.15, приказана је једноставна геометрија Рејлијевог расејања. Наиме, претпоставља се да електромагнетни талас пада на танки узорак дебљине d , и да се у том тренутку, електрично поље упадног таласа $E_u(z)$ дуж оптичке осе, на неком растојању z , може изразити формулом:

$$E_u(z) = E_{0,u} \exp[i\kappa_u z], \quad (3.47)$$

где је $E_{0,u}$ одговарајућа амплитуда, а κ_u представља таласни број.



Слика 3.15. Илустрација геометрије Рејлијевог расејања.

У првој апроксимацији могуће је претпоставити да ласерски снап достиже неку тачку P на оптичкој оси, као што је илустровано на Слици 3.15. У том случају, могуће је губитак интензитета зрачења услед процеса расејања, описати изразом сличним оном који описује апсорпцију светлости у средини. Наиме, ова једначина има експоненцијалну зависност и дата је као:

$$I_r(z) = I_{0,u} \exp[-\sigma_z z], \quad (3.48)$$

где је $I_{0,u}$ упадни интензитет зрачења, а σ_z је коефицијент расејања који зависи од избора материјала [121]. Диференцирањем једначине (3.48), добија се:

$$dI_r(z) = -I_{0,u} \sigma_z dz, \quad (3.49)$$

Ова диференцијална једначина показује брзину промене интензитета зрачења, dI , у односу на промену удаљености, dz . Негативан предзнак указује на то да се интензитет зрачења смањује са повећањем удаљености.

У сценаријима где је коефицијент расејања повишен, или где постоји већа дебљина узорка, могуће је очекивати повећање интензитета расејаног зрачења. Овај концепт, се у литератури најчешће математички изражава као $I_s \sim \sigma_z d$ и представља критичну димензију у разумевању интеракције светлосних таласа са материјалом. Наиме, коефицијент σ_z по својој природи нуди квантитативну меру расејања светлости од стране материјала, док дебљина узорка, d , дефинише путању коју светлост прелази кроз материјал, омогућавајући тиме већи степен расејања. Уколико се даље претпостави да постоји $N_r d$ атома по јединици површине узорка, где N_r симболизује густину расејаних атома (број атома по јединици површине), могуће је значајно продубити описани модел интеракције светлосних зрака са посматраном метом. Битно је сада увести појам густине атома, зато што када је густина атома већа, то значи да постоји већи број места на којима се светлост може расејати. Овакав приступ, који омогућава моделовање интеракције атома са упадним светлосним снопом на нивоу појединачних атома се показао изузетно корисним, јер пружа детаљнији увид у процесе расејања светлости. Имајући све овде поменуто у виду, могуће је записати израз који описује интензитет расејања на једном атому као:

$$I_1 \sim \frac{\sigma_z d}{N_r d} = \frac{\sigma_z}{N_r}. \quad (3.50)$$

Узимајући у обзир чињеницу да интензитет зрачења расте са амплитудом електричног поља, $I \propto E^2$ [122], једначина (3.50) се трансформише:

$$E_1 = \sqrt{\frac{\sigma_z}{N_r}}. \quad (3.51)$$

У контексту расејања светлости кроз материјал дебљине d , спроведена истраживања наглашавају чињеницу да укупна амплитуда расејаног зрачења неће бити једноставна акумулација индивидуалних доприноса свих атома присутних у средини [123]. Уместо тога, неопходно је узети у обзир феномен интерференције, који произилази из преклапања и интеракције међу расејаним таласима од стране различитих атома. Тада је могуће извести закључак да је укупна амплитуда зрачења расејаног кроз посматрани медијум пропорционална квадратном корену укупног броја атома унутар медијума. Математички, имајући у виду једначину (3.51), ово се може изразити као:

$$E_r = N_r L \sqrt{\frac{\sigma_z}{N_r}} = d \sqrt{\sigma_z N_r}, \quad (3.52)$$

Овај израз имплицира да укупна амплитуда расејања расте са повећањем дебљине медијума, d , густине атома, N_r , и коефицијентом расејања, σ_z .

Комплексна амплитуда на растојању z на оптичкој оси (видети Сliku 3.15) добија се додавањем амплитуда свих таласа расејаних на атомима на амплитуду упадног равнског таласа. У математичком смислу, то се може записати као:

$$E(z) = E_{0,u} \left[\exp[i\kappa_u z] + d\sqrt{\sigma_z N_r} \int_0^\infty \frac{\exp[i\kappa_u R]}{r_p} 2\pi R dR \right], \quad (3.53)$$

где $\exp[i\kappa_u z]$ представља део израза којем одговара упадни равански талас који путује дуж оптичке осе z , док интегрални део израза описује сумирање доприноса свих таласа расејаних на атомима, при чему важи $r_p^2 = z^2 + R^2$ (Слика 3.15). Сваки атом у медијуму пружа индивидуални допринос укупној амплитуди, која зависи од растојања између атома и тачке посматрања дуж оптичке осе, r_p , као и од радијалних растојања од оптичке осе, R . При константном растојању $z = \text{const.}$, могуће је увести смену $2r_p dr_p = 0 + 2R dR \Rightarrow r_p dr_p = R dR$, што додатно поједностављује израз (3.53):

$$E(z) = E_{0,u} \left[\exp[i\kappa_u z] + 2\pi d\sqrt{\sigma_z N_r} \int_z^\infty \exp[i\kappa_u r_p] dr_p \right], \quad (3.54)$$

Будући да таласни пакети увек имају коначну дужину, расејање од растојања R према бесконачности може се занемарити. Ова појава је природан резултат физичких ограничења повезаних са постојањем таласа: таласи се не могу простирати бесконачно без губитака или слабљења интензитета [124]. У контексту расејања светлости, то значи да доприноси атомима који су бесконачно далеко ($R \rightarrow \infty$) немају значајан утицај на укупно расејање. Стога, у даљој анализи, интеграл који се протеже до бесконачности у једначини (3.54), може се преобликовати тако да се простире до неког коначног растојања. Овај приступ омогућава знатно поједностављење математичке анализе, док истовремено задржава основне физичке ефекте повезане са расејањем светлости. Сада је могуће једначину (3.54) записати као:

$$E(z) = E_{0,u} \left[\exp[i\kappa_u z] + 2i\pi d\sqrt{\sigma_z N_r} \frac{\exp[i\kappa_u z]}{\kappa_u} \right], \quad (3.55)$$

односно применом дефиниције таласне дужине $\lambda = 2\pi/\kappa_i$ [125], као и коришћењем основних математичких идентитета, могуће је закључити следеће:

$$E(z) = E_{0,u} \exp[i\kappa_u z] \left[1 + d\lambda\sqrt{\sigma_z N_r} \right], \quad (3.56)$$

где члан $d\lambda\sqrt{\sigma_z N_r}$ описује промену фазе услед феномена расејања светлости кроз посматрану средину. Утврђено је, на темељу анализе параметара укључених у једначини (3.56), да допринос другог члана у загради може бити занемарен услед доминантног утицаја првог члана. Израз за комплексну амплитуду на удаљености z од извора може се тада написати у апроксимативној форми као:

$$E(z) = E_{0,u} \exp[i(\kappa_u z + \Delta\Phi)], \quad (3.57)$$

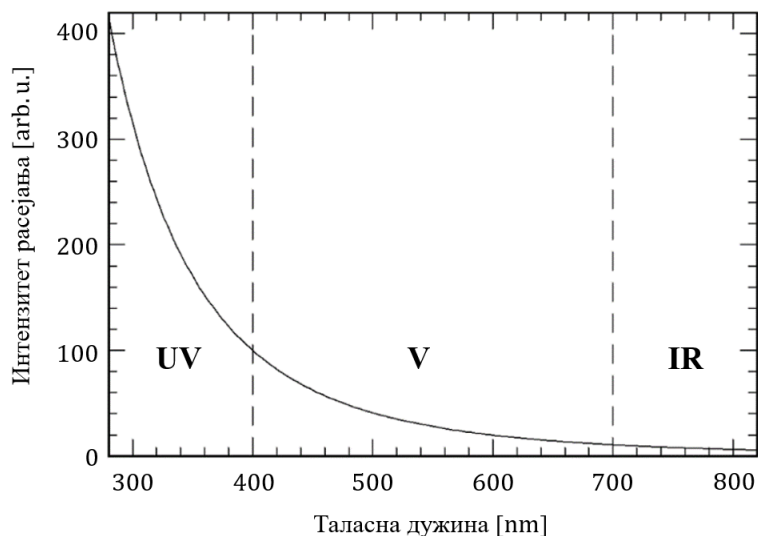
где $\Delta\Phi$ прецизно квантификује промену фазе светлосног таласа при преласку из једне у другу средину и може се дефинисати као: $\Delta\Phi = 2\pi d(n-1)/\lambda$.

Емпиријски је такође потврђено да се интензитет расејаног зрачења, I_r , може знатно повећати услед одређених промена у посматраној средини [126, 127]. Посебно, уколико се коефицијент расејања повећа, имплицирајући тако већу вероватноћу интеракције светлосног таласа са честицама у медијуму, може се очекивати повећање интензитета I_r . Слично томе, уколико се дебљина медијума повећа, ефективно продужавајући путању коју светлосни талас мора да пређе, резултат би такође био пропорционално повећање интензитета I_r . Интеграцијом ових фактора са једначином (3.57), долази се до закључка који је у основи Рејлијевог закона расејања:

$$I_r \sim \lambda^{-4}, \quad (3.58)$$

Ово имплицира да постоји обрнуто пропорционални однос између интензитета расејаног зрачења и четвртог степена таласне дужине светлости. Релација (3.58) је графички

приказана на Слици 3.16, где се разматрају различити опсези таласне дужине, укључујући ултраљубичасту (UV), видљиву (V) и инфрацрвену (IR) светлост.



Слика 3.16. Зависност интензитета расејањог зрачења у интервалу таласних дужина $300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$.

Слика 3.16 демонстрира Рејлијев закон: како таласна дужина светлости расте, интензитет расејањог зрачења експоненцијално опада. У контексту ласера, илустрована зависност има значајне импликације. Ласерски уређаји производе светлост која је карактеристична по томе што има врло прецизно дефинисану таласну дужину. То значи да сваки ласер емитује светлост која је специфичне боје или, прецизније, специфичне таласне дужине. Наиме, ласерски зраци са краћом таласном дужином, као што су ултраљубичасти ласери, испољавају веће расејање приликом интеракције са ткивима у поређењу са ласерима дуже таласне дужине, као што су инфрацрвени ласери. Примена овог сазнања може бити различита, у зависности од конкретних потреба. На пример, ултраљубичасти ласери, који укључују одређене врсте гасних и чврстотелних ласера, могу бити погодни за циљање врло малих области ткива, зато што њихова светлост брзо расејава и не продире дубоко у ткиво. Са друге стране, ласери који раде у инфрацрвеном делу спектра, као што су CO_2 , Nd:Yag и полупроводнички ласери, могу продрети дубље у ткиво због мањег расејања. Међутим, расејање није једини фактор који утиче на интеракцију ласера са ткивима. Показано је да феномени рефлексије, преламања, апсорпције и трансмисије светлости, такође, играју значајне улоге у овом контексту и зависе од многих фактора, укључујући индекс преламања материјала, концентрацију апсорптивних молекула, попут пигмената, и структуру ткива. Управо зато је интегрално разумевање свих ових фактора кључно за правилно коришћење и интерпретацију резултата добијених кроз ласерске технологије у биомедицини.

4. Теоријски и нумерички приступи за одређивање параметара јонизације и електронске концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима биолошког порекла

Интеракција ласерске светлости са материјалима биолошког порекла сврстава се у суштинске аспекте савремених научних, медицинских и биолошких истраживања. Ова класична атомско - молекулска област физике попримила је интердисциплинарни карактер и знатно добила на значају у протеклим деценијама у контексту практичне примене, а узимајући у обзир непрекидни развој и свеprisутност технологије базиране на емисији стимулисане радијације. Ова врста зрачења, захваљујући својим особинама, пружа низ предности у односу на конвенционалне методе. Ласерска технологија, која карактерише способност генерисања уско фокусираних снопова светлости, омогућила је значајне иновације у савременим процедурама. Ова прецизност омогућава селективно циљање специфичних структура унутар биолошког материјала, што доприноси смањењу оштећења околних ткива. Додатно, технологија која користи снап кохерентне светлости пружа минималну инвазивност. Ово доводи до бржег опоравка пацијената, смањеног ризика од инфекција и компликација, као и смањене потребе за анестезијом и хоспитализацијом. Иако се неке предности технологије стимулисане емисије светлости често користе, чињеница је да интеракција ласерског снопа са ткивима представља сложено поље које изискује даља истраживања. Биолошки материјали су инхерентно комплексни, хетерогени и променљиви, што чини разумевање њихове интеракције са кохерентном светлошћу изазовним. Поред тога, третмани овом врстом светлости могу изазвати непредвидиве или нежељене биолошке одговоре, укључујући термална оштећења, промене у ћелијској функцији, или чак неконтролисану апоптозу. Све ово указује на то да су неопходна додатна истраживања како би се сви елементи ове интеракције, гледано са физичког аспекта, боље разумели, оптимизовали и контролисали.

Иако су ране фазе истраживања у домену примене ласерске технологије у медицинске сврхе биле праћене бројним изазовима, као што су ризици од топлотних оштећења и ограничена контрола у третману канцерогених ткива, значајна унапређења су постигнута, што је омогућило развој софистициранијих метода третмана. Кључни фактори ових унапређења укључују разумевање феномена ласером индукованог оптичког слома и контроле генерисања секундарних електрона. Овај концепт има значајну улогу у медицинским апликацијама, будући да омогућава прецизно уништавање испитиваног ткива са минималним оштећењем околних структура. Наиме, он укључује фокусирање ласерског снопа на мету, чиме се индукује стварање плазме и емитовање шок и акустичних таласа, узрокујући физичке и хемијске промене у ткиву. Поред тога, контрола генерисања секундарних електрона током феномена ласером индукованог слома је од виталног значаја, будући да ти електрони могу интераговати са биолошким материјалом и покренути низ реакција, укључујући фотојонизацију и екситацију. Те интеракције могу утицати на различите механизме, као што су апсорпција и расејање зрачења, термална динамика, и фотоакустички ефекти, што има директни утицај на ефикасност и безбедност ласерских третмана. Стога, разумевање и

контрола феномена генерисања секундарних електрона, путем теоријске анализе и нумеричких симулација, су кључни за континуирану оптимизацију и адаптацију ласерских третмана. Овај интегративни приступ не само да побољшава ефикасност и безбедност постојећих третмана, већ омогућава истраживање нових могућности за примену ласера у решавању медицинских изазова.

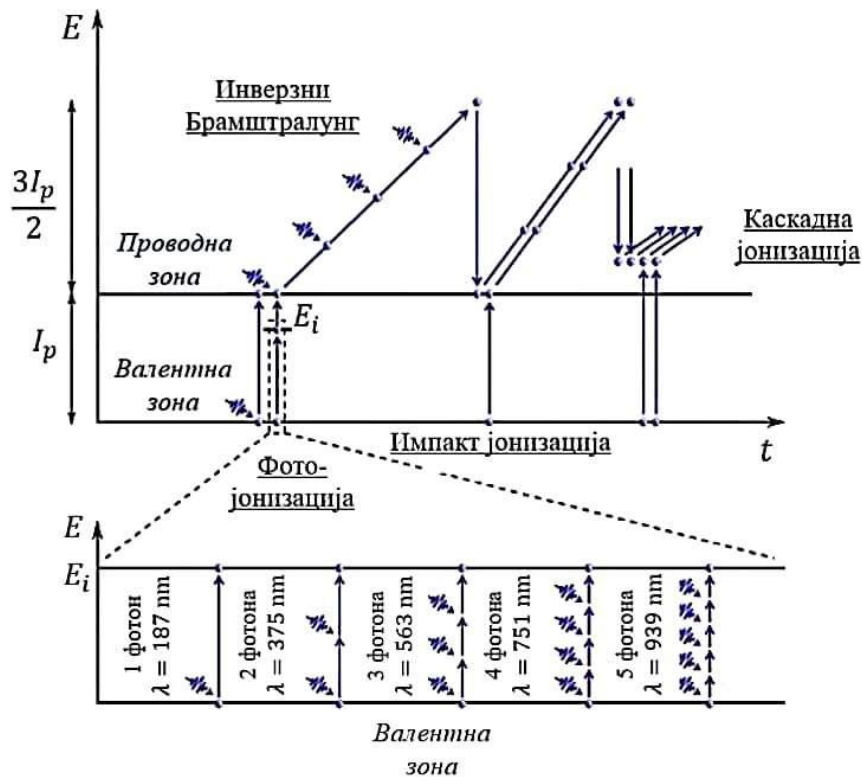
Ово поглавље докторске дисертације се бави ласерски индукованим оптичким сломом и динамиком продукције електрона под утицајем ласерског зрачења. Предмет проучавања је развијање и рафинирање модела и једначина које описују овај феномен, као и њихово аналитичко и нумеричко решавање. Поглавље је фокусирано на анализу различитих механизма који утичу на продукцију слободних електрона, као што су фотојонизација, каскадна и термална јонизација и јонизација хромофора, као и на посматрање ефеката губитака електрона путем дифузије и рекомбинације. У првом делу поглавља биће описана теоријска слика ласером индукованог слома, као темељног феномена који лежи у основи овог истраживања. Следећи део се бави развијањем модела за описивање динамике продукције електрона, уводећи различите аспекте јонизације и механизме губитака. Ови модели се затим интегришу у свеобухватну једначину која описује процес. Трећи сегмент поглавља је посвећен методама за аналитичко решавање формулисаних израза, уз детаљну анализу различитих фактора који су релевантни за процесе јонизације и губитака електрона. На крају, последњи део поглавља се фокусира на нумеричко решавање једначине за продукцију слободних електрона. Овај део ће представити различите методе за нумеричко решавање ових једначина, укључујући Рунге-Кута методу. Све у свему, ово поглавље има за циљ да пружи детаљно разумевање процеса и динамике ласером индукованог слома, као и да прикаже како се ови феномени могу моделовати користећи теоријске и нумеричке методе.

4.1. Ласером индукован оптички слом

Пионирски рад на рубинском ласеру, који је први пут представљен 1963. године, обележио је прекретницу у разумевању комплексних интеракција између ласера и широког спектра материјала, укључујући и ткива. Наиме, утврђено је да усмеравање ласерске светлости на ткиво може резултирати генерисањем високоенергијских стања материје. Овај феномен, који је идентификован као ласерски индуковани оптички слом, подстакао је низ интензивних истраживања са циљем дешифровања начина на који ласерско зрачење може индуковати јонизацију [128]. За разлику од гаса, где се јонизација обично постиже када је енергија упадне светлости већа од везивне енергије електрона, ситуација са ткивима је сложенија. Енергија потребна за јонизацију често је за биолошке атоме и молекуле већа у односу на оне у гасовима попут ваздуха, што се може приписати већем броју електронских стања и знатно сложенијим молекулским структурама. Упркос овом изазову, рубински ласер показао се способним да индукује јонизацију, чиме је истакнута потреба за развојем одговарајућег теоријског модела.

Ласером индукован оптички слом се обично иницира фотојонизацијом (мултифотонском или тунелном јонизацијом), што доводи до генерисања слободних електрона са ниском кинетичком енергијом у фокалном волумену. Ти слободни електрони интерагују са додатним фотонима ласерске светлости путем закочног зрачења познатог као инверзни Брамштралунг. Кроз наведену интеракцију, слободни електрони апсорбују додатну енергију, повећавајући своју кинетичку енергију. Енергијски побуђени електрони затим могу иницирати јонизацију биолошких атома или молекула, ослобађајући значајан број електрона. Овај процес, познат као каскадна јонизација, може

се даље наставити, генеришући ланчану реакцију која доводи до потпуне јонизације атома или молекула, ослобађајући знатан број електрона. Наведени процеси, од фотојонизације до каскадне јонизације, представљају основне механизме ласерски индукованог оптичког слома и визуелизовани су на Слици 4.1.



Слика 4.1. Визуелизација феномена ласерски индукованог слома.

Као што је илустровано на Слици 4.1, кључни феномен током ласерски индукованог слома који доводи до иницирања слободних електрона је управо процес фотојонизације. Да би се овај феномен потпуно схватио, фокус мора бити усмерен на енергијску границу, или енергију иницијализације, означену као E_i на енергијској скали. Овај енергијски праг представља енергију неопходну за покретање процеса фотојонизације, што подразумева прелазак електрона из валентне зоне, где су везани за атом, у проводну зону, где могу слободно да се крећу. У материјалу биолошког порекла, који се састоји из великог процента воде, фотони различитих таласних дужина, али исте укупне енергије, могу бити апсорбовани како би се достигао овај енергијски праг. Тачније, може се апсорбовати 1 фотон на $\lambda = 187 \text{ nm}$, 2 фотона на $\lambda = 375 \text{ nm}$, 3 фотона на $\lambda = 563 \text{ nm}$, 4 фотона на $\lambda = 751 \text{ nm}$, или 5 фотона на $\lambda = 939 \text{ nm}$,... Сваки од ових канала омогућава достизање истог енергијског прага E_i , али захтева различит број фотона зависно од таласне дужине упадног снопа. Када се енергијски праг фотојонизације достигне, електрони се ослобађају из валентне зоне и прелазе у проводну зону. Након преласка електрона у проводну зону, феномен познат као инверзни Брамштралунг ступа на сцену. У овом процесу, електрони у проводној зони, након што су апсорбовали енергију, могу додатно да апсорбују енергију фотона, што води до даљег повећања њихове кинетичке енергије. Брамштралунг је израз немачког порекла који се дословно може превести као *зрачење кочења*, референцирајући на процес где успоравајући електрони емитују зрачење. Међутим, у контексту инверзног Брамштралунга, овај процес се одвија уназад - електрони апсорбују зрачење и тиме добијају кинетичку енергију. Ова акумулација енергије омогућава електронима да потом индукују секундарне процесе кроз феномен

сударне јонизације, где електрони са високом енергијом могу изазвати даљу јонизацију атома, чиме се ослобађају додатни електрони. Комбинација ових процеса доводи до лавинске продукције слободних електрона.

4.2. Развој једначина за описивање динамике слободних електрона

Додатно проучавање феномена ласерски индукованог слома имплицира потребу за опсежном теоријском анализом, где развој математичких једначина које карактеришу динамику слободних електрона постаје кључан елемент истраживања [129, 130]. У том контексту, један од најефективнијих приступа је имплементација кинетичког модела, чија је основа утемељена на Фокер-Планковој транспортној једначини [131]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(t, \epsilon_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \epsilon_k} \left\{ V(\epsilon_k) f(t, \epsilon_k) - \mathcal{D}(\epsilon_k) \frac{\partial f(t, \epsilon_k)}{\partial \epsilon_k} \right\} &= \frac{\partial f(t, \epsilon_k)}{\partial t} + \frac{\partial J(t, \epsilon_k)}{\partial \epsilon_k} = \\ &= \mathcal{S}(t, \epsilon_k), \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $f(t, \epsilon_k)$ представља функцију дистрибуције која описује расподелу брзине електрона у тренутку t , са кинетичком енергијом која варира у опсегу од ϵ_k до $\epsilon_k + d\epsilon_k$, параметар $V(\epsilon_k)$ описује брзину кретања слободних електрона са кинетичком енергијом ϵ_k под утицајем електромагнетног поља и судара са другим честицама, док члан $\mathcal{D}(\epsilon_k)$ одговара дифузији електрона са кинетичком енергијом ϵ_k у материјалу која настаје као последица насумичних судара. Додатно, уводи се и специфична функција $\mathcal{S}(t, \epsilon_k)$ у једначини (4.1), а у циљу означавања места унутар материјала где се електрони инјектују, односно где долази до генерисања слободних електрона.

Брзина кретања електрона $V(\epsilon_k)$ има значајну улогу у предвиђању и разумевању динамике слободних електрона унутар материјала и дефинише се као:

$$V(\epsilon_k) = \mathcal{R}_J(t, \epsilon_k) - \mathcal{G}(\epsilon_k) \mathcal{U}_i, \quad (4.2)$$

где $\mathcal{R}_J(t, \epsilon_k)$ описује Џулову енергију која се генерише када електрони пролазе кроз материјал и сударају се са атомима у њему, што доводи до повећања температуре по јединици запремине у јединици времена под дејством електричног поља $E(t)$. Имајући у виду чињеницу да ће се Џулова енергија у материјалу распоредити изотропно на све три димензије у простору и бити пропорционална квадрату интензитета електричног поља, $\mathcal{R}_J(t, \epsilon_k) \sim E^2(t)$, као и густини проводљивости материјала, $\mathcal{R}_J(t, \epsilon_k) \sim \sigma(\epsilon_k)$, могуће је записати: $\mathcal{R}_J(t, \epsilon_k) = E^2(t) \sigma(\epsilon_k)/3$. Физички смисао увођења параметра $\sigma(\epsilon_k)$ је да се опише брзина којом ће се електрони кретати кроз посматрани материјал под дејством електричног поља, при чему важи [132]:

$$\sigma(\epsilon_k) = e^2 \frac{\tau_m(\epsilon_k)}{m^* [\omega^2 \tau_m^2(\epsilon_k) + 1]}. \quad (4.3)$$

Овде e представља елементарно наелектрисање, $e = 1,602 \times 10^{-19}$ C, $\tau_m(\epsilon_k)$ је степен расејања електрона у материјалу и представља меру којом се описује колико често долази до судара између електрона и осталих честица у материјалу, m^* означава ефективну масу електрона у материјалу, а ω је угаона фреквенција ласерског зрачења. Члан $\mathcal{G}(\epsilon_k) \mathcal{U}_i$ у једначини (4.2) зависи од густине атома у материјалу и карактеристичних брзина.

Коефицијент дифузије енергије електрона $\mathcal{D}(\epsilon_k)$ у транспортној једначини (4.1) је квантитативна мера брзине којом се енергија електрона шири кроз материјал. Наиме, када се електрони преносе или преносе енергију кроз материјал, та енергија се може дифузирати или ширити на суседне делове материјала. Више вредности коефицијента

дифузије указују на брже ширење енергије електрона, док ниже вредности указују на спорије ширење. Овај коефицијент се математички описује изразом [133]:

$$\mathcal{D}(\epsilon_k) = \frac{2\epsilon_k}{3} \sigma(\epsilon_k) E^2. \quad (4.4)$$

Једначина (4.4) се изводи применом Фиковог закона дифузије. Овај закон квантификује количину материјала која се преноси кроз јединицу третиране површине у јединици времена, а пропорционална је концентрацији материјала и њеном градијенту. Наиме, у једначини (4.4) се уводи апроксимација, па се уместо концентрације материјала, користи проводљивост, $\sigma(\epsilon_k)$, као мера за количину енергије која се преноси кроз материјал, а уместо градијента концентрације користи се квадрат електричног поља, E^2 , као мера за градијент енергије.

Последњи члан у транспортној једначини (4.1) омогућава опис динамике сударне јонизације и фотојонизације кроз укључивање одговарајућих стопа јонизације (енгл. „transition rate”), односно:

$$\mathcal{S}(t, \epsilon_k) = w_I(t, \epsilon_k) + w_P(t, \epsilon_k). \quad (4.5)$$

У једначини (4.5), $w_I(t, \epsilon_k)$ се односи на стопу сударне јонизације, док $w_P(t, \epsilon_k)$ означава стопу фотојонизације. Сударна јонизација представља процес у којем честица - атом или молекул - губи електрон услед интеракције са високоенергијском честицом, типично другим електронима. Резултат овакве интеракције је генерација два електрона: примарног, који је иницијално био у систему и који је сада ослобођен, и секундарног, високоенергијског електрона који је покренуо процес јонизације. Ради постизања математичке прагматичности у моделовању, уводи се претпоставка равномерне дистрибуције вишка кинетичке енергије, ϵ_k (односно, енергијске разлике између кинетичке енергије високоенергијског електрона и минималне енергије потребне за избацивање електрона из атома или молекула) између два резултујућа електрона пост-сударне интеракције. Као последица ове претпоставке, сваки од генерисаних електрона поседује половину резидуалне кинетичке енергије, што имплицитно значи да су брзина и енергија ових честица веће него што би биле уколико би сав вишак енергије био задржан код једног електрона. Овај ефекат има импликације на даљу динамику електрона унутар материјала, укључујући потенцијал за индукцију даљих сударних јонизација. Описана претпоставка значајно поједностављује модел описан у овом потпоглављу, олакшавајући анализу процеса сударне јонизације. У складу са дискусијом, израз за стопу сударне јонизације постаје [131]:

$$w_I(t, \epsilon_k) = v_i(\epsilon_k) \mathcal{f}(\epsilon_k) + 4v_i(2\epsilon_k + I_p) \mathcal{f}(2\epsilon_k + I_p). \quad (4.6)$$

У овој једначини, $v_i(\epsilon_k)$ представља брзину сударне јонизације која је функција кинетичке енергије, ϵ_k , и могуће ју је описати следећом једначином [134, 135]: $3\{(\epsilon_k/I_p) - 1\}^2 / 2$ [fs⁻¹], где I_p представља јонизациони потенцијал. Функција $\mathcal{f}(\epsilon_k)$, квантификује вероватноћу да се слободни електрон нађе на одређеном енергијском нивоу ϵ_k . Изрази $v_i(2\epsilon_k + I_p)$ и $\mathcal{f}(2\epsilon_k + I_p)$ у једначини (4.6) представљају брзину импакт јонизације и вероватноћу да се систем нађе на енергијском нивоу енергије $2\epsilon_k + I_p$, респективно. Ове вредности се рачунају за енергију која постаје доступна након што је електрон ослобођен из атома и додатно убрзан. Вредно је напоменути да вредност $2\epsilon_k + I_p$ одражава чињеницу да кинетичка енергија електрона може бити додатно увећана након процеса јонизације, чиме се може повећати његова брзина и могућност за даљу сударну јонизацију. Ова додатна енергија може проистећи из интеракције са електричним пољем или сударом са другим честицама, и њено уважавање у једначини (4.6) је од суштинског значаја за прецизно моделовање динамике система. У оквиру

релевантне литературе, конкретно у референцама [136, 137], предлаже се даље поједностављење модела сударне јонизације. Ово се постиже увођењем специфичних граничних услова, према следећим изразима:

$$f(t, I_p) = 0, \quad (4.7)$$

односно:

$$J(t, 0) = 2J(t, I_p). \quad (4.8)$$

Услов $f(t, I_p) = 0$ имплицира да не постоји вероватноћа за проналажење система (у овом контексту, слободног електрона) на енергијском нивоу једнаком јонизационом потенцијалу, I_p . То је претпоставка која се заснива на концепту да, уколико електрон достигне енергију довољну за изазивање јонизације, брзо извршава овај процес и напушта поменути енергијски ниво. Ово изражава идеју о непостојању застоја електрона на енергијском нивоу где је енергија адекватна за јонизацију. Други услов, $J(t, 0) = 2J(t, I_p)$, формулише однос између струја електрона на енергијским нивоима 0 и I_p . Овај услов указује на претпоставку да флуks електрона, односно њихов број који прелази кроз одређену површину у јединици времена, на нултом енергијском нивоу (где су електрони у основном стању) мора бити двоструко већи у односу на флуks електрона на енергијском нивоу I_p (на којем су електрони достигли енергију потребну за јонизацију). Наметнути услов је познат као „услов дуплирања флуksа” (енгл. „flux-doubling”) [138] и посебно је користан када се очекује експоненцијални пораст броја електрона. Такав раст може бити описан функцијом $\exp[\zeta t]$, где ζ представља стопу пораста у времену t , а карактеристичан је за системе где постоји интензиван енергијски унос, довољан да иницира брзу продукцију електрона. Под описаним околностима, могуће је извршити замену временске деривације функције $\partial f(t, \epsilon_k)/\partial t$, која описује вероватноћу налажења електрона на специфичном енергијском нивоу ϵ_k у времену t , са $\zeta f(\epsilon_k)$. Као резултат ове замене, кинетичка једначина, која је уобичајено диференцијална једначина, прелази у облик једначине сопствених вредности, при чему је ζ сопствена вредност.

Неопходно је нагласити да су претпоставке уведене у једначинама (4.7) и (4.8) валидне само под одређеним околностима. Конкретно, оне су релевантне само када постоји додатна количина енергије која се може пренети електронима, а која би повећала њихову кинетичку енергију на ниво који омогућава брзу продукцију нових електрона путем процеса јонизације. Овај концепт је изражен следећим условом:

$$I_p v_i (2\epsilon_k + I_p) \gg E^2 \sigma_{max} \quad (4.9)$$

Предложени апроксимативни модел нуди могућност за поједностављење математичког описа поменутог система. Ово даље омогућава експлоатацију аналитичких метода за проналажење решења, уместо коришћења нумеричких симулација. Значај овог модела је у његовој способности да поједностави сложене изразе, чиме се повећава ефикасност и разумљивост математичких израчунавања.

Узевши у обзир све претходно дефинисане физичке величине и параметре, сада је могуће имплементирати кинетички модел [139] који уводи концепте попут густине слободних електрона, ρ_e , и просечне кинетичке енергије по електрону, $\langle \epsilon_k \rangle$, на следећи начин:

$$\rho_e = \int_0^\infty f(\epsilon_k) d\epsilon_k. \quad (4.10)$$

односно:

$$\rho_e \langle \epsilon_k \rangle = \int_0^\infty \epsilon_k f(\epsilon_k) d\epsilon_k. \quad (4.11)$$

Густина слободних електрона, ρ_e , се израчунава кроз математички процес интегралног сумирања [140], као што је то представљено у једначини (4.10). Конкретно, овај интеграл се протеже преко читавог спектра кинетичких енергија, ϵ_k , уз употребу функције расподеле електрона, $f(\epsilon_k)$, као мерног параметра. Прецизније, функција $f(\epsilon_k)$ указује на то колико је вероватно пронаћи електрон који поседује специфичну вредност кинетичке енергије ϵ_k . Када се интеграција спроведе преко свих могућих енергијских нивоа - односно, када се сумира број слободних електрона на свим енергијским нивоима узимајући у обзир њихове вероватноће - добија се укупна густина слободних електрона, ρ_e . Ова укупна густина представља број слободних електрона по јединици запремине, где се „слободни електрони” односе на оне електроне који нису везани за атоме или молекуле, и стога могу слободно да се крећу кроз материјал. Једначина (4.11) се односи на одређивање просечне кинетичке енергије по електрону, $\langle \epsilon_k \rangle$, која представља укупну кинетичку енергију свих електрона у систему нормализовану према њиховој укупној густини, ρ_e . Математички, ова величина се такође одређује кроз процес интегралног сумирања, али овог пута преко производа кинетичке енергије електрона, ϵ_k , и функције расподеле електрона, $f(\epsilon_k)$, за све енергијске нивое. Овај процес у пракси значи да се узима у обзир количина енергије коју сваки електрон носи на свим енергијским нивоима дефинисаним енергијом ϵ_k . Кроз интеграцију добија се укупна кинетичка енергија свих електрона по јединици запремине, која се потом нормализује према густини електрона, ρ_e , како би се добила просечна кинетичка енергија по електрону. У основи, једначине (4.10) и (4.11) пружају важне информације о физичким својствима електронског система, укључујући густину слободних електрона и њихову просечну кинетичку енергију. Ове величине су кључне за разумевање динамике и енергијског стања електронског система.

Комбиновањем једначина (4.1) и (4.6) са једначинама (4.10) и (4.11), могуће је записати:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \int_0^\infty v_i(\epsilon_k) f(\epsilon_k) d\epsilon_k = \langle v_i \rangle \rho_e, \quad (4.12)$$

односно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_e \langle \epsilon_k \rangle = \int_0^\infty \left\{ \left(\sigma + \frac{2\epsilon_k}{3} \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon_k} \right) E^2 - \mathcal{G}(\epsilon_k) \mathcal{U}_i \right\} f(\epsilon_k) d\epsilon_k - \\ - I_p \int_0^\infty v_i(\epsilon_k) f(\epsilon_k) d\epsilon_k. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Једначина (4.12) у основи представља диференцијалну једначину која описује како се густина слободних електрона, ρ_e , мења са временом, t . Ова једначина, која је интегрални део кинетичког модела [141], инкорпорира параметар стопе јонизације, $\langle v_i \rangle$, како би се осигурала прецизна и континуирана евалуација динамике генерисања нових слободних електрона у поменутом систему. Физичка слика једначине (4.13) је нешто комплекснија. Наиме, ова једначина је такође диференцијална једначина, али овог пута описује промене просечне кинетичке енергије по електрону током времена, $\partial \rho_e \langle \epsilon_k \rangle / \partial t$. Десна страна ове једначине садржи интегрални израз, обухватајући различите доприносе процесима који могу утицати на кинетичку енергију електрона. Интегрална сума садржи три члана:

- i. Први члан интеграла, $\left(\sigma + \frac{2\epsilon_k}{3} \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon_k} \right) E^2 f(\epsilon_k) d\epsilon_k$, илуструје ефекте промене густине проводљивости материјала са енергијским нивоом електрона и деловањем електричног поља на сваком енергијском нивоу.
- ii. Други члан, $-\mathcal{G}(\epsilon_k) \mathcal{U}_i f(\epsilon_k) d\epsilon_k$, приказује губитак кинетичке енергије који се јавља током формирања нових електронских парова путем сударних процеса.

- iii. Трећи члан, $-I_p \int_0^\infty \nu_i(\epsilon_k) f(\epsilon_k) d\epsilon_k$, описује губитак енергије који проистиче из феномена фотојонизације.

Сваки од ових чланова представља различите процесе који могу променити кинетичку енергију електрона у систему. Важно је да се сви ови процеси узму у обзир како би се израчунао укупан ефекат на просечну кинетичку енергију по електрону. Поред тога, могуће је приметити да се сваки од ових чланова множи са $f(\epsilon_k)$, што је вероватноћа присуства електрона на одређеном енергијском нивоу, а затим се све то интеграл преко целокупног енергијског спектра. Из тога проистиче да је интеграл у једначини (4.13) заправо пондерисана сума доприноса различитих процеса на различитим енергијским нивоима.

Интеграцијом сваког члана у једначини (4.13), добија се:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e \langle \epsilon_k \rangle = \{E^2 \langle \sigma \rangle - U_i \langle g \rangle - I_p \langle v_i \rangle\} \rho_e. \quad (4.14)$$

Иако је овај израз приказан у поједностављеној форми, постаје неопходно укључити додатне апроксимације како би се осигурала његова пуна практична употребљивост и теоријска исправност.

Претпоставка је да се електрони у материјалу не понашају према Максвеловој дистрибуцији, што је идеализован случај за статистичку расподелу брзина честица при равнотежи. Уместо тога, користи се дистрибуција која је не-Максвеловска, што значи да се брзине (у овом случају енергије) електрона не распоређују према очекиваном обрасцу Максвелове дистрибуције. Ово може бити случај у бројним реалним ситуацијама, на пример, када постоји спољашњи утицај, као што су у овом случају јака електрична поља или високоенергијски процеси који могу променити расподелу брзина. Овај ефекат се узима у обзир кроз функцију дистрибуције $f(\epsilon_k)$ која је саставни део једначине (4.13). Овде је потребно узети у обзир чињеницу да и густина проводљивости материјала у Друдевом моделу [142] зависи од ове дистрибуционе функције као:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_0^\infty \left\{ \sigma(\epsilon_k) + \frac{2\epsilon_k}{3} \frac{\partial \sigma(\epsilon_k)}{\partial \epsilon_k} \right\} f(\epsilon_k) d\epsilon_k}{\int_0^\infty f(\epsilon_k) d\epsilon_k}. \quad (4.15)$$

Физички смисао ове једначине произлази из тога што карактеристике проводљивости материјала на микроскопском нивоу - начин на који се електрони крећу кроз материјал и како интерагују са електричним пољем - зависе од енергијског стања тих електрона, што је описано функцијом дистрибуције, $f(\epsilon_k)$. Овде вреди истаћи да у случају експоненцијалног раста броја електрона, функција $f(\epsilon_k)$ задржава свој облик, док је $\langle \sigma \rangle$ временски независна константа. Овај параметар фундаментално утиче на карактеристике проводљивости материјала, што представља кључни елемент за разумевање интеракција на микроскопској скали унутар анализираних система.

Концепт каскадне јонизације се у кинетичком моделу односи на брзу прогресију или експоненцијални раст броја електрона који су побуђени до енергијског стања у којем могу допринети електричној проводљивости:

$$f(t, \epsilon_k) = g(\epsilon_k) \exp[\zeta t]. \quad (4.16)$$

Кључни елемент ове једначине је функција $g(\epsilon_k)$, која представља стационарну, али не-Максвеловску дистрибуцију. У класичном термодинамичком контексту, Максвелова дистрибуција описује брзине честица у идеализованој средини. Међутим, ова дистрибуција није примењива на ситуације где постоји неравнотежа енергија, као што је то случај при побуђивању електрона до енергијских стања која могу допринети електричној проводљивости. Напротив, дистрибуција $g(\epsilon_k)$ у кинетичком моделу је

стационарна, што указује на то да облик расподеле енергије међу побуђеним електронима остаје непромењен током времена, иако укупан број побуђених електрона расте експоненцијално. Такође, ова дистрибуција није Максвеловска, што значи да није симетрична, већ је обликована специфичностима интеракција унутар система, као што су карактеристике материјала и спољашњи услови, попут интензитета ласера. Динамика ове дистрибуције у времену одређена је чланом $\exp[\zeta t]$ у једначини (4.16). Овде, t представља време, док је ζ променљива која је карактеристична за систем и одражава брзину раста броја побуђених електрона, или, другим речима, брзину прогресије лавине. Из овога произилази да ће укупан број побуђених електрона расти експоненцијално током времена, док ће њихова енергијска дистрибуција остати константна.

Један од кључних фактора који утиче на експоненцијални раст броја побуђених електрона је интензитет примењеног ласерског зрачења. У складу са експерименталним резултатима представљеним у [143], утврђено је да се процес каскадне јонизације иницира унутар неколико фемтосекунди при интензитетима ласера $I \sim 1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Овај феномен је квантитативно описан преко варијабле ζ , која се математички формулише на следећи начин:

$$\zeta = \mu_a I, \quad (4.17)$$

У овој једначини, μ_a представља апсорпциони коефицијент материјала. Ова вредност квантификује способност материјала да апсорбује ласерско зрачење, што даље утиче на вероватноћу побуђивања електрона. Одређена везаност између интензитета ласерског зрачења, I , и брзине раста броја побуђених електрона указује на директан утицај интензитета ласера на динамику каскадне јонизације. Другим речима, већи интензитети ласера доприносе бржој иницијацији процеса каскадне јонизације, што води до рапиднијег експоненцијалног раста броја побуђених електрона. Ова чињеница истиче значајну улогу ласерског интензитета у контексту проучавања електричне проводљивости материјала под утицајем ласерског зрачења.

Имплементирањем апроксимација описаних једначинама (4.15)-(4.17), имајући у виду непобитан значај фотојонизације током продукције слободних електрона у времену, могуће је трансформисати једначину (4.14) као:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_P(I) + \zeta(I)\rho_e. \quad (4.18)$$

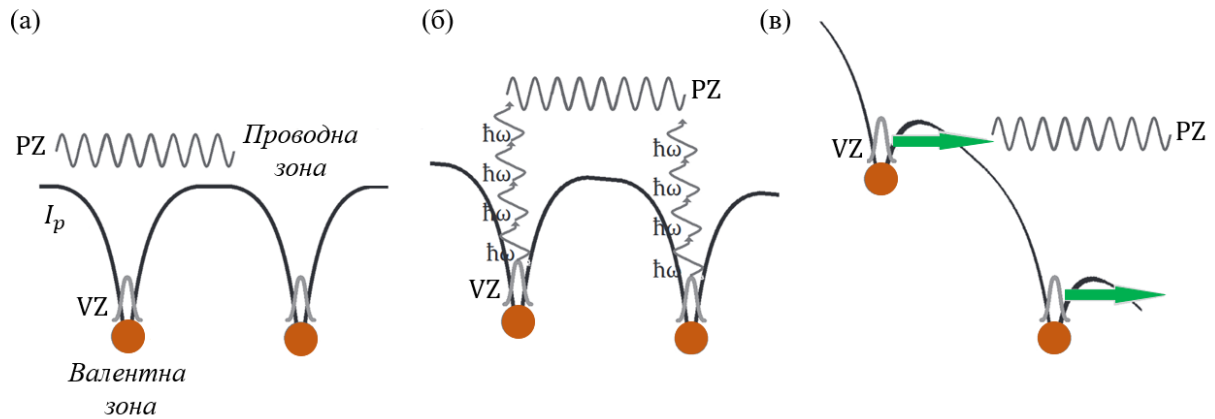
Ови чланови квантификују колико брзо сваки од ових процеса повећава број слободних електрона у материјалу под утицајем ласера. Наиме, током фотојонизације, апсорпција фотона од стране атома преноси довољно енергије на електрон тако да он напушта своје орбитално стање и постаје слободан, чиме се повећава густина слободних електрона (ρ_e). Вероватноћа овог процеса се описује чланом $w_P(I)$, при чему је I интензитет ласерског зрачења. Са друге стране, каскадна јонизација представља процес где је електрон, већ побуђен на вишу енергију, у стању да јонизује друге атоме, тиме стварајући ланчану реакцију. То је аналогно ситуацији са лавинском продукцијом електрона: један електрон може да пренесе довољно енергије да побуди други електрон, који затим може да побуди још један, и тако даље, стварајући лавину побуђених електрона. Физичи смисао чиниоца $\zeta(I)$ и ρ_e у једначини (4.19) је следећи: $\zeta(I)$ је вероватноћа каскадне јонизације, а ρ_e је тренутна густина слободних електрона у материјалу. Узимајући у обзир стандардизовану нотацију којом се означавају стопе јонизације у атомској, молекулској и оптичкој физици [144-146], могуће је трансформисати једначину (4.18) у следећи облик:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_P + w_C \cdot \rho_e, \quad (4.19)$$

где су индекси P и C референца на фотојонизацију (енгл. „photoionization”) и каскадну јонизацију (енгл. „cascade ionization”), респективно. Ова једначина представља покушај да се квантитативно опише брзина генерисања слободних електрона кроз ова два механизма, узимајући у обзир интензитет ласерског зрачења. Међутим, за свеобухватнију анализу, овај израз може бити модификован тако да укључи и додатне релевантне феномене. Због тога је потребно размотрити додатне аспекте који могу утицати на процесе продукције слободних електрона у контексту специфичних услова материјала биолошког порекла. Примера ради, у сценаријима који укључују биолошке мете, релевантно је увођење стопе јонизације хромофора, $w_{CH} \cdot \rho_e$, у једначину (4.19). Додатно, под одређеним условима, када се материјал загреје до одређене тачке, термална јонизација би се могла појавити, те би стопа термалне јонизације, $w_T \cdot \rho_e$, морала бити узета у обзир. Сваки од наведених механизма доприноси укупној густини слободних електрона у материјалу. Тиме се директно утиче на кумулативни број слободних електрона који су доступни за интеракцију са ласерским зрачењем. Из овог угла, овим механизмима се придаје кључна улога у управљању динамиком слободних електрона, што може имати значајне последице на интеракцију ласера са материјалом. Ипак, треба нагласити да се густина слободних електрона може знатно редуковати кроз различите процесе. На пример, процес рекомбинације (енгл. „recombination”) подразумева да слободан електрон „нађе” јонизовани атом и поново заузме своје место у енергијском нивоу, смањујући тиме број слободних електрона, $-w_R \cdot \rho_e^2$. Додатно, када се ласерски импулс апсорбује у материјалу, ствара се велика количина слободних електрона. Међутим, са временом, ови слободни електрони ће се дифузно кретати кроз материјал. То значи да, иако се у почетку може имати област са високом концентрацијом слободних електрона, дифузија (енгл. „diffusion”) ће са временом довести до смањења ове концентрације, са стопом $-w_D \cdot \rho_e$. Проширени кинетички модел који је описан у овом потпоглављу поуздано омогућава анализу и симулацију феномена који се односи на продукцију секундарних електрона током ласером индукованог слома.

4.2.1. Анализа модела фотојонизације

Интеракција ласера са материјалима биолошког порекла, посебно оних који имају широки енергијски распон, укључује сложене фото-физичке процесе [147, 148]. Кључни аспекти ових интеракција јесу механизми фотојонизације. Фотојонизација је процес у којем електрони прелазе из везаног (валентног) стања у слободно (проводно) стање као резултат апсорпције енергије фотона. Тај прелазак се може одвијати на два основна начина: кроз мултифотонску јонизацију и тунелну јонизацију (видети Сliku 4.2).



Слика 4.2. Визуелна репрезентација механизма фотојонизације: (а) илустрована је валентна и проводна зона материјала, (б) мултифотонска јонизација - електрон прелази у проводну зону апсорпцијом више фотона, и (в) тунелна јонизација - електрон прелази из валентне у проводну зону тунел ефектом.

Мултифотонска јонизација се односи на феномен када електрон апсорбује више од једног фотона симултано [149]. Кључна идеја овде је да се укупна енергија апсорбованих фотона, где је сваки фотон представљен са енергијом $\hbar\omega$ (видети Поглавље 2), користи да се превазиђе енергијска баријера између валентне и проводне зоне. Она обично одговара јонизационом потенцијалу материјала, I_p , који је минимална енергија неопходна за премештање електрона из валентног, везаног стања у проводно стање (Слика 4.2 (а)). Дакле, уколико је енергија појединачног фотона мања од вредности I_p , мултифотонска јонизација дозвољава да се, путем симултане апсорпције више фотона, као на Сlici 4.2 (б), електрон „избаци” у проводну зону. Са друге стране, тунелна јонизација представља други механизам преласка електрона из валентног стања у проводно стање. У овом сценарију, потенцијална баријера између ова два стања постаје толико изобличена под дејством јаког временски зависног електричног поља ласерске радијације, да електрон може „проћи кроз” ту баријеру користећи квантно-механички ефекат тунеловања (Слика 4.2 (в)). Иако тунелна јонизација сама по себи не доводи до директног апсорбовања светлости (јер је енергија тунелног електрона константна), она генерише електроне у проводном појасу који могу додатно да апсорбују светлост. Оба ова механизма су дубоко укоренења у концепт атомске, молекулске и оптичке физике, пружајући компликован, али фасцинантан поглед на квантну динамику ових интеракција.

Као што је описано у претходном пасусу, кључни механизми који омогућују прелаз електрона из валентне у проводну зону су мултифотонска и тунелна јонизација. Ови феномени су од примарног значаја у контексту интеракције ласерског зрачења са материјалима, укључујући и оне биолошког порекла. Келдишов модел, који датира из 1964. године [150], пружа математички алат за предикцију поменутих ефеката, односно за антиципирање резултата интеракције ласер-материјал. Тачније, стопа јонизације изведена у Келдишовој студији карактерише брзину промене броја слободних електрона у материјалу услед фотојонизације, што је од суштинског значаја за процену који од два наведена ефекта, мултифотонска или тунелна јонизација, ће превладати. Иако стопа фотојонизације може дати индикацију о томе који је ефекат доминантан, сам по себи не даје потпуну слику о свим процесима, који се догађају током интеракције ласерске светлости са материјалом. Међутим, она је кључан параметар који омогућава квантитативну процену и предвиђање ових процеса.

У оквиру Келдишове теорије фотојонизације [150], претпостављено је да се интеракција светлости и материјала дешава на квантном нивоу, уз третирање фотона као

основних честица које учествују у процесима апсорпције и емисије. Такође, подразумева се да је ласерско поље довољно интензивно да индукује јонизацију материјала, ексцитирајући електроне из атомских или молекулских орбита. Да би се описали ови процеси, примењен је пертурбативни приступ [151], где се интеракција светлости и материјала третира као мања пертурбација основног стања. Ова теорија се базира на нестационарној квантној механици, што омогућава промену стања система током времена, есенцијално за третман процеса фотојонизације где се стање електрона у материјалу може променити под утицајем ласерског поља. Из ових претпоставки произилази Келдишова формула за стопу фотојонизације [150]:

$$w_p^{Keldysh} = \frac{4\omega}{9\pi} \left(\frac{m\omega\sqrt{1+\gamma^2}}{\hbar\gamma} \right)^{\frac{3}{2}} Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\hbar\omega}\right) \times \exp\left[-\pi \left\langle \frac{I_p}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle \times [K(\mathcal{G}) - E(\mathcal{G})]/E(\mathcal{O})\right], \quad (4.20)$$

где \hbar представља редуковану Планкову константу, ω је угаона фреквенција ласера, m је елементарна константа, односно маса електрона, π је Архимедова константа, док γ представља Келдишов параметар. Параметар γ се дефинише као однос фреквенције фотона (односно енергије фотона) и јачине електричног поља које делује на електрон, односно:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{mI_p}}{eE}, \quad (4.21)$$

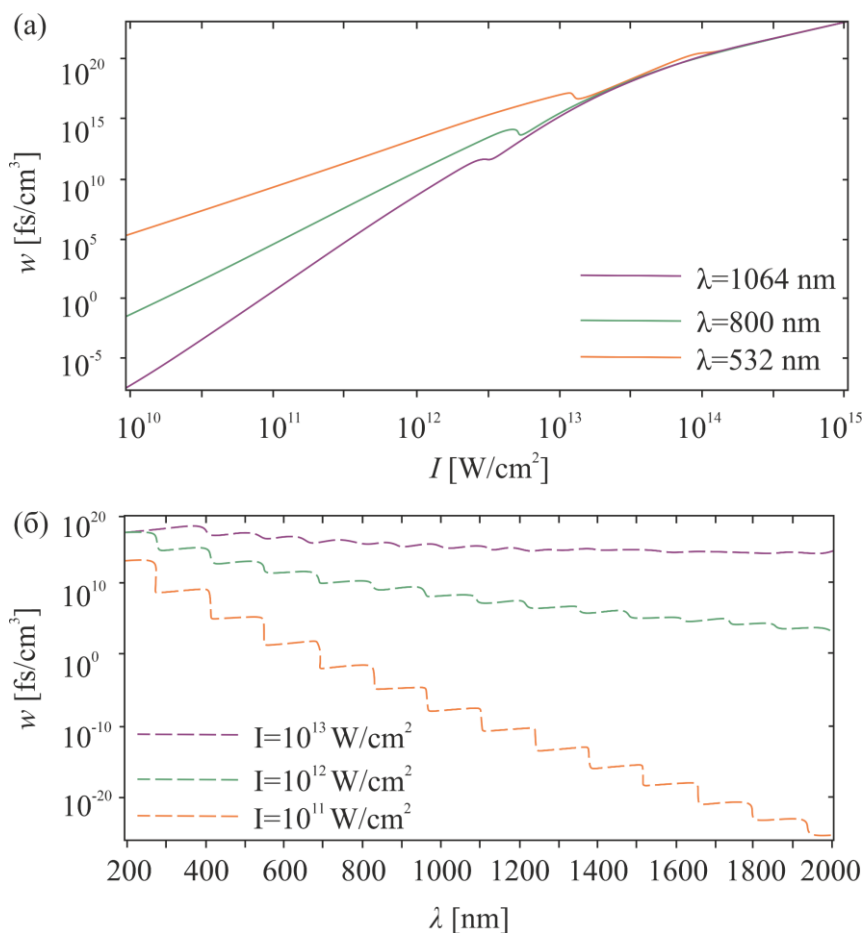
где је e елементарно наелектрисање [152], а E је амплитуда електричног поља. Овај параметар је кључан за разумевање и предвиђање процеса који су вођени електричним пољем. Поред тога, треба имати у виду да је функција $Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\hbar\omega}\right)$ (видети једначину (4.21)) дефинисана на следећи начин:

$$Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\hbar\omega}\right) = \left[\frac{\pi}{2K(\mathcal{G})} \right]^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-n\pi \frac{[K(\mathcal{G})-E(\mathcal{G})]}{E(\mathcal{O})}\right] \times \sum_{n=0}^{\infty} \Phi\left\{ \left(\frac{\pi^2 \left(2\left\langle \frac{I_p}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle - \frac{2I_p}{\hbar\omega} + n \right)}{2K(\mathcal{O})E(\mathcal{O})} \right)^{1/2} \right\}, \quad (4.22)$$

где је $\Phi(x)$ Досонов интеграл $\Phi(x) = \int_0^{\infty} \exp[\xi^2 - x^2] d\xi$ [153], док су $K(\mathcal{G})$, $E(\mathcal{G})$, $K(\mathcal{O})$ и $E(\mathcal{O})$ елиптични интегрални првог ($K(\mathcal{G})$ и $K(\mathcal{O})$) и другог ($E(\mathcal{G})$ и $E(\mathcal{O})$) реда [154] са аргументима:

$$\mathcal{G} = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2+1}}, \mathcal{O} = \frac{1}{\sqrt{\gamma^2+1}}. \quad (4.23)$$

На Слици 4.3, приказана је анализа понашања Келдишове вероватноће јонизације $w_p^{Keldysh}$ у функцији од интензитета ласерског зрачења (Слика 4.3 (а)), односно у функцији од таласне дужине (Слика 4.3 (б)). Треба имати у виду да је амплитудна вредност електричног поља E повезана са интензитетом ласерског зрачења преко релације: $I \sim E^2$.



Слика 4.3. Компаративни преглед стопа Келдишове фотојонизације, $w_p^{Keldysh}$, за различите вредности: (а) таласних дужина, λ , и (б) интензитета ласерског зрачења, I .

На Слици 4.3 (а) се уочава како стопа фотојонизације расте са повећањем интензитета ласерског зрачења, који варира од $10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ до $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$. Овај феномен може се атрибуирати већој енергијској доступности електрона за интеракцију, што је омогућено јачим ласерским пољем. Уз то, варијације стопа фотојонизације у односу на таласне дужине указују на значајан утицај енергије фотона на ефикасност процеса јонизације. Конкретно, за таласне дужине од 532–1064 nm, највиша вероватноћа фотојонизације се бележи за најкраћу таласну дужину (532 nm). Ово може имплицирати да фотони веће енергије (који одговарају краћим таласним дужинама) ефикасније јонизују атом преношењем електрона из валентног у проводно стање. Интересантно је да све три криве конвергирају на интензитетима вишим од $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$, што може указивати на засићење процеса фотојонизације на овим енергијама, односно да су сви доступни електрони јонизовани. На Слици 4.3 (б), стопе фотојонизације су приказане као функција таласне дужине, која се креће од 200 nm до 2000 nm, за три различита интензитета ласерског зрачења. Већина кривих приказује степенасту карактеристику, што сугерише да постоји мањи број доступних електрона за интеракцију на дужим таласним дужинама. Изузетак представља крива која одговара интензитету ласерског поља од $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ која, уместо степенасте карактеристике, показује тенденцију засићења на дужим таласним дужинама. Ово може указивати на засићење процеса фотојонизације на овим нивоима интензитета, односно да су сви доступни електрони јонизовани. Највећа стопа фотојонизације је уочена на најкраћој таласној дужини од 200 nm за све три анализираних криве. Ово сугерише да фотони са већом енергијом, који су повезани са краћим таласним дужинама, доприносе повећаној ефикасности процеса фотојонизације.

Након детаљне анализе релевантних параметара и константи у једначини (4.20), као и понашања Келдишове стопе фотојонизације у односу на промене интензитета ласерског зрачења и таласне дужине (Слика 4.3), неопходно је сада посветити додатну пажњу дефинисању физичког смисла γ параметра. Наиме, он игра кључну улогу у формулацији фотојонизације, обезбеђујући физички критеријум за дистинкцију између тунеловања и мултифотонске јонизације. Овај бездимензионални параметар је изведен из карактеристика ласерског поља, енергије фотона и јонизационог потенцијала материјала (видети једначину (4.21)). У физичком смислу, γ параметар се може схватити као однос између фреквенције осцилација електричног поља ласера, ω_L , и карактеристичне фреквенције која је везана за време потребно електрону да тунелује кроз потенцијалну баријеру, ω_T , односно: $\gamma = \omega_L/\omega_T$. Када Келдишов параметар γ асимптотски тежи ка вредности доста мањој од 1 ($\gamma \ll 1$), време потребно за тунеловање постаје краће у односу на половину периода осцилација ласерског поља, чиме се истиче доминација тунелне јонизације. Супротно томе, када γ асимптотски тежи ка вредности већој од 1 ($\gamma \gg 1$), време тунеловања се продужава изван половине периода осцилација ласерског поља, што имплицира да је мултифотонска јонизација преобладајући механизам. У контексту описаних граничних услова и понашања Келдишовог параметра γ , једначина (4.20) се може реконструисати. Наиме, одговарајућа стопа фотојонизације може се декомпоновати на два независна израза, од којих је сваки специфичан за један од механизма јонизације - мултифотонску или тунелну јонизацију.

У општем случају, стопа фотојонизације описана једначином (4.20) је комплексна и њена анализа подразумева имплементацију одговарајућих нумеричких метода. Ипак, у граничном режиму мултифотонске јонизације, где се претпоставља да $\gamma \gg 1$, могуће је извести апроксимацију која резултира аналитичким изразом. Наиме, у овом режиму се претпоставља да је електрон апсорбовао довољну количину фотона како би прешао из валентног у проводно стање, без потребе за тунеловањем кроз потенцијалну баријеру. Као последица тога, директна интеракција између електрона и електромагнетног поља постаје доминантан механизам који се може третирати пертурбативно. Ова претпоставка води ка изразу за стопу мултифотонске јонизације која се представља као [155]:

$$w_{MPI} = \frac{4\omega}{9\pi} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{e^2 E^2}{16mI_p \omega^2}\right)^{\langle I_p/\hbar\omega + 1 \rangle} \Phi \left\{ \left(2 \left(\langle I_p/\hbar\omega + 1 \rangle - \frac{2I_p}{\hbar\omega} \right) \right)^{1/2} \right\} \times \exp \left[2 \langle I_p/\hbar\omega + 1 \rangle \left(1 - \frac{e^2 E^2}{4mI_p \omega^2} \right) \right], \quad (4.24)$$

Описана апроксимација је валидна само за интензитета ласерског зрачења довољно ниске да се може занемарити ефекат тунелне јонизације.

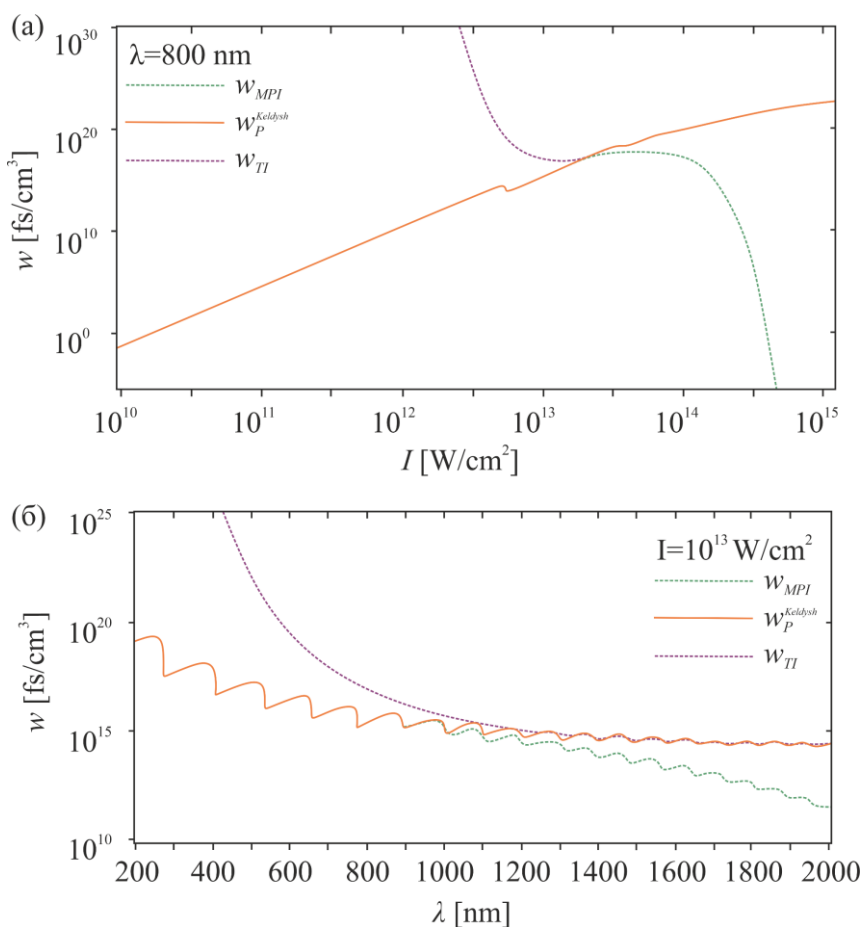
Келдишов приступ формулисању стопе тунелне јонизације из једначине (4.20) почива на суптилном разматрању интеракције електрона са ласерским пољем. Ова интеракција је значајна, јер ласерско поље може ефективно модификовати потенцијалну баријеру која иначе ограничава кретање електрона унутар атома [155]. Ова баријера, под утицајем интензивног електромагнетног поља, деформише се до те мере да омогућава електрону да квантно-механички „тунелује” кроз њу, упркос чињеници да његова енергија није довољна да баријеру пређе класичним путем. Описани феномен је последица квантно-механичке природе материје, која се одликује непредвидивом, пробабилистичком динамиком. Унутар ове динамике, електрон, иако нема довољно енергије да пређе баријеру, ипак има одређену вероватноћу да се нађе са друге стране баријере. Додатна претпоставка формулисана у раду [150] је да се описани процес одвија тренутно. Наиме, након што електрон тунелује кроз потенцијалну баријеру, Келдиш га сматра слободним, односно он више није везан за атом. Да би квантификовао процес

тунеловања, Келдиш је употребио алате квантне статистике да би израчунао стопу јонизације у форми [155]:

$$w_{TI} = \frac{4I_p}{9\hbar\pi^2} \left(\frac{mI_p}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{e\hbar E}{\sqrt{mI_p^3}}\right)^{5/2} \exp\left[-\frac{\pi\sqrt{mI_p^3}}{2e\hbar F} \left(1 - \frac{m\omega^2 I_p}{8e^2 E^2}\right)\right]. \quad (4.25)$$

Кључна карактеристика стопе тунелне јонизације лежи у њеној израженој зависности од интензитета ласерског зрачења. Описана зависност истиче већу вероватноћу да ће електрон, под дејством јачег ласерског зрачења, превазићи потенцијалну баријеру кроз квантно-механички феномен тунеловања.

На Слици 4.4 је приказана компаративна анализа понашања стопа фотојонизације, $w_p^{Keldysh}$, мултифотонске јонизације, w_{MPI} , и тунелне јонизације, w_{TI} , у функцији од интензитета ласерског зрачења (Слика 4.4 (а)), односно у функцији од таласне дужине ласера (Слика 4.4 (б)).



Слика 4.4. Компаративни преглед стопа $w_p^{Keldysh}$, w_{MPI} и w_{TI} , у функцији од: (а) интензитета ласерског зрачења, I , када је таласна дужина фиксирана на 800 nm, (б) таласне дужине, λ , када је интензитет ласерског снопа фиксиран на 10^{13} W/cm^2 .

Анализом резултата приказаних на Слици 4.4 (а), могуће је детаљније описати промену различитих стопа јонизације у односу на интензитет ласерског зрачења. У складу са дефинисаним опсегом, неки процеси јонизације могу превладати над осталима. На пример, при ниским интензитетима, доминира мултифотонска јонизација, w_{MPI} . Како интензитет расте, постоји већа вероватноћа да ће електрони тунеловати кроз потенцијалну баријеру и прећи у проводно стање, што резултира повећањем стопе

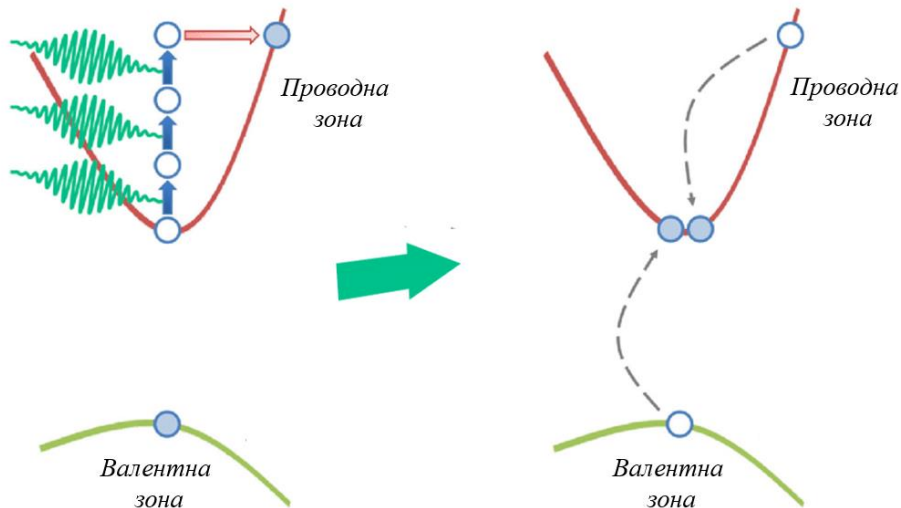
тунелне јонизације, w_{TI} . Слика 4.4 (а) такође указује на изванредну сагласност између стопа јонизације добијених аналитичком методом (једначине (4.24) и (4.25)) и Келдишове стопе јонизације (једначина (4.20)) у граничним случајевима мултифотонске и тунелне јонизације. Ова конзистентност указује на предвидљиво понашање ових процеса и даје кредибилитет аналитичкој методи за њихову карактеризацију. Поред тога, Слика 4.4 (б) илуструје промене у вероватноћама три процеса јонизације у односу на таласну дужину ласерског поља. Општи тренд је смањење стопа тунелне и мултифотонске јонизације са повећањем таласне дужине, што је последица обрнуте пропорционалности између енергије фотона и таласне дужине. Фотони са већом таласном дужином носе мање енергије, што резултира мањом вероватноћом јонизације, било тунеловањем или мултифотонском јонизацијом. Са друге стране, стопа фотојонизације може бити мање осетљива на таласну дужину. Овај процес више зависи од интензитета зрачења него од енергије фотона. Већи интензитет зрачења може повећати вероватноћу фотојонизације, без обзира на таласну дужину, јер значи већи број фотона, чак и ако они имају мању енергију.

4.2.2. Анализа модела каскадне јонизације

Феномен преноса енергије изазваног ласерским зрачењем, уколико је условљен искључиво процесом фотојонизације, намеће значајну промену прага интензитета зрачења који изазива оптички слом, у односу на висину енергијске баријере [156, 157]. Да би се детаљније описала ова променљивост, неопходно је посветити се концепту мултифотонске апсорпције. Наиме, феномен мултифотонске апсорпције се односи на процес у којем атом или молекула апсорбују два или више фотона истовремено, прелазећи из свог основног стања у побуђено стање. Ова апсорпција је нелинеарни оптички процес који захтева високе интензитета зрачења, што је својствено ласерским системима. Специфичност овог процеса лежи у чињеници да је вероватноћа апсорпције за различите нивое мултифотонске апсорпције различита. То значи да ће апсорпција два, три или чак више фотона имати различиту вероватноћу. Стога, уколико је енергијска баријера висока, захтева се апсорпција већег броја фотона како би се досегла та енергијска баријера, што значи да је вероватноћа такве апсорпције нижа. Ова инхерентна варијабилност доводи до значајних промена у прагу интензитета зрачења који изазива оптички слом. Међутим, обиље експерименталних података [158-160] указује на ниску зависност овог прага интензитета од висине енергијске баријере. Ово указује на значајан утицај другог механизма - каскадне јонизације. За разлику од мултифотонске апсорпције, каскадна јонизација показује само линеарну зависност од интензитета ласерског зрачења [161]. То значи да, уколико се интензитет ласерског зрачења повећа, број слободних електрона генерисаних кроз процес каскадне јонизације ће се пропорционално повећати. Ова линеарна зависност указује на ефикасан механизам преноса енергије, што објашњава нижу зависност прага интензитета ласерског зрачења од величине енергијске баријере.

За разлику од феномена нелинеарне апсорпције, каскадна јонизација постаје ефикаснија приликом коришћења ласерских зрачења са дужим трајањем импулса $\sim ns$. Продужени период интеракције омогућава постепени пренос енергије на електроне, пружајући већи временски прозор за индивидуалне електроне да апсорбују довољно енергије и изврше процес сударне јонизације [162]. То резултира повећаном стопом каскадне јонизације, упркос чињеници да је укупна количина енергије у дужем импулсу иста као у краћем. Ефикасност процеса може се побољшати продужењем временског трајања ласерског импулса, што усмерава већи број електрона на процес јонизације атома или молекула, уместо да једноставно апсорбују и дисипирају енергију.

Каскадна јонизације укључује серију интеракција које започињу генерисањем почетних електрона (енгл. „seed electrons”) путем првобитне нелинеарне апсорпције. Овај процес, који се дешава под утицајем високоенергијског ласерског зрачења, омогућава прелазак електрона из валентне у проводну зону, чиме се стварају електрони који служе као „покретачке тачке” за даљи ток интеракција, делујући у својој основи као „семе” за наредне фазе процеса. Њихова даља интеракција са упадним фотонима се одвија на линеарној основи, што значи да је стопа апсорпције пропорционална интензитету упадног ласерског зрачења, I [162, 163]. Та интеракција омогућава додатни пораст броја електрона, ефективно их доводећи до енергијски вишег стања. У тој побуђеној зони, електрони могу даље ступити у интеракцију са структурним елементима ткива путем процеса познатог као сударна јонизација [164]. Тада електрони добијају довољно енергије да изазову избацивање других електрона, чиме „мигрирају” у проводно стање. Као исход, долази до генерисања додатних електрона унутар проводне зоне, резултирајући двоструким бројем електрона у проводној зони за сваки електрон који је иницијално био укључен у овај процес. Описани феномен представља саму суштину каскадне јонизације [164]: сваки електрон који апсорбује енергију може потенцијално да створи још један електрон, што води до експоненцијалне продукције електрона и каскадне јонизације. Описана секвенца догађаја је илустрована на Слици 4.5.



Слика 4.5. Каскадна јонизација је двостепени процес у којем електрони прво апсорбују енергију фотона, а затим долази до сударне јонизације путем међусобних судара електрона.

Изузетно је важно прецизно моделовати једначине које квантификују стопу каскадне јонизације, w_C , јер оне одређују ефикасност преноса енергије из ласерског зрачења на материјал. Постоји неколико теоријских модела који нуде аналитичке изразе за w_C . Међутим, током времена се као најпоузданији издвојио Шенов модел који стопу каскадне јонизације математички описује изразом [165]:

$$w_C = \frac{\tau_s}{(\omega^2 \tau_s^2 + 1) l_p} \left[\frac{e^2 I}{c m n_s \epsilon_0} - \frac{2 m \omega^2 \epsilon_k^{av}}{M_m} \right], \quad (4.26)$$

где је τ_s средње време између два судара, c је брзина светлости, n_s је индекс преламања материјала биолошког порекла, ϵ_0 је електрична пермитивност вакуума, ϵ_k^{av} је просечна кинетичка енергија електрона и M_m представља масу атома или молекула са којом се електрон судара. Први члан у једначини (4.26) описује генерисање енергије електрона из ласерског зрачења, док други члан описује пренос енергије са електрона на атоме или молекуле биолошког материјала током еластичних судара. Анализом литературе [166-

168] је утврђено да просечно време између два судара, τ_s , за већину ткива није тачно измерено, па се често у прорачунима користи апроксимирана вредност од 1 fs.

4.2.3. Анализа модела јонизације хромофора

Хромофори су конституенти молекула које карактерише способност апсорпције зрачења [169]. Ове молекулске сегменте одликује постојање електрона који, под дејством апсорбоване светлости, прелазе у виша енергијска стања, што доводи до промене њихове електронске конфигурације [170]. Спектрална осетљивост хромофора, односно њихова способност апсорпције зрачења у различитим деловима спектра, зависи од њихове структуре и хемијских карактеристика.

У контексту моделовања ласером индукованог слома, хромофори играју значајну улогу. Познато је да уколико материјал биолошког порекла дође у контакт са ласерским зрачењем, молекули унутар њега апсорбују то зрачење. Ако је енергија овог зрачења довољно висока, може покренути процес јонизације, где се електрон одваја од атома или молекула, стварајући стање материје које се састоји од слободних електрона и јона са позитивним наелектрисањем. Ласером индуковани слом, феномен где се молекули материјала јонизују да би створили високоенергијске електроне, има јасно дефинисан праг, што представља минимални интензитет ласерског зрачења потребан за иницирање овог процеса. Присуство хромофора може смањити овај праг, с обзиром да ови молекуларни сегменти ефикасно апсорбују светлосну енергију, што омогућава да се већа количина ласерске енергије искористи за стварање јонизације. Физички гледано, хромофор апсорбује ласерско зрачење омогућавајући транзицију електрона из његове валентне у проводну зону. Овај процес апсорпције енергије може поспешити процес јонизације, јер се електронима даје довољно енергије да се одвоје од својих матичних атома или молекула. У овом контексту, присуство хромофора може бити кључни фактор у омогућавању и олакшавању ласером индукованог слома. Хромофори делују као мостови за пренос ласерске енергије на молекуле, што побољшава ефикасност процеса и омогућава оптички слом при нижим енергијама.

Приликом моделовања сложених феномена, као што је ласерски индуковани слом, од суштинског значаја је квантификовати све релевантне параметре који утичу на тај процес. У том смислу, од виталног значаја је одређивање стопе јонизације хромофора, w_{CH} . Релеванција параметра w_{CH} огледа се у његовом непосредном утицају на количину ефективно апсорбоване ласерске енергије унутар биолошког материјала, што даље утиче на могућност остваривања неопходних услова за ласерски индуковани слом [170]. Израчунавање стопе јонизације хромофора подразумева разматрање два кључна фактора. Први фактор се односи на просечан број везаних електрона по хромофору доступних за јонизацију, што рефлектује способност ових молекула за апсорпцију ласерске енергије. Други фактор је вероватноћа термалне јонизације везаног електрона, која зависи од температуре на коју је хромофор загрејан, као и од енергије ласерског зрачења. Квантификовање описаних параметара и њихова интеграција у математички модел омогућава извођење израза у облику [171]:

$$w_{CH} = \frac{3N_b n_{ch} \sqrt{\pi}}{4} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\sqrt{\frac{2k_b \left(T_0 + \frac{\sqrt{I} \mu_a}{c_{ch} \rho_{ch} f_{ch}} \right)}{I_p}} \right)^3 \times \exp \left\{ -\frac{I_p}{2k_b \left(T_0 + \frac{\sqrt{I} \mu_a}{c_{ch} \rho_{ch} f_{ch}} \right)} \right\} \right], \quad (4.27)$$

где n_{ch} представља број хромофора у биолошком материјалу, N_b показује просечан број везаних електрона по хромофору, а T_0 је температура. Коефицијент апсорпције ткива је означен са μ_a , док c_{ch} представља специфичну топлоту органа које се налазе унутар

ћелија третираног ткива. Густина слободних електрона, услед јонизације хромофора, је означена са ρ_{ch} , а фактор f_{ch} је однос запремине хромофора у односу на кожу. Вредности ових параметара за различита ткива су утврђене у претходним истраживањима и могу се пронаћи у одговарајућим литературним изворима [171-173].

4.2.4. Анализа модела термалне јонизације

У материјалима биолошког порекла, ласерско зрачење може иницијализовати јонизацију на три основна начина - путем фотојонизације, каскадне јонизације и јонизације хромофора [174]. Међутим, под одређеним условима, температура фокалне запремине може достићи довољно високе вредности да изазове термалну јонизацију [175, 176]. Овај феномен у том случају представља додатни механизам генерисања слободних електрона. У случају ултра-кратких ласерских импулса, термална јонизација није значајна, јер почетни електрони захтевају релативно дуго време термализације (реда величине пикосекунде). Међутим, дужи ласерски импулси, који трају у области наносекунди и значајно су дужи од времена термализације, могу значајно загрејати фокалну запремину током ласерског зрачења. Овај процес повећава температуру материјала и доводи до термалне јонизације, која подржава каскадну јонизацију и доприноси процесу оптичког слома.

Термална јонизација игра кључну улогу у превазилажењу инхибиције каскадне јонизације која настаје због рекомбинације слободних електрона. Када је интензитет ласерског зрачења довољно висок, термална јонизација обезбеђује додатне слободне електроне у материјалу, чиме се одржава континуитет процеса фотојонизације и омогућава потпуна јонизација. У литератури не постоји аналитички израз за израчунавање стопе термалне јонизације, али је позната релација која описује укупан број слободних електрона генерисаних у фокалној запремини на температури T . Математички, густина слободних електрона настала током термалне емисије, ρ_e^t , може се одредити користећи релацију [176]:

$$\rho_e^t = 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\left(\frac{k_b T}{I_p}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{I_p}{2k_b T}\right]}{1 + 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{k_b T}{I_p}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{I_p}{2k_b T}\right]}. \quad (4.28)$$

Имплементација једначине (4.28) у модел оптичког слома омогућава квантитативно описивање утицаја термализације енергије, загревања фокалне запремине и генерисања додатних слободних електрона током трајања ласерског импулса.

4.2.5. Анализа модела дифузије и рекомбинације

Дифузија и рекомбинација су кључни процеси који утичу на динамику јона и електрона током интеракције ласерског зрачења са материјалом биолошког порекла.

Дифузија се односи на процес којим се слободни електрони, које је ласер избацио из атома или молекула материјала, шире из зоне утицаја ласера. Тада честице прелазе из области високе концентрације у област ниже концентрације [177], односно слободни електрони се шире из области где је ласер био фокусиран у околни материјал. На брзину дифузије утичу разни фактори, укључујући енергију и трајање ласерског импулса, температуру и густину материјала, као и карактеристике самих електрона. Већа густина електрона и дуже трајање ласерског импулса могу повећати стопу дифузије.

Анализа феномена дифузије слободних електрона током интеракције ласерског зрачења са материјалом биолошког порекла може се свести на модел цилиндричне запремине [178]. Описана апроксимација омогућава детаљнији увид у процесе који се дешавају на микроскопском нивоу, пружајући притом јасну слику о утицају дифузије на динамику система. При томе, цилиндрична запремина модела приказује област погођену ласерским снопом, са полупречником r_0 и дужином z_R . Овај модел је користан за квантитативно схватање како се слободни електрони дифундују унутар и изван ове цилиндричне запремине. Узимајући у обзир вероватноћу да се процес дифузије реализује, долази се до математичког израза за стопу дифузије, w_D [178]:

$$w_D = \frac{\tau_s I_p}{3} \left[\left(\frac{2.4}{r_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{z_R} \right)^2 \right]. \quad (4.29)$$

Време трајања ласерског импулса такође игра кључну улогу у дифузији електрона. Уколико је време трајања ласерског зрачења краће од времена неопходног за значајну дифузију електрона, дифузиони губици постају мање вероватан процес. Насупрот томе, ако ласерски импулси трају дуже од времена дифузије, електронима је омогућено више времена да дифундују ван области, чиме се повећава вероватноћа дифузионих губитака. Из овога следи да би за ласерске импулсе краће од наносекунде, дифузиони губици могли бити мање значајни.

Рекомбинација се односи на феномен повратка слободних електрона у њихова првобитна енергијска стања унутар атомских или молекулских структура, из којих су првобитно избачени током интеракције са ласерским зрачењем. Ово често резултира ослобађањем енергије у форми фотона. За квантитативни приказ овог процеса, користи се математички израз који дефинише стопу рекомбинације, w_R , што се може описати кроз следећу једначину [179]:

$$w_R = 3 \times 10^{-9} [\text{s}^{-1}]. \quad (4.30)$$

Параметар w_R може имати значајан утицај на укупну ефикасност ласерске интеракције са биолошким материјалима. Наиме, за дуже ласерске импулсе, ова стопа постаје значајнија, јер слободни електрони имају довољно времена да се рекомбинују са својим изворним атомима или молекулима пре него што се импулс ласера заврши. Са друге стране, за краће ласерске импулсе, стопа рекомбинације може бити мање значајна. Разлог за ово лежи у чињеници да се импулс ласера може завршити пре него што се већина електрона рекомбинује [180].

Дакле, дужина импулса има директан утицај на динамику процеса дифузије и рекомбинације. Ова спознаја сугерише да је пажљива регулација дужине импулса кључна за ефикасно управљање ласерским интеракцијама са биолошким материјалима, омогућавајући оптималну контролу над овим микроскопским процесима.

4.3. Аналитичко решавање једначине за описивање динамике продукције електрона

Аналитичка формула која описује динамику генерације слободних електрона путем процеса фотојонизације, каскадне јонизације и кумулативних губитака, приликом интеракције ласерског зрачења са очним ткивом и биолошким материјалима богатим водом, формулисана је пре отприлике тридесет година [181, 182]. Овај теоријски третман изискује софистицирани математички приступ и представљен је у раду Паула Кенедија из 1995. године [182]. При овом приступу су изостављени неки процеси који би могли

бити релевантни за теоријско моделовање интеракције ласерског зрачења са људским оком, попут термалне јонизације, јонизације хромофора или појединачних доприноса дифузије и рекомбинације. Ипак, без обзира на ова поједностављења, изведени израз пружа јасан квантитативни оквир за разумевање динамике генерисања слободних електрона, и као такав представља кључни елемент у даљим анализама овог процеса. Иако је Кенедијев приступ омогућио значајан напредак у решавању овог комплексног проблема, битно је нагласити да године које су уследиле нису сведочиле настојањима да се изведе аналитички израз који би целовито обухватио све релевантне механизме повезане са феноменологијом ласером индукованог слома. У оквиру ове докторске дисертације, конкретно у Поглављу 5 (видети резултате у Потпоглављу 5.3), изведен је аналитички израз који осликава генерацију слободних електрона на третираној мети биолошког порекла, укључујући кључне релевантне процесе. Овај израз показује изванредну усклађеност са развијеним нумеричким методом, описаним у наредном потпоглављу, али и доступним експерименталним подацима.

Кенедијев модел полази од претпоставке да се временска еволуција слободних електрона може представити изразом [183]:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_{MPI} + [w_C - w_L] \cdot \rho_e, \quad (4.31)$$

где w_{MPI} означава стопу мултифотонске јонизације, w_C је стопа каскадне јонизације, а стопа $-w_L$ укључује кумулативне ефекте који смањују број слободних електрона.

Увођењем претпоставке да су вероватноће w_{MPI} и $w_C - w_L$ константне, односно да важи: $w_{MPI} = a = const.$ и $w_C - w_L = b = const.$, једначину (4.31) је могуће трансформисати као:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = a + b \cdot \rho_e. \quad (4.32)$$

Постоји фундаментални разлог за увођење претпоставке да су вероватноће w_P и $w_C - w_L$ константне. Наиме, за кратке временске интервале током којих се одвијају описани процеси, реакцијске вероватноће су често приближно константне [184]. То значи да, иако могу постојати мале флукуације у вредностима ових стопа, оне су на таквој скали да се могу сматрати небитним за општи ток процеса.

Због даљег рачуна неопходно је раздвојити променљиве:

$$(a + b \cdot \rho_e)^{-1} d\rho_e = dt, \quad (4.33)$$

а у циљу интеграције једначине (4.33). Као резултат, добија се:

$$\ln[a + b \cdot \rho_e] = b(t + c_1), \quad (4.34)$$

где је c_1 константа интеграције.

Имајући у виду математички идентитет [100]: $\exp[\ln(x)] = x$, једначину (4.34) је сада могуће додатно трансформисати множењем леве и десне стране експоненцијалном функцијом:

$$a + b \cdot \rho_e = \exp[b(t + c_1)], \quad (4.35)$$

односно:

$$\rho_e = \frac{1}{b} \exp[bt] \exp[bc_1] - \frac{a}{b}, \quad (4.36)$$

Вредност константе c_1 могуће је одредити коришћењем почетног услова ($t = 0$) да је одређени број слободних електрона на почетку ласера присутан у мети, $\rho_e(t = 0) = \rho_0$. У том случају се члан $\exp[bc_1]$ у једначини (4.35) апроксимира као $\exp[bc_1]/b = a/b +$

ρ_0 . Имајући ово у виду, након примене математичких трансформација, једначина (4.37) постаје:

$$\rho_e = \rho_0 \exp[bt] + \frac{a}{b} \{ \exp[bt] - 1 \}. \quad (4.37)$$

На крају, враћајући смену за a и b , следи:

$$\rho_e = \rho_0 \exp[(w_C - w_L)t] + \frac{w_{MPI}}{w_C - w_L} \{ \exp[(w_C - w_L)t] - 1 \}. \quad (4.38)$$

Кенедијев модел представља важну теоријску основу за разумевање процеса јонизације. Међутим, при поређењу са доступним експерименталним подацима, овај модел може показати одређене недостатке. Наиме, модел не обрађује кључне елементе који утичу на процес јонизације, као што су термални ефекти или јонизација хромофора. Ове изостављене компоненте могу узроковати разлике између теоријских предвиђања и измерених резултата. Уз то, модел приказан у [181, 182] пружа поједностављене претпоставке о вероватноћама генерисања и губитака електрона. Такав приступ потенцијално не рефлектује адекватно стварне процесе који се одвијају на микроскопском нивоу. Стварне стопе јонизације могу се значајно разликовати у зависности од варијација у густини електрона, температури, интензитету и фреквенцији ласера – и ови фактори нису експлицитно обухваћени у овом моделу. Даље, модел се ослања на универзалне параметре, као што су вероватноће губитака, које обједињују различите процесе губитка. Ове стопе могу показати значајне варијације у зависности од специфичних услова експеримента, што може довести до додатних дисонанци између теоријских и експерименталних резултата. На крају, модел не узима у обзир просторне ефекте, попут дифузије електрона изван фокалне запремине ласерског снопа, што може утицати на дистрибуцију електрона у простору и времену, и тако створити разлике између израчунатих и измерених резултата. Иако Кенедијев модел служи као користан алат за разумевање основних механизма јонизације, његова употребљивост може бити ограничена када се користи за директно предвиђање резултата конкретних експеримената. Да би се побољшала предиктивна способност овог модела, од значаја је његово даље унапређење тако да боље одражава горе наведене факторе.

4.4. Нумеричке методе за решавање једначине за продукцију слободних електрона

С обзиром на сложеност и нелинеарност диференцијалних једначина које описују продукцију слободних електрона у моделима ласером индукованог слома, често се аналитичка решења не могу лако добити или су чак недостижна. У таквим ситуацијама, нумеричке методе попут Рунге-Кута [185-187], постају неопходне за прецизно и ефикасно моделовање. Рунге-Кута методе су класа нумеричких метода које користе кораке итерације како би постигле апроксимативна, али прецизна и поуздана решења диференцијалних једначина. Међу овим методама, Рунге-Кута метода четвртог реда (RK4) је често преферирана због своје високе тачности и стабилности [188]. Ове методе користе информације о тренутној густини и брзини њених промена како би предвидели следеће вредности. На тај начин, омогућавају прецизно праћење временске еволуције густине слободних електрона у моделима оптичког слома. Иако овај приступ захтева пажљив избор величине корака и рачунску снагу, RK4 метода је показала импресивну ефикасност у моделовању и решавању једначина за продукцију слободних електрона, пружајући увид у динамику феномена ласером индукованог оптичког слома.

Да би се верификовало аналитичко решење диференцијалне једначине, која моделује стопу промене густине слободних електрона у контексту модела за интеракцију ласера са материјалима биолошког порекла (више детаља у Поглављу 5), у овој тези су искоришћена два метода базирана на Рунге-Кута (RK) алгоритму. Први метод користи стандардну Рунге-Кута методу четвртог реда (RK4) [188], која је конципирана на следећи начин:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = \mathcal{F}(t, \rho_e), \quad \rho_e(t = 0) = \rho_0, \quad (4.39)$$

где $\rho_e(t = 0) = \rho_0$ представља почетни услов за диференцијалну једначину $d\rho_e/dt = \mathcal{F}(t, \rho_e)$, а ρ_e представља густину слободних електрона, кључну варијаблу у овом моделу. Функција $\mathcal{F}(t)$ дефинисана је као:

$$\mathcal{F}(t) = w_P^{Keldysh} + w_C \cdot \rho_e + w_T \cdot \rho_e + w_{CH} \cdot \rho_e - w_D \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2, \quad (4.40)$$

где $w_P^{Keldysh}$, w_C , w_T , w_{CH} , w_D , и w_R представљају коефицијенте који квантификују утицај процеса фотојонизације, каскадне јонизације, термалне јонизације, јонизације хромофора, дифузије и рекомбинације, респективно, на промену густине слободних електрона.

Алгоритам Рунге-Кута састоји се од две кључне компоненте: израчунавање „инкремената” ($\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2, \mathcal{K}_3, \mathcal{K}_4$), и њихово даље коришћење за ажурирање варијабли стања, у овом контексту, густине слободних електрона, означених са ρ_e . Наиме, сваки инкремент представља процену градијента функције на одређеној тачки, и користи се за предвиђање наредне вредности функције. Наведени инкременти се израчунавају према следећем редоследу:

1. Први инкремент, \mathcal{K}_1 , описује градијент функције на почетном тренутку, што се изводи помоћу функције $\mathcal{F}(t, \rho_e)$ за тренутно време и густину:

$$\mathcal{K}_1 = \mathcal{F}(t_{n-1}, \rho_{e_{n-1}}). \quad (4.41)$$

2. Следећи инкремент, \mathcal{K}_2 , користи \mathcal{K}_1 за предвиђање вредности функције на половини корака $t_{n-1} + \hbar/2$, а затим се израчунава градијент на тој тачки:

$$\mathcal{K}_2 = \mathcal{F}\left(t_{n-1} + \frac{\hbar}{2}, \rho_{e_{n-1}} + \frac{\mathcal{K}_1}{2}\right). \quad (4.42)$$

3. Трећи инкремент, \mathcal{K}_3 , слично \mathcal{K}_2 , користи се за предвиђање вредности функције на половини корака, али овај пут користи градијент из \mathcal{K}_2 за предвиђање:

$$\mathcal{K}_3 = \mathcal{F}\left(t_{n-1} + \frac{\hbar}{2}, \rho_{e_{n-1}} + \frac{\mathcal{K}_2}{2}\right). \quad (4.43)$$

4. Четврти инкремент, \mathcal{K}_4 , користи \mathcal{K}_3 за предвиђање вредности функције на крају корака $t_{n-1} + \hbar$ и израчунава градијент на тој тачки:

$$\mathcal{K}_4 = \mathcal{F}(t_{n-1} + \hbar, \rho_{e_{n-1}} + \mathcal{K}_3). \quad (4.44)$$

5. Након што су израчунати инкременти, $\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2, \mathcal{K}_3$ и \mathcal{K}_4 , користе се за ажурирање ρ_e према следећој формули:

$$\rho_{e_n} = \rho_{e_{n-1}} + \frac{\hbar}{6}(\mathcal{K}_1 + 2\mathcal{K}_2 + 2\mathcal{K}_3 + \mathcal{K}_4). \quad (4.45)$$

Једначина (4.45) је заправо пондерисана средина инкремената. Први и последњи инкремент (\mathcal{K}_1 и \mathcal{K}_4) добијају мање тежине (појединачно 1/6) док средњи инкременти (\mathcal{K}_2 и \mathcal{K}_3) добијају веће тежине (по 2/6 или 1/3). Ова пондерација узима у обзир

информације из свих делова корака, пружајући прецизније предвиђање за следећу вредност ρ_e него што би било могуће користећи само почетни или крајњи нагиб.

У оквиру проучавања једначине која описује генерисање слободних електрона, идентификовано је да је временски корак од 0.001 наносекунди оптималан. За ласерске импулсе чији су интензитети мањи од $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, прихватљиво је примењивати већи временски корак. Међутим, за интензитете изнад овог прага, постаје неопходно смањити временски корак. Селекција величине корака у RK4 методи је од кључног значаја. Мањи кораци могу унапредити прецизност решења, али то захтева већу рачунску снагу и самим тим повећава време извршавања симулације. Супротно томе, већи кораци могу скратити време извршавања симулације, али могу негативно утицати на прецизност резултата. Стога, неопходно је извршити пажљив баланс између рачунске ефикасности и жељене прецизности решења. Ово је процес који захтева детаљну анализу, како би се осигурао оптималан компромис између та два аспекта.

Други нумерички приступ користи функцију „*ExplicitRungeKutta*”, која је део интегрисаних библиотека софтвера Wolfram Mathematica [189, 190]. Ова функција имплементира *Bogacki-Shampine* алгоритам [191], који је варијанта Рунге-Кута методе трећег реда са адаптивним временским кораком. Ова адаптабилност омогућава аутоматско прилагођавање величине временског корака у складу са сложенешћу проблема. Ако су промене варијабли благе, корак се може повећати како би се ефикасније напредовало кроз симулацију. Са друге стране, ако су промене варијабли брзе или нагле, корак се смањује како би се обезбедила тачност решења.

Иако су оба приступа - стандардни Рунге-Кута алгоритам четвртог реда (RK4) и *Bogacki-Shampine* алгоритам - пружили идентичне резултате, потврђујући своју прецизност, фокус ове докторске дисертације усмерен је на евалуацију RK4 методе. Избор овог приступа је мотивисан следећим разлозима:

- Широка примена: RK4 метода се већ дуго користи у различитим научним и инжењерским областима за нумеричко решавање диференцијалних једначина. Њена универзална прихваћеност и доказана ефикасност чине је погодним кандидатом за детаљну анализу.
- Супериорност у контексту проблема: У специфичном контексту моделовања интеракција ласера са материјалима биолошког порекла, RK4 метода показује супериорност. Ова метода је способна да прецизно моделује сложене процесе и нелинеарно кретање које је типично за ову врсту проблема.

5. Резултати и дискусија

Ласерски индуковани слом представља кључни процес који настаје као резултат интеракције ласерског зрачења са биолошким материјалом. Овај феномен, који се налази на пресеку оптике, квантне механике и биофизике, од тренутка свог открића континуирано привлачи значајну пажњу научне заједнице. Иако су претходне године биле обележене интензивним експерименталним и нумеричким истраживањима овог феномена [192-194], прецизан теоријски опис и даље представља изазов, отварајући простор за стално истраживање и иновације у овој области.

Ово поглавље приказује детаљну теоријско-нумеричку анализу процеса генерисања слободних електрона, што представља један од централних елемената ласерски индукованог слома код кратких и ултракратких импулса. Овај процес је адекватно дефинисан и приказан кроз репрезентације одговарајућих нелинеарних диференцијалних једначина, уз уважавање свих релевантних физичких параметара. У оквиру истраживања, примењена је свеобухватна методологија која покрива анализу широког спектра физичких феномена који се јављају у ласерском пољу. Посебна пажња у нашем приступу је посвећена одабиру одговарајућих вероватноћа, односно стопа јонизације, који су од кључног значаја за целокупни процес. Узевши у обзир природу проблема, анализирали смо однос између енергије јонизације посматраног атома, таласне дужине ласера, и интензитета ласерског зрачења. Сви ови аспекти су узети у обзир са циљем упоређивања нашег модела са постојећим нумеричким моделима и експерименталним подацима, пружајући значајан увид у сложену природу процеса генерисања слободних електрона. Кроз овакав методолошки приступ, наш рад доноси дубље разумевање и нове перспективе у проучавању ласерски индукованог слома, отварајући могућности за даљи напредак у овој динамичној области истраживања.

5.1. Анализа доприноса и губитака кроз укључивање одговарајућих критичних процеса у једначини за продукцију слободних електрона

Феномен продукције слободних електрона је од виталног значаја у бројним појавама у атомској, молекулској и оптичкој физици, а нарочито у контексту интеракције електромагнетног зрачења са атомима биолошког порекла. У циљу детаљног описа овог феномена, неопходно је анализирати и детаљно испитати процесе који доприносе генерисању и губицима слободних електрона. Као што су многобројне експерименталне студије показале [195, 196], процес продукције слободних електрона у проводној зони може се постићи било фотојонизацијом (тунелна или мултифотонска јонизација) или сударном јонизацијом. У Поглављу 4 је објашњено да у почетној фази посматраног процеса, доминантну улогу има процес фотојонизације, при чему фотон интерагује са атомом, преносећи довољно енергије да избаци један или више електрона. Након што се електрони ослободе, они могу даље генерисати додатне електроне путем различитих механизма, укључујући еластично и нееластично расејање, али и ефекте попут инверзног Брамштралунга (енгл. „Inverse Bremsstrahlung” - IB). Процес инверзног Брамштралунга настаје када слободни електрон апсорбује фотон, што доводи до повећања кинетичке енергије истог. Након неколико узастопних догађаја овог феномена, електрон стиче довољно велику кинетичку енергију да произведе додатне електроне кроз

сударну јонизацију. Ово доводи до лавинског раста броја слободних електрона (каскадне јонизације).

Приликом анализе феномена оптичког слома, два параметра играју суштинску улогу: критични интензитет зрачења, I_{cr} , и критична густина слободних електрона, ρ_{cr} [197]. Ови параметри омогућавају детаљније разумевање и контролу процеса стварања слободних електрона, а посебно су релевантни за феномене, који се јављају током интеракције ласерског зрачења са материјом. Критични интензитет зрачења представља минималну јачину ласерског зрачења која је потребна за покретање процеса фотојонизације. Његова вредност зависи од карактеристика ласерског зрачења (попут таласне дужине и трајања импулса), али и од својстава материјала (попут радне функције и густине стања). Са друге стране, критична густина слободних електрона представља густину слободних електрона потребну за стварање високоенергијског стања материје. Када се достигне ова критична вредност, број слободних електрона може брзо да расте кроз процесе, као што су сударна јонизација и секундарна емисија електрона, водећи на крају до генерисања јонизованог гаса. Вредност критичне густине слободних електрона може значајно варирати у зависности од услова у којима се процеси одвијају.

У области истраживања интеракције ласера и материје, посебна пажња се посвећује феномену генерисања слободних електрона. С обзиром на кључну улогу коју ови електрони играју у финалном формирању плазме, њихова производња, еволуција и губици су од суштинског значаја за разумевање и контролу процеса индукованих ултракратким ласерским пулсевима. У доступној литератури [198-200], фокус је био усмерен ка стварању опште слике овог комплексног процеса. Међутим, ни у једној се није приступило детаљној анализи индивидуалног утицаја вероватноћа стварања слободних електрона у мети кроз процесе фотојонизације, каскадне и термалне јонизације, који значајно утичу на целокупну интеракцију ласера и материје. Такође, нису разматрани ни губици који настају услед дифузије и рекомбинације, иако је више пута показано да и ови фактори имају утицај на укупну густину слободних електрона у одређеним доменама. Због тога, у нашем истраживању, одлучили смо се за детаљнију анализу ових процеса, са посебним нагласком на њихову улогу у контексту ултракратких пулсева. Наш циљ је био да разумемо како се вероватноће стварања слободних електрона, у сваком од ових процеса, мењају током времена, са променом интензитета ласерског зрачења, како процеси добитак и губитак утичу на ове динамике, и како све ово утиче на временску еволуцију густине слободних електрона.

Математички модел за праћење временске еволуције густине слободних електрона, ρ_e , може се јасно формализовати кроз примену нелинеарне диференцијалне једначине, која обједињује утицаје различитих кључних процеса, третирајући густину слободних електрона као резултат њихових кумулативних ефеката (Поглавље 4):

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_P + w_C \cdot \rho_e + w_T \cdot \rho_e^t - w_D \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2, \quad (5.1)$$

односно:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_P + \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_C + \left(\frac{d\rho_e^t}{dt}\right)_T - \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_D - \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_R, \quad (5.2)$$

Први члан у једначинама (5.1) и (5.2) односи се на допринос стопе фотојонизације, w_P , без обзира да ли је реч о феномену тунелне или мултифотонске јонизације. Други члан представља допринос каскадне јонизације, w_C . Овај ефекат, како је раније описано, подразумева убрзавање слободних електрона до високих енергија, што може да покрене лавинску јонизацију других атома, доводећи до брзог повећања броја слободних електрона. Трећи члан описује допринос термалне јонизације, w_T , која се одвија када екстремно високе температуре индукују производњу додатних слободних електрона. Са

друге стране, последња два члана, $-w_D \cdot \rho_e$ и $-w_R \rho_e^2$, описују губитке електрона кроз процесе дифузије слободних електрона из фокалног волумена и рекомбинације електрон-шупљина, респективно. У овом контексту, процеси дифузије и рекомбинације представљају кључне механизме губитака слободних електрона. Дифузија, која је инхерентна карактеристика нелинеарне апсорпције, односи се на процес кроз који слободни електрони напуштају фокални волумен, смањујући на тај начин укупну густину слободних електрона унутар те регије. Са друге стране, рекомбинација је феномен у којем слободан електрон и шупљина поново формирају неутралан атом [201], такође смањујући укупну густину слободних електрона. Према доступним подацима [202], при коришћењу ултракратких пулсева, за разлику од наносекундних, трећи и последњи члан у једначини (5.2) не утичу квалитативно на наше резултате; они једноставно утичу квантитативно на кумулативну стопу јонизације, док очувавају општи облик генерисане стопе јонизације. Вредно је споменути да су и други истраживачи раније занемарили ове ефекте у истраживању, што је и документовано у литератури [203]. Стога, имајући у виду специфичне циљеве тренутне студије, ови процеси нису представљали централну тачку наше анализе.

Експериментално је потврђено да примена ултракратких ласерских пулсева, у поређењу са кратким пулсевима, доводи до ситуације у којој губитак електрона кроз процесе дифузије из фокалног волумена и рекомбинације не би требало да има значајан утицај на укупан процес генерисања слободних електрона. У оквиру нашег истраживања, спроведена је детаљна анализа да би се добила теоријска потврда експериментално добијених закључака. То је урађено анализом једначина (5.1) и (5.2), кроз испитивање појединачних доприноса свих наведених процеса. Циљ је био не само да се провери поменута претпоставка, већ и да се обезбеди свеобухватан и детаљан увид у сложене интеракције које се одвијају током интеракције ласера и материје. Кроз анализу ове комплексне динамике, наше истраживање пружа целовит поглед на интеракцију ласера и материје, са посебним фокусом на временску еволуцију густине слободних електрона.

5.1.1. Утицај фотојонизације на динамику густине слободних електрона

Фотојонизација, која подразумева процес јонизације атома или молекула услед деловања фотона – кванта ласерске светлости, може се манифестовати путем два феномена: мултифотонске и тунелске јонизације. Доминација једног од ових процеса у великој мери зависи од интензитета и фреквенције упадне светлости, што је квантификовано путем Келдишовог параметра, означеног са γ . Наиме, већ је споменуто да мултифотонска јонизација представља процес у којем атом апсорбује више фотона, при чему сваки фотон доприноси одређеној количини енергије. Када се сабере енергија свих апсорбованих фотона, резултујућа укупна енергија може бити довољна да избаци електрон из атома. Овај процес је чешћи приликом коришћења ласерских извора са дужим трајањем импулса, односно „кратким” ласерима на нивоу наносекунди, када је испуњен услов $\gamma \gg 1$. Такви импулси су довољно дуги да омогуће апсорпцију више фотона пре него што се електрон ослободи. Насупрот томе, тунелна јонизација, као квантно-механички феномен, омогућава електрону да тунелује кроз енергијску баријеру и напусти атом. Код „ултракратких” ласерских извора, са трајањем импулса у домену пикосекунди и фемтосекунди, интензитет зрачења је често толико висок да електрон може тунеловати кроз баријеру пре него што дође до апсорпције додатних фотона. Овај процес постаје доминантан, ако је испуњен услов $\gamma \ll 1$. Стога, приликом истраживања феномена фотојонизације, кључна је детаљна анализа ових механизма. Иако су оба процеса резултат интеракције светлости са атомима или молекулима, они се разликују

по механизмима који омогућавају прелазак електрона из везаног у слободно стање. У контексту генерисања слободних електрона, одабир између мултифотонске и тунелне јонизације, као доминантног механизма, углавном зависи од дужине импулса ласера.

Келдишов приступ фотојонизацији је изузетно значајан и често се користи, како у теоријској, тако и у експерименталној анализи, зато што пружа целовит оквир за описивање овог процеса, узимајући у обзир параметре попут интензитета и фреквенције ласерског зрачења, као и енергију неопходну за јонизацију атома или молекула (Поглавље 4). Осим тога, важно је напоменути да је Келдишова вероватноћа фотојонизације у литератури препозната као веома корисна, због своје математичке прецизности и конзистентности и дата је једначином у својој развијеној форми (у атомском систему јединица, $e = m = \hbar = 1$ [204]) [160]:

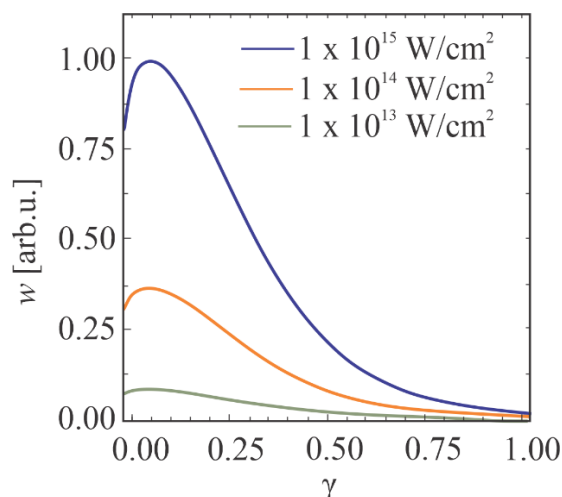
$$w_P^{Keldysh} = \frac{2\omega}{9\pi} Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\omega}\right) \left(\frac{\omega\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma}\right)^{\frac{3}{2}} \times \exp\left\{-\pi \left\langle \frac{I_p}{\omega} + 1 \right\rangle \times \left[K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) - E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right] / E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right)\right\}. \quad (5.3)$$

Функцију $Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\omega}\right)$ је могуће одредити коришћењем елиптичког интеграла првог и другог реда, $K(x)$ и $E(x)$, као и дефиниције Досоновог интеграла, $\Phi(x)$ (видети Поглавље 4):

$$Q\left(\gamma, \frac{I_p}{\omega}\right) = \left[\pi / 2K\left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right]^{1/2} \times \sum_{n=0}^{\infty} \Phi\left\{ \left[\pi^2 \left(2 \left\langle \frac{I_p}{\omega} + 1 \right\rangle - \frac{2I_p}{\omega} + n \right) / 2K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \times E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right]^{1/2} \right\} \exp\left[-\pi \left[K\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) - E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right] n / E\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right) \right]. \quad (5.4)$$

Анализа једначине (5.3) захтева употребу нумеричке симулације и биће предмет детаљног истраживања у потпоглављу 5.3. Ради ефикасности и потпуности теоријске анализе, у нашем приступу смо такође размотрили и поједностављене изразе за тунелну и мултифотонску јонизацију, који су значајно смањили време потребно за рачунарску анализу, омогућавајући брже и ефикасније процесирање добијених података. Описани приступ је омогућио баланс између прецизности и ефикасности, што је од кључног значаја у савременим истраживањима у овој области.

На Слици 5.1, приказана је стопа фотојонизације, добијена на основу једначине (5.3) у функцији од Келдишовог γ параметра, који варира у осегу $0 - 1$ за три различита интензитета ласерског зрачења: $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ и $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.



Слика 5.1. Зависност стопе фотојонизације од Келдишовог параметра, γ , при чему се γ мења у интервалу 0-1.

На основу резултата приказаних на Слици 5.1, може се уочити да промена интензитета ласерског зрачења драстично утиче на стопу фотојонизације. Наиме, повећање интензитета до $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ изазива значајно повећање стопе фотојонизације. Овај феномен се може физички интерпретирати кроз контекст енергијских стања атома, који су изложени снажном ласерском пољу. Интензивније поље побуђује више енергијске нивое атома, чиме се повећава вероватноћа да ће електрон прећи на виши енергијски ниво, или чак напустити атом, што резултира јонизацијом. Овај процес се може концептуализовати као „пробој” електрона кроз потенцијалну баријеру коју формира електрично поље атома. За ниске вредности Келдишовог параметра, овај процес је ефикаснији, што доводи до више вероватноће фотојонизације.

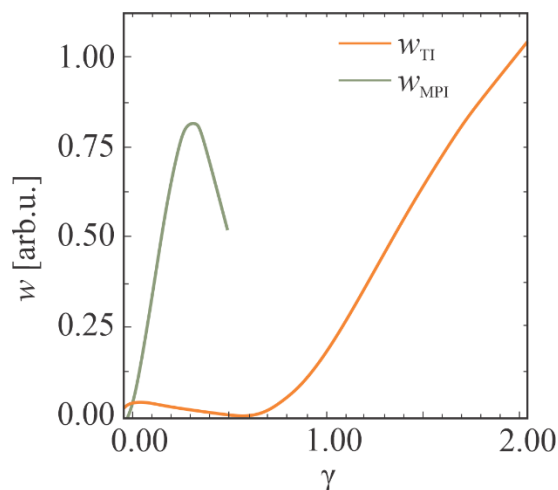
Анализа доступне литературе на ову тему указала је на одсуство дубљег разумевања улоге фотојонизације у целокупном процесу. Стога је наша теоријска анализа примарно усмерена на испитивање израза за вероватноћу фотојонизације, са посебним нагласком на индивидуални утицај мултифотонске и тунелске јонизације, при различитим вредностима Келдишовог параметра, γ . Ово је допринело продубљивању схватања процеса фотојонизације, чија је дискусија у стручној литератури углавном фокусирана само на мултифотонску јонизацију [205]. Иако мултифотонска јонизација ужива већу пажњу, допринос тунелне јонизације често бива занемарен, без обзира на дужину трајања пулса и одговарајући интензитет ласерског поља. У циљу увођења свеобухватнијег приступа, изведен је аналитички израз за стопу фотојонизације као сума појединачних стопа јонизације у мултифотонском и тунелном режиму:

$$w_P^{MPI+TI} = w_{MPI} + w_{TI}, \tag{5.5}$$

односно:

$$w_P^{MPI+TI} = \frac{4\omega^{5/2}}{9\pi} \left(\frac{I}{16I_p\omega^2} \right)^{\langle \frac{I_p}{\omega} + 1 \rangle} \times \\ \times \Phi \left\{ \left(2 \left(\langle \frac{I_p}{\omega} + 1 \rangle - \frac{2I_p}{\omega} \right) \right)^{1/2} \right\} \exp \left[2 \langle \frac{I_p}{\omega} + 1 \rangle \left(1 - \frac{I}{4I_p\omega^2} \right) \right] + \\ + \frac{(2I_p)^{3/2}}{9\pi^2} \left(\frac{\sqrt{I}}{I_p^{3/2}} \right)^{5/2} \exp \left[- \frac{\pi \sqrt{I_p^3}}{2\sqrt{I}} \left(1 - \frac{\omega^2 I_p}{8I} \right) \right]. \tag{5.6}$$

Потпора оваквог приступа се може наћи уколико се посматра зависност појединачних стопа за мултифотонску, w_{MPI} , и тунелну, w_{TI} , јонизацију (једначина (5.5)) од Келдишовог параметра. Тако су на Слици 5.2, приказане стопе w_{MPI} и w_{TI} , при фиксној таласној дужини од 800 nm, уз употребу ултракратких импулса (~ 100 fs), у функцији од γ параметра. Уз ове почетне параметре, могуће је постићи критичну густину слободних електрона од приближно $\rho_c \approx 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.



Слика 5.2. Зависност стопа јонизације у случају мултифотонске, w_{MPI} , и тунелне, w_{TI} , јонизације од Келдишовог параметра, γ , при чему се γ мења у интервалу 0-2.

Са Сlike 5.2 може се закључити да је процес јонизације доминантно тунелне природе за вредности γ параметра мање од јединице: $\gamma < 1$. Ово стање карактерише максимална вредност стопе тунелне јонизације, што је у складу са теоријским моделима који предвиђају ову врсту понашања. Супротно томе, у домену где важи да је: $\gamma > 1$, стопа јонизације показује значајно веће вредности за мултифотонску јонизацију, јасно указујући на транзицију према доминантном мултифотонском процесу. Интересантно је да мултифотонска јонизација показује одређени ниво активности чак и у домену где превладава тунелна јонизација. Иако су ове вредности знатно ниже у поређењу са максималним вредностима у домену где γ прелази јединицу, овај феномен указује на могућу симултану активност оба процеса под одређеним условима. Физички смисао ових резултата лежи у чињеници да промене у Келдишовом параметру утичу на природу доминантног процеса јонизације. Показује се да тунелна и мултифотонска јонизација нису међусобно изоловане и да постоје специфични услови под којима се оба процеса могу догодити симултано. Ова анализа пружа дубље разумевање комплексних динамичких интеракција између тунелне и мултифотонске јонизације, као и њихове осетљивости на промену γ параметра. Описани резултати би могли допринети бољем разумевању ових феномена и прецизнијем и бржем нумеричком моделовању ових процеса.

Једначина (5.6) указује на постојање јасне корелације између стопе фотојонизације, w_P^{MPI+TI} , и јонизационог потенцијала, I_p , који се дефинише као минимална енергија неопходна за уклањање електрона из атома или молекула. Сходно томе, анализа утицаја јонизационог потенцијала на стопу фотојонизације је суштинска за тумачење феномена генерисања слободних електрона и прорачунавање њихове густине. Под изолованим условима, без деловања спољашњег поља, вредност јонизационог потенцијала је константна и специфична за сваку одређену врсту атома или молекула. Међутим, када се у обзир узме интеракција са ласерским пољем, физичка интерпретација овог процеса постаје комплекснија. Интеракција ласерског поља са

атомима или молекулама изазива пертурбацију њиховог унутрашњег стања, што може резултирати променама у вредностима јонизационих потенцијала. При разматрању оваквих ситуација, неопходно је прилагодити теоријски модел да би се адекватно рефлектовале промене које се јављају као резултат ових интеракција.

Први фактор који је неопходно узети у обзир је ефекат осцилације електрона под утицајем електричног поља ласера. Ово понашање може довести до повећања кинетичке енергије електрона, смањујући ефективну енергију неопходну за његово ослобађање. Наиме, осцилаторна енергија је последица промене смера електричног поља ласера током сваке осцилације оптичког циклуса и позната је у литератури као пондеромоторни потенцијал:

$$U_p = \frac{I}{4\omega^2} (1 + \varepsilon^2), \quad (5.7)$$

где је ω угаона фреквенција ласерског поља, I је интензитет ласерског зрачења, док је са ε означен параметар елиптичности. Параметар ε се односи на облик поларизационе елипсе ласерског поља, где $\varepsilon = 0$ означава линеарну поларизацију, а $\varepsilon = 1$ означава циркуларну поларизацију (Поглавље 2). Укључивање овог параметра у једначину (5.7) дозвољава прецизније моделовање реалних ситуација, где облик поларизационе елипсе може имати значајан утицај на динамику електрона. Укључивање описане пертурбације, $I_p \rightarrow I_p + U_p \rightarrow I_p^{U_p}$, ефективно смањује енергију потребну за одвајање електрона од његовог матичног атома или молекула, омогућавајући процесима попут оптичког слома да се догоде са мање уложене енергије него што је иначе потребно.

Следећи корак је укључивање линеарног Штарковог помераја, I_{SP} , у јонизациони потенцијал, I_p . Овај феномен описује како спољашње електрично поље може утицати на енергијске нивое електрона. То се догађа зато што електрично поље може утицати на расподелу електронске густине унутар атома или молекула, што резултира променама у енергијским стањима. Линеарни Штарков померај ефективно мења енергијску баријеру потребну за јонизацију, што може имати значајан утицај на ефикасност процеса фотојонизације. Рачуна се коришћењем израза:

$$I_{SP} = I \frac{\alpha}{2}, \quad (5.8)$$

где је α поларизабилност атома или молекула. Вредности овог параметра се могу пронаћи у литератури [206]. Комбинација ефекта пондеромоторног потенцијала и линеарног Штарковог помераја додатно пертурбују јонизациони потенцијал, $I_p \rightarrow I_p + U_p + I_{SP} \rightarrow \tilde{I}_p$. Укључивање овог, потпуно коригованог, ефективног јонизационог потенцијала, \tilde{I}_p , у формуле за стопе фотојонизације (једначине (5.3) и (5.5)) омогућава напредније моделовање реалних сценарија. Имајући све овде поменуто у виду, једначину (5.3) је могуће записати у следећој форми:

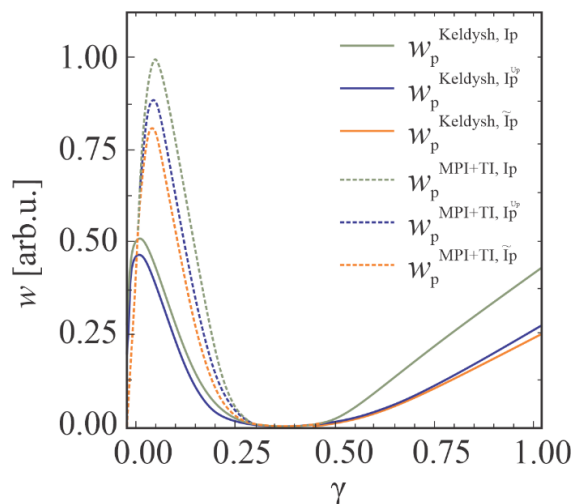
$$w_P^{Keldysh, \tilde{I}_p} = \frac{2\omega}{9\pi} Q \left(\gamma, \frac{\tilde{I}_p}{\omega} \right) \left(\frac{\omega\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma} \right)^{\frac{3}{2}} \times \exp \left\{ -\pi \left\langle \frac{\tilde{I}_p}{\omega} + 1 \right\rangle \times \left[K \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) - E \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \right] / E \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \right\}. \quad (5.9)$$

Поред тога, једначина (5.5) се такође записује у пертурбативној форми:

$$w_P^{MPI+TI, \tilde{I}_p} = \frac{4\omega^{5/2}}{9\pi} \left(\frac{I}{16\tilde{I}_p\omega^2} \right)^{\langle \frac{\tilde{I}_p}{\omega} + 1 \rangle} \times \quad (5.10)$$

$$\times \Phi \left\{ \left(2 \left(\langle \tilde{I}_p \rangle + 1 \right) - \frac{2\tilde{I}_p}{\omega} \right)^{1/2} \right\} \exp \left[2 \langle \tilde{I}_p \rangle + 1 \right] \left(1 - \frac{I}{4\tilde{I}_p \omega^2} \right) + \frac{(2\tilde{I}_p)^{3/2}}{9\pi^2} \left(\frac{\sqrt{I}}{\tilde{I}_p^{3/2}} \right)^{5/2} \times \\ \times \exp \left[-\frac{\pi \sqrt{\tilde{I}_p^3}}{2\sqrt{I}} \left(1 - \frac{\tilde{I}_p \omega^2}{8I} \right) \right].$$

На Слици 5.3 је приказано како укључивање пертурбованих јонизационих потенцијала, I_p^{Up} и \tilde{I}_p , утиче на стопу јонизације.



Слика 5.3. Компаративни преглед стопа фотојонизације за $0 < \gamma < 2$, при интензитету ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, без додатних ефеката, са укљученим пондеромоторним потенцијалом и са укљученим пондеромоторним потенцијалом и Штарковим ефектом.

Као што се може уочити на основу резултата приказаних на Слици 5.3, укључивање пондеромоторног потенцијала и Штарковог помака у релевантне једначине доводи до значајног смањења стопа фотојонизације, у поређењу са ситуацијом када се ти ефекти занемарују. Разлог за овакво понашање лежи у чињеници да са повећањем нивоа енергије јонизације, која је неопходна да би се електрон одвојио од атомског или молекуларног система, постаје потребан већи број фотона. Када се посматра стопа фотојонизације w_p^{Keldysh} , која представља предикцију стопе јонизације према Келдишовој теорији, приметно је да су резултати мање осетљиви на промене у јонизационом потенцијалу у поређењу са случајем када се користи збирна стопа фотојонизације, $w_p^{\text{MPI+TI}}$. Ово указује на то да примена Келдишове једначине може пружити стабилније предвиђање стопе фотојонизације преко ширег спектра параметара, што може бити од великог значаја за различите аспекте примене ове формуле.

5.1.2. Утицај каскадне јонизације на динамику густине слободних електрона

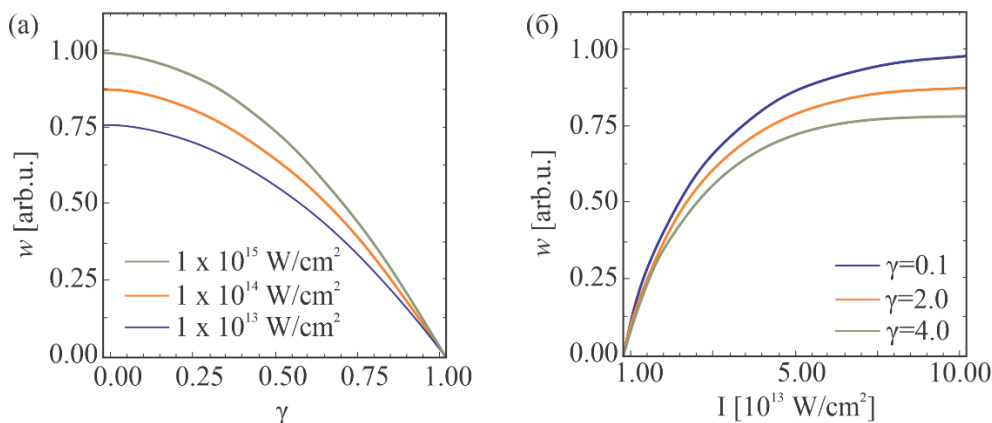
Генерисање слободних електрона кроз процес фотојонизације, као што је познато, одвија се када су атоми или молекули изложени интензивном електромагнетном пољу, као што је поље ултра-кратког пулсног ласера. Као што је наведено, након што су слободни електрони одвојени од својих матичних атома или молекула, они могу додатно апсорбовати енергију из електромагнетног поља кроз процес познат као инверзни Брамштралунг. Овај феномен може довести до значајног повећања кинетичке енергије слободних електрона, што даље доводи до процеса познатог као сударна јонизација, где генерисани високоенергијски слободни електрони колабирају и јонизују друге атоме или

молекуле, стварајући додатне слободне електроне у процесу. Наведени циклус се може понављати, стварајући тако ланчану реакцију познату као лавинска или каскадна појава, што може довести до брзог пораста укупног броја слободних електрона у систему. Стопа јонизације која описује феномен каскадне јонизације (види Поглавље 4) је дефинисана у атомском систему јединица као:

$$w_C = \frac{\tau}{(\omega^2\tau^2+1)I_p} \left[\frac{I}{cn\epsilon_0} - \frac{2\omega^2\epsilon_{av}}{M_m} \right], \quad (5.11)$$

и пружа математички оквир за даљу анализу утицаја каскадних ефеката на генерисање густине слободних електрона у систему. Овај израз указује на присуство снажне корелисаности између стопе каскадне јонизације, w_C , и јонизационог потенцијала, I_p . У овом делу нашег истраживања, није укључен утицај ефективног јонизационог потенцијала, $\tilde{I}_p \rightarrow I_p + U_p + I_{SP}$, који обухвата пондеромоторни потенцијал, U_p , и Штарков померај, I_{SP} , у једначину (5.11). Ова одлука је мотивисана чињеницом да, под одређеним условима, каскадна јонизација преузима водећу улогу услед серије интеракција између ласерског зрачења и атома или молекула, где су кинетички процеси између већ јонизованих електрона и неутралних или слабо јонизованих честица доминантни. Као последица тога, динамика ових сударних процеса може да смањи, или чак у потпуности неутралише утицај пондеромоторног потенцијала и Штарковог помераја на процес каскадне јонизације.

На Слици 5.4 (а), приказане су стопе каскадне јонизације, израчунате на основу једначине (5.11), у случају када параметар γ варира у опсегу од 0 до 1 на различитим интензитетима ласерског зрачења: 1×10^{13} W/cm², 1×10^{14} W/cm² и 1×10^{15} W/cm². Додатно, на Слици 5.4 (б), приказана је и стопа каскадне јонизације као функција интензитета ласерског зрачења, које варира у опсегу од 1×10^{13} – 1×10^{14} W/cm², за три одабране вредности Келдишовог параметра, тачније 0,1; 2 и 4.

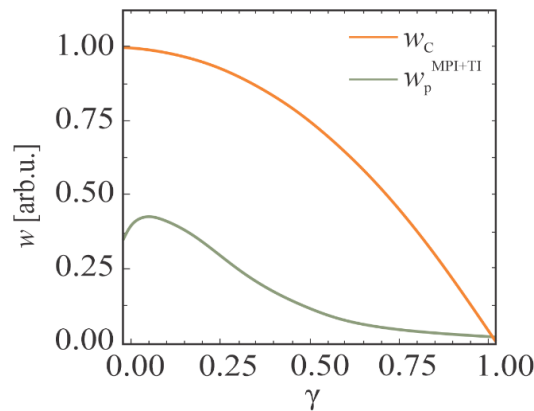


Слика 5.4. Компаративни преглед стопе каскадне јонизације, w_C , за различите вредности: (а) интензитета ласерског зрачења, I , и (б) Келдишовог параметра, γ .

Резултати приказани на Слици 5.4 (а) приказују како промена интензитета ласерског зрачења утиче на стопу каскадне јонизације. Наиме, када се ласерско поље појачава, број слободних електрона генерисаних кроз каскадни ефекат расте. Овај резултат је очекиван, с обзиром на то да већи интензитет ласерског зрачења пружа више енергије слободним електронима, чиме се повећава њихова способност да изазову додатну јонизацију кроз процес ударног преноса енергије. Физички, овај резултат потврђује претпоставку да јачина ласерског поља има директан утицај на ефикасност каскадне јонизације [216]. Са друге стране, анализом резултата приказаних на Слици 5.4 (б), могуће је закључити да се највиша стопа каскадне јонизације постиже при вредности $\gamma = 0,1$, што одговара

тунелном режиму. Физички, ово сугерише да тунелни режим, где електрони „тунелују” кроз потенцијалну баријеру под утицајем јаког електромагнетног поља, игра кључну улогу у ефикасности каскадне јонизације. Међутим, како γ расте према мултифотонском режиму, стопа каскадне јонизације се смањује. Овај тренд је у складу са истраживањима приказаним у [129, 207], која указују на то да је ефикасност каскадне јонизације мања за веће вредности γ , где се електрони могу апсорбовати, само ако су апсорбовали више фотона одједном.

У научној заједници постоји значајна подела у погледу разумевања механизма који покрећу продукцију слободних електрона у фемтосекундном режиму. Конкретно, одређена група истраживача се залаже за став да су кључни покретачи овог процеса феномени мултифотонске или тунелне јонизације, док лавински или каскадни ефекти, иако мерљиви и несумњиво присутни, играју секундарну улогу [204-207]. Насупрот томе, друга струја научника износи аргумент да је лавинска јонизација феномен који доминира над процесима фотојонизације. У светлу ових опречних ставова, анализирали смо релативни допринос фотојонизације са једне и каскадних ефеката са друге стране, у контексту генерисања слободних електрона. Да бисмо то постигли, упоредили смо добијене стопе, w_p^{MPI+TI} и w_c , а резултат је приказан на Слици 5.5.



Слика 5.5. Компаративни преглед стопа фотојонизације, w_p^{MPI+TI} и w_c , за $0 < \gamma < 1$, при фиксираним интензитету ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Слика 5.5 експлицитно приказује доминацију стопе каскадне јонизације у односу на стопу фотојонизације кроз целокупни распон вредности Келдишовог γ параметра. Притом је важно напоменути да, упркос повећању стопе фотојонизације са смањењем параметра γ , каскадна јонизација и даље доминира [208, 209]. Ови резултати дају дубље разумевање природе и улоге каскадне јонизације, где слободни електрони акумулирају енергију од интензивног ласерског поља, резултујући убрзавањем до енергијских нивоа који су довољни за јонизацију додатних атома или молекула путем судара. Такав феномен ефективно иницира каскаду - или „лавинско” стварање - додатних слободних електрона. Оваква анализа, стога, поставља каскадну јонизацију у центар разумевања интеракција између интензивних ласерских поља и материје, истичући њену кључну улогу у генерисању слободних електрона.

5.1.3. Утицај дифузије на динамику продукције слободних електрона

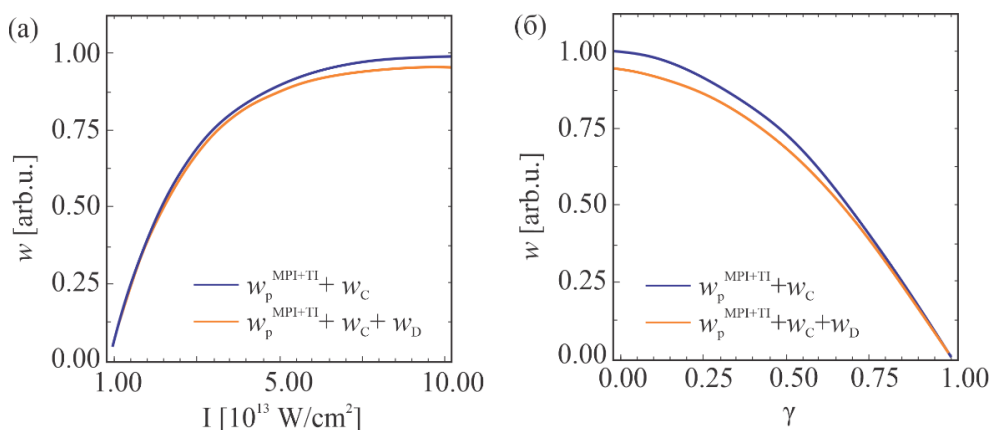
Дифузија, као фундаментални процес у атомској, молекулској и оптичкој физици, означава прелаз честица из области више концентрације у област ниже концентрације, услед њиховог константног и насумичног кретања. У оквиру изучавања феномена ласером индукованог слома, дифузија се односи на миграцију електрона генерисаних

фотојонизацијом или каскадном јонизацијом. Када ласерски пулс интерагује са испитиваним материјалом - било да је то чврсто тело, течност или гас - може доћи до јонизације атома или молекула, што резултира стварањем слободних електрона. Одређени део ових електрона може се дифузно кретати изван фокалног волумена ласера. Након што се расеју изван овог подручја, такви електрони више не могу учествовати у даљем лавинском процесу, што резултира смањењем густине електрона. Једначина која описује стопу дифузије (види Поглавље 4) је дефинисана у атомском систему јединица као:

$$w_D = \frac{\tau I_p}{3} \left[\left(\frac{2.4}{r_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{z_R} \right)^2 \right]. \quad (5.12)$$

Неопходно је нагласити да стопа дифузије, w_D , попут стопа мултифотонске, w_{MPI} , и каскадне, w_{CI} , јонизације, такође исказује зависност од јонизационог потенцијала, I_p . Ипак, у овом случају је ефективни јонизациони потенцијал, \tilde{I}_p , који обухвата пондеромоторни потенцијал и Штарков померај, изостављен. Ова одлука произлази из чињенице да стопа дифузије примарно осликава мобилност електрона унутар медијума, где су кључни динамички елементи интеракције слободних електрона са преосталим неутралним атомима или молекулама. Пондеромоторни потенцијал и Штарков померај, са друге стране, претежно утичу на процес избацивања електрона из атома или молекула, што је посебан феномен. Стога, у оквиру наше анализе, није било неопходно укључивати ове факторе у израчунавање стопе дифузије.

Спроведећи анализу утицаја дифузије на кумулативну стопу јонизације, постиже се дубље схватање динамике ових процеса, јер ће брзина којом електрони дифузно мигрирају из фокалне области имати значајан утицај на ефикасност процеса јонизације. Осим тога, брзина дифузије може такође утицати на укупан број електрона доступних за учешће у каскадним јонизационим процесима. Ова перспектива пружа могућност за боље разумевање и оптимизацију процеса који су од кључног значаја за интеракције ласера са материјалима на квантном нивоу. На Слици 5.6 приказане су стопе јонизације настале при укључивању фотојонизације и каскадне јонизације, $w_p^{MPI+TI} + w_c$, као и случај у ком је на стопу јонизације настале услед фотојонизације и каскадне јонизације додат допринос стопе дифузије, $w_p^{MPI+TI} + w_c + w_D$. Ове стопе су приказане као функције интензитета ласерског зрачења (Слика 5.6 (а)), и као функције γ параметра (Слика 5.6 (б)).



Слика 5.6. Компаративна анализа доприноса стопе дифузије у процесима фотојонизације и каскадне јонизације за: а) константни γ параметар $\gamma = 0,01$, са променљивим интензитетом зрачења од $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ до $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, и б) фиксни интензитет ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, док се вредности γ параметра мењају у распону $0 < \gamma < 1$.

Са Сlike 5.6 (а) могуће је уочити да на доњим границама интензитета ласерског зрачења, дифузија постаје готово занемарљива, док се овај ефекат нарочито уочава у области потенцијалне реализације мултифотонске јонизације ($\gamma > 1$) (видети Сlike 5.6 (б)). Ова опсервација се поклапа са тврдњама доступним у литератури [210], што може бити последица чињенице да честице добијају мање енергије од ласерског поља, резултујући смањеном вероватноћом дифузије. Међутим, како интензитет ласерског зрачења расте, ефекат дифузије постаје све уочљивији, имплицирајући на повећање дифузионих губитака. Према резултатима приказаним на Сlici 5.6 (б), утицај дифузије је израженији у домену тунелне јонизације за вредности параметра $\gamma < 0,5$. Ово је у складу са очекивањима, с обзиром на чињеницу да у овом опсегу дифузија игра значајну улогу у транспорту електрона, потенцијално утичући на ефикасност процеса јонизације. Супротно, у режиму мултифотонске јонизације, утицај дифузије се смањује, будући да ова врста јонизације обично захтева већи број интеракција између ласерског снопа и честица. Ово може резултирати ефикаснијим задржавањем електрона у близини места јонизације, чиме се усмерава кумулативни ефекат на повећање стопе јонизације, уместо на дифузиону миграцију електрона.

У овом потпоглављу је показано да еволуција слободних електрона у биолошким метама пролази кроз одређене промене у зависности од избора Келдишовог γ параметра, као и интензитета примењеног ласерског зрачења. Показано је да повећање интензитета ласерског зрачења доводи до значајног пораста стопе фотојонизације. Притом, установљено је да се за γ вредности мање од један јавља доминација тунелне јонизације, што се уклапа у сазнања из постојеће литературе. Са друге стране, за γ вредности веће од један, приметан је утицај мултифотонске јонизације. Овом анализом је обухваћен и утицај пондеромоторног потенцијала и Штарковог помераја, чији је значај у процесима фотојонизације експериментално доказан [211, 212]. Упоредо, закључено је да каскадна јонизација остаје доминантан феномен, без обзира на повећану стопу фотојонизације при смањењу Келдишовог параметра. Осим тога, уочен је и растући значај дифузије са повећањем интензитета ласерског зрачења, што истиче потребу за дубљим анализирањем овог феномена, посебно при високим интензитетима ласера. Резултати приказани у овом потпоглављу пружају значајне увиде у фундаменталне механизме који регулишу интеракцију ласерског зрачења са биолошким метама, и могу имати пресудан утицај на даље унапређење постојећих теоријских модела.

5.2. Резултати нумеричког решавања једначине за слободну електронску густину кроз укључивање и искључивање одговарајућих критичних процеса

У овом потпоглављу ћемо се усредсредити на примену и анализу нумеричког решења једначине за слободну густину електрона. Ова анализа је од посебног значаја у контексту разумевања интеракције ласера са кожом, што је сложен и изазован задатак. Сложеност ове теме потиче од чињенице да је кожа хетерогена структура која обухвата различите саставне делове, укључујући крвне судове, нервне завршетке, знојне жлезде и фоликуле длаке [213]. Према литератури [214], кључни конституенти коже су вода (H_2O) и протеини. Доминантни структурни протеин је колаген, који може чинити више од 70% суве тежине људске коже. Значајно је напоменути да молекули воде унутар коже нису хомогено дистрибуирани, већ се могу категоризовати у две основне групе: слободне молекуле воде и оне које су интегрални део протеинских једињења, као што је колаген. Конкретно, процењује се да један молекул колагена може садржати више од чак 500

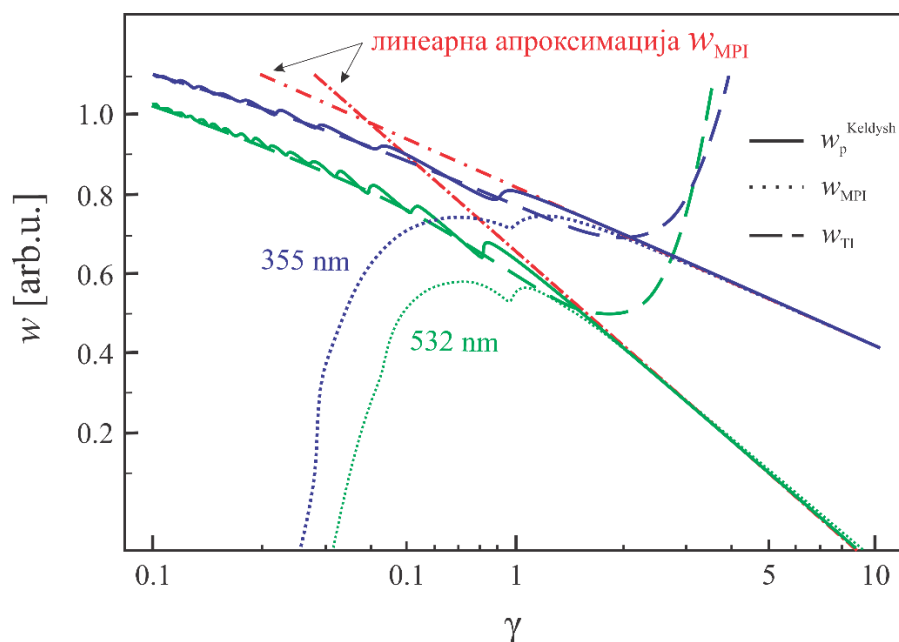
молекула воде [213]. Због овакве природе, у првој апроксимацији се кожа може третирати као ткиво, чија су својства слична својствима воде.

Истраживање ласерски индукованог слома на ткивима која структурно садрже висок проценат воде, привлачи интензивну пажњу научне заједнице. Ова област је од великог значаја, не само због своје апликативности у проучавању принципа интеракције ласера са материјалом, већ и због своје вредности као полазног модела за анализу процеса аблације у различитим контекстима. Имајући све ово у виду, први део нашег истраживања је био усмерен ка моделовању израза за праћење временске еволуције густине слободних електрона, ρ_e , када кратки ласерски пулс (\sim ns) делује на ткиво слично кожи (Поглавље 4):

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_p^{Keldysh} + w_{CH} \cdot \rho_e + w_C \cdot \rho_e - w_D \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2. \quad (5.13)$$

За постизање детаљне нумеричке анализе овог комплексног процеса, битно је узети у обзир све чиниоце изнесене у овој једначини. Они симболизују различите механизме који утичу на промене у густини слободних електрона током времена. Ово обухвата генерисање електрона кроз процесе, као што су фотојонизација, $w_p^{Keldysh}$, јонизација хромофора, w_{CH} , и каскадна јонизација, w_C , али такође и феномене који узрокују смањење броја слободних електрона, попут дифузије, w_D , и рекомбинације, w_R . Стопа каскадне јонизације је одређена коришћењем једначине (5.11), стопа дифузије је одређена коришћењем једначине (5.12), док је стопа рекомбинације електрона константна и износи $\sim 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [215]. Ови параметри су интегрални део нашег нумеричког модела и сваки од њих игра кључну улогу у обликовању коначног одговора посматраног физичког система на ласерско зрачење.

Анализа првог члана у једначини (5.13), који описује допринос вероватноће фотојонизације, представља значајан изазов у нумеричком моделовању, због високог степена сложености. Да би се успешно суочили са овим изазовом, било је неопходно да детаљно анализирамо понашање стопа фотојонизације у зависности од избора Келдишовог параметра. Процес је укључивао анализирање различитих сценарија и варијабли, што нам је омогућило да испитамо како се физички систем понаша под различитим условима и режимима ласера. Ипак, упркос увођењу нумеричких симулација, комплексност овог проблема остала је висока. То је довело до потребе да се Келдишова стопа фотојонизације апроксимира једноставнијим обликом. Овај процес је резултирао моделом који користи Келдишову формулу за стопу фотојонизације (видети једначину (5.3)), која је даље линеаризована, као на Слици 5.7, и прилагођена за ефикаснију нумеричку обраду. Резултати ове анализе приказани су на Слици 5.7, која илуструје како се стопе фотојонизације мењају у зависности од Келдишовог γ параметра за две различите таласне дужине: 355 nm и 532 nm.



Слика 5.7. Компаративна анализа доприноса стопа фотојонизације $w_P^{Keldysh}$, w_{MPI} и w_{TI} , је спроведена на таласним дужинама од 355 nm и 532 nm. Стопа мултифотонске јонизације, w_{MPI} , је линеаризована¹⁴ и апроксимираним помоћу испрекидане линије.

Питање о примени различитих приступа проблему стопе фотојонизације у контексту интеракције ласера са биолошким материјалом је сасвим оправдано, будући да се посебно разматрају разлике и утицаји одабира пулсева на израз за праћење временске еволуције густине слободних електрона. Да би се на ово питање одговорило, потребно је дубље разумети основне принципе који стоје иза механизма јонизације. Мултифотонска јонизација, како њен назив имплицира, укључује апсорпцију више фотона, како би се електрон избацио из атома или молекула. Овај процес доминира када се користе пулсеви у наносекундском опсегу. У овом сценарију, интензитет ласерског зрачења је релативно низак, али постоји довољно времена да се акумулира неопходна енергија кроз апсорпцију више фотона током трајања пулса. Наиме, интензитет светлосног поља у овом случају није довољно висок да директно избаци електрон, али се вишеструка апсорпција фотона током трајања пулса акумулира до потребног прага за јонизацију. Са друге стране, тунелна јонизација долази до изражаја код ултракратких пулсева у фемтосекундском опсегу. Овде су пулсеви веома кратки, а интензитет ласера довољно висок, да електрично поље ласера ефективно деформише енергијски потенцијал атома или молекула до тачке где електрон може да „тунелује” кроз потенцијалну баријеру и постане слободан. У овом контексту, временски период за акумулацију енергије кроз апсорпцију више фотона није потребан, што тунелску јонизацију чини ефикаснијим механизмом. Према томе, избор између мултифотонске и тунелске јонизације, као доминантног механизма, зависи од специфичних услова ласерског зрачења, укључујући дужину пулса и интензитет ласера. У сваком конкретном случају, ови фактори одређују који ће механизам јонизације бити најприкладнији за описивање процеса генерисања слободних електрона. Имајући све овде поменуто у виду, ми смо у једначину (5.13) имплементирали линеарну

¹⁴ Примена линеаризације на стопу мултифотонске јонизације доприноси оптимизацији аналитичког третмана овог сложеног феномена, редукујући математичку комплексност и тако смањујући изазове повезане са нумеричким израчунавањима. Овај приступ не само да подстиче ефикасност рачунских операција, већ омогућава и транспарентнији поглед на кључне факторе који утичу на процес јонизације, чиме се побољшава наше теоријско разумевање овог значајног квантног феномена.

апроксимацију стопе мултифотонске јонизације, $w_{MPI} = c_{MPI}(\sqrt{I}/\omega)^{2n+1} \times \exp[-2\gamma/3]$ (овде је c_{MPI} константа пропорционалности, n је ред мултифотонске јонизације и зависи од броја фотона који су укључени у процес јонизације). Ово нам је омогућило да се ефикасно носимо са сложеностима које произлазе из интеракције високоенергијског ласера са материјалом, док истовремено одржавамо високу прецизност математичког модела.

Феномен јонизације хромофора, који је представљен другим чланом у једначини (5.13) као w_{CH} , представља кључну компоненту у разумевању интеракције ласера са материјалима биолошког порекла. Овај процес, за који је реакција коже на електромагнетно зрачење од суштинског значаја, може произвести различите ефекте, укључујући и термалну екситацију и ослобађање електрона. Наведени ефекти се не могу посматрати изоловано, јер су они увелико зависни од структуре и хемијског састава хромофора, интензитета зрачења, слободне површинске енергије коже и њеног критичног површинског напона. Могуће је направити неколико претпоставки, у циљу описивања и математичког моделовања стопе јонизације хромофора у ткивима сличним кожи. Наиме, различити хромофори у епидерму коже могу се представити средњим апсорпционим пресеком, који варира у зависности од таласне дужине. Ово указује на сложеност и хетерогеност ткива на микроскопском нивоу, са мноштвом потенцијалних хромофора који могу апсорбовати ласерску светлост на различитим таласним дужинама. Додатно, услед деловања ласерског пулса, хромофори се загревају, што доводи до ослобађања електрона из молекула под утицајем термалне екситације. Ова појава је од суштинског значаја за генерисање слободних електрона. Коначно, према истраживању приказаном у литератури [171], да би јонизација хромофора постала значајна у генерисању слободних електрона, потребно је да се хромофори загревају адијабатски наносекундним ласерским пулсевима. У контексту нашег истраживања, „адијабатско” загревање се односи на процес у којем се хромофор загрева брзо, без довољно времена за значајан пренос топлоте на околне молекуле. Имајући у виду све релевантне процесе, могуће је извести једначину која описује стопу јонизације хромофора у облику [171]:

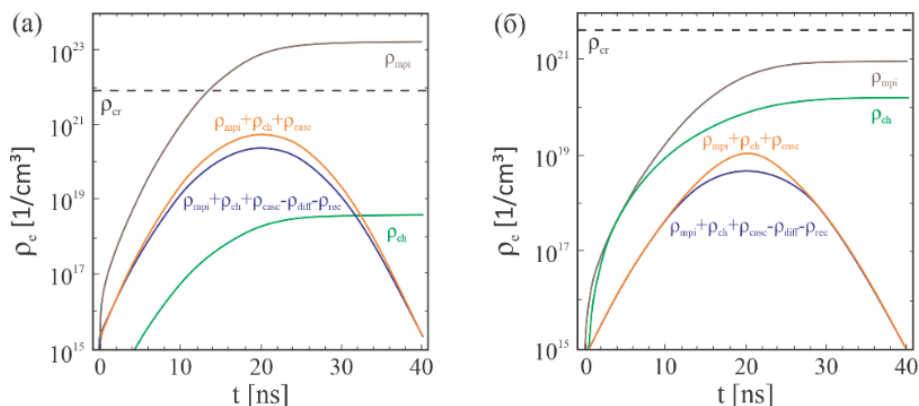
$$w_{CH} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} n_{ch} N_b \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\sqrt{2k_b \left(T_0 + \frac{\int_0^t I(t) dt \mu_a}{c_{ch} \rho_{ch} f_{ch}} \right)} / I_p \right)^3 \times \exp \left\{ - \frac{I_p}{2k_b \left(T_0 + \frac{\int_0^t I(t) dt \mu_a}{c_{ch} \rho_{ch} f_{ch}} \right)} \right\} \right], \quad (5.14)$$

где n_{ch} представља број хромофора у кожном ткиву, N_b означава просечан број везаних електрона по хромофору, а T_0 означава температуру. Коефицијент апсорпције ткива је означен са μ_a , док c_{ch} представља специфичну топлоту органа које се налазе унутар ћелија коже. Густина слободних електрона, услед јонизације хромофора, је означена са ρ_{ch} , а f_{ch} је однос запремине хромофора у односу на кожу. Вредности свих наведених параметара се могу пронаћи у литератури [171].

Нумеричка анализа једначине (5.13) спроведена је како би се детаљно разумела улога и допринос сваког од релевантних процеса који настају током еволуције густине слободних електрона у ткивима сличним кожи у наносекундном пулсном режиму. Изабране су две таласне дужине ласера, конкретно 355 nm и 532 nm, са пречником фокалне тачке од 10,6 μm и интензитетом ласерског зрачења од $0,35 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ и $0,5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Да би се постигла потребна прецизност у нумеричким симулацијама,

користили смо метод Рунге-Кута четвртог реда са адаптивним временским корацима (видети Поглавље 4). Претпоставили смо да је густина слободних електрона на почетку ласерског пулса занемарљива, односно $\rho_e(t=0) = 0$. Ова претпоставка је природна с обзиром на чињеницу да ласерски пулс тек у том тренутку почиње да делује на ткиво. Битан аспект овог истраживања односи се на процену ласером индукованог оптичког слома, феномена који настаје када густина слободних електрона премашује одређену критичну вредност, ρ_{cr} . Наиме, када густина слободних електрона премашује вредност [216]: $\rho_{cr} \cong 1,1 \times 10^{21} / \lambda^2 [\mu\text{m}]$, генерише се плазма која постаје високо рефлективна. Као последица, долазна ласерска светлост више доприноси расту волумена јонизованог гаса него даљем повећању густине електрона [217, 218]. Овај феномен може бити штетан ако се неконтролисано дешава, јер потенцијално може довести до оштећења здравог ткива или изазвати непредвиђене последице, попут стварања штетних плазма-таласа. Поред тога, интензитет ласерског зрачења потребан да би се постигао оптички слом може бити потенцијално опасан. Познавање тачних вредности ових параметара је веома важно.

На Слици 5.8 приказани су резултати утицаја различитих механизма на продукцију слободних електрона у току деловања кратког ласерског пулса, интензитета $0,5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$. Поред тога, анализирана је и граница достизања критичне густине слободних електрона. За ласер са таласном дужином од 355 nm, критична густина износи $\sim 8,7 \times 10^{21} \text{ 1/cm}^3$, како је приказано на Слици 5.8 (а). Са друге стране, за ласер чија је таласна дужина 532 nm, критична густина је израчуната на $\sim 3,8 \times 10^{21} \text{ 1/cm}^3$ (Слика 5.8 (б)).

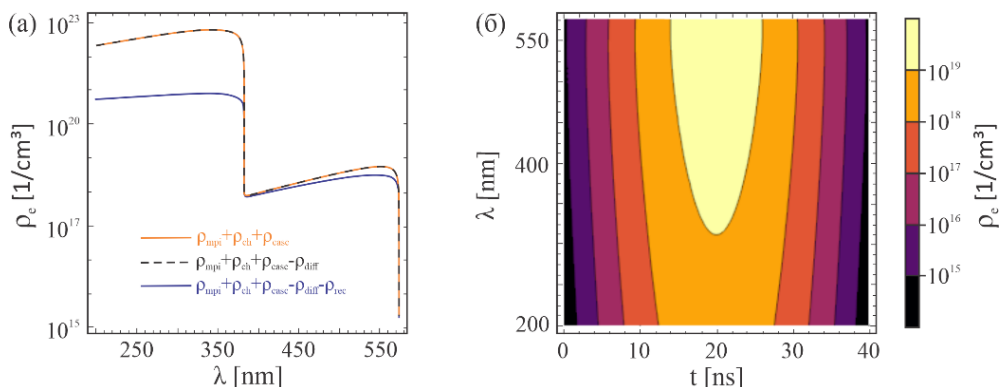


Слика 5.8. Динамика промене густине слободних електрона током времена је анализирана у контексту утицаја различитих механизма на две специфичне таласне дужине: (а) 355 nm и (б) 532 nm. Испрекидана крива симболизује критичну густину електрона, означену као ρ_{cr} .

Свака крива на Слици 5.8, илуструје како различити механизми јонизације утичу на укупну густину слободних електрона током времена при промени таласних дужина. Густина електрона индукована мултифотонском јонизацијом, ρ_{mpi} , за таласну дужину од 355 nm прелази критичну густину, што се не догађа на таласној дужини од 532 nm. Ова варијација сугерише да постоји већа вероватноћа за мултифотонску јонизацију на краћим таласним дужинама. Добијени резултат се може објаснити тиме што је вероватноћа за апсорпцију више фотона (која је неопходна за иницирање мултифотонске јонизације) већа, када је енергија фотона већа. Криве које илуструју промену густине слободних електрона, подложне мултифотонској јонизацији, ρ_{mpi} , и оне које су подложне јонизацији хромофора, ρ_{ch} , испољавају сличан образац у свом понашању. Иницијално, густина електрона демонстрира раст током првих 20 ns. По истеку овог периода, густина достиже своју максималну вредност, након чега улази у режим zasiћења. У овом стању, даље промене у густини су занемарљиве или не постоје, што имплицира да је процес јонизације достигао свој лимит. Овај феномен може бити

последица усклађивања наведених процеса са интензитетом ласерског зрачења, што сугерише ток ка успостављању динамичке равнотеже. Када се каскадна јонизација укључи у анализу, заједно са мултифотонском јонизацијом и јонизацијом хромофора, $\rho_{mpi} + \rho_{ch} + \rho_{casc}$, запажају се значајне промене на кривама које илуструју динамику слободних електрона. На почетку, до 20 ns, густина електрона расте, јер су мултифотонска јонизација и јонизација хромофора најактивније, стварајући слободне електроне који могу учествовати у каскадној јонизацији. Међутим, након 20 ns, интензитет ласерског зрачења почиње да опада, те се и стопа мултифотонске јонизације и јонизације хромофора, такође умањује, што доводи до смањења броја слободних електрона доступних за каскадну јонизацију. Због тога, укупна густина слободних електрона почиње да опада. Описана динамика илуструје важан аспект каскадне јонизације: иако овај процес може значајно повећати гуштину слободних електрона, његов утицај је ограничен доступношћу слободних електрона, која зависи од других процеса јонизације. Последња, али не мање важна анализа се односи на укључивање дифузије и рекомбинације у укупну гуштину електрона, $\rho_{mpi} + \rho_{ch} + \rho_{casc} - \rho_{diff} - \rho_{rec}$. Са Сlike 5.8 се види да дифузија смањује локалну гуштину електрона, а посебно у подручјима где је стопа јонизације висока, као што је случај при врхунцу интензитета ласерског зрачења. Поред тога, и рекомбинација ефективно смањује укупну гуштину слободних електрона, пружајући механизам за успостављање равнотеже са процесима јонизације. Када се дифузија и рекомбинација укључе у укупну гуштину слободних електрона, квантитативни утицај ових процеса постаје видљив. Иако не мењају значајно облик криве, дифузија и рекомбинација смањују укупну гуштину електрона у поређењу са сценаријима где су ови процеси занемарени. Овај утицај постаје мање изражен са повећањем таласне дужине, што може бити резултат тога што су времена дифузије и рекомбинације обично дужа на већим таласним дужинама. Један од могућих разлога за то је да енергија фотона (која је обрнуто пропорционална таласној дужини) може утицати на ефикасност ових процеса. Наиме, на крајим таласним дужинама, где је енергија фотона већа, процеси дифузије и рекомбинације могу бити интензивнији, што резултира већим смањењем укупне густине електрона. Супротно, на дужим таласним дужинама, где је енергија фотона редукована, наведени процеси могу бити мање ефикасни. Као резултат, може се опазити слабија редукација укупне густине електрона.

Пошто је утицај таласне дужине на генерисање слободних електрона више пута поменут у анализи, на Сlici 5.9, је проучен тај утицај. Прорачуни су извршени за интензитет ласерског зрачења од $0,35 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$, при чему је таласна дужина ласера варирала од 200 nm до 550 nm. Остали параметри остали су конзистентни са онима представљеним на Сlici 5.8.



Слика 5.9. Динамика промене густине слободних електрона у функцији од: (а) таласне дужине са различитим механизмима који доприносе генерисању или губитку слободних електрона, (б) времена и таласне дужине ласера.

На основу резултата приказаних на Слици 5.9, постаје недвосмислено јасно да краће таласне дужине резултирају повећаном густином слободних електрона. Овај феномен може се поново разумети кроз основни концепт мултифотонске јонизације - краће таласне дужине значајно појачавају њен утицај. Ово је потпуно очекивано, имајући у виду чињеницу да када се користи ласер са дужом таласном дужином (односно, нижом фреквенцијом), мање је вероватно да ће фотон имати довољно енергије да изазове мултифотонску јонизацију, што резултира мањом густином слободних електрона. Са друге стране, уочљиво је да утицај дифузије електрона постаје занемарљив за цео опсег разматраних таласних дужина. Добијени резултат сугерише да електрони, генерисани током процеса мултифотонске јонизације, не доживљавају значајну дисперзију изван локуса њиховог настанка. Ово имплицира да се манифестације јонизације доминантно локализују у непосредној близини региона, где је иницијална генерација електрона извршена, што је у складу са резултатима приказаним у [219]. Процес рекомбинације, током ког слободни електрони реагују са позитивно наелектрисаним јонима формирајући неутралне атоме, показује значајнију релевантност на таласним дужинама краћим од 400 nm. Ово указује на то да се, под овим условима, који гравитирају према ултраљубичастом делу спектра, слободни електрони брже рекомбинирају са јонима, чиме се неутралишу ефекти јонизације. Оваква динамика може бити повезана са повећаном енергијом фотона на краћим таласним дужинама, што даље потенцијално појачава стопу рекомбинације. На Слици 5.9 (а) се такође уочава степенасто смањење максималне вредности густине слободних електрона са повећањем таласне дужине ласера, λ . Према литератури [220], ово понашање је потпуно очекивано, јер је релативни допринос различитих процеса јонизације формирању слободних електрона снажно повезан са фреквенцијом електромагнетног зрачења, која је обрнуто пропорционална таласној дужини. Такође, на Слици 5.9 (б) је приказана динамика генерисања густина слободних електрона у две димензије, као функција времена и таласне дужине ласера. Овај приказ омогућава шири увид у значај ефеката трајања пулса и таласне дужине ласера на произведену густину слободних електрона. Одавде постаје евидентно да повећање таласне дужине ласера и дужине трајања пулса ласера узрокује значајно повећање густине слободних електрона, што још једном потврђује претходни закључак о значају таласне дужине за ефикасност процеса јонизације.

На основу резултата приказаних у овом потпоглављу, могуће је закључити да комплексне интеракције на квантном нивоу играју кључну улогу у процесима фотојонизације. Доказано је да различити механизми, укључујући мултифотонску јонизацију, доприносе укупној густини слободних електрона, док таласна дужина ласерског зрачења одређује ефикасност овог процеса. Кратке таласне дужине су ефикасније у генерисању слободних електрона кроз мултифотонску јонизацију. Са друге стране, на дужим таласним дужинама, процеси дифузије и рекомбинације брзо смањују густину слободних електрона. Ова открића пружају основу за даље истраживање у области контроле јонизације у биолошким материјалима.

5.3. Резултати аналитичког решавања једначине за слободну електронску густину

У претходним потпоглављима, фокус је стављен на задатак моделовања и праћења временског развоја густине слободних електрона. Овај поступак је укључивао инкорпорирање релевантних вероватноћа за кључне процесе у једначину за продукцију слободних електрона. Након тога, прешли смо на примену нумеричких метода за решавање ове једначине. Поменуто методе су нам омогућиле да моделујемо и

симулирамо временски развој густине слободних електрона, узимајући у обзир сложене интеракције и флукуације које се јављају на микроскопском нивоу. Међутим, упркос њиховој практичности и прецизности, нумеричке методе имају одређена ограничења, посебно када је у питању временски аспект. У многим случајевима, нумеричке методе захтевају значајну рачунарску снагу и време за процесирање, посебно када се ради о великим скуповима података, или када је потребно решити велики број међусобно повезаних једначина. Са друге стране, аналитичко решење једначине (5.13), нуди могућност за дубље тумачење релевантних физичких процеса. Наиме, кроз интеграцију добијеног решења у процес израчунавања кључних параметара - оних који се односе на пренос енергије и динамику честица - можемо унапредити наше разумевање темељних механизма који регулишу ове процесе. Једном када се основни процеси и динамика која се дешава иницијализују, добијени аналитички модел је могуће даље рафинисати, прилагођавајући га специфичним условима и захтевима. На пример, аналитичко решење једначине (5.13) може се такође искористити за додатно унапређење нашег нумеричког модела, а у циљу његове имплементације у сет диференцијалних једначина које описују температуре електрона и јона насталих током интеракције ласера са ткивом (енгл. „two-electron temperature”).

У овом потпоглављу, фокусираћемо се на детаљно аналитичко решавање једначине за слободну густину електрона, која је дефинисана у потпоглављу 5.2. Овај приступ ће укључивати примену математичких техника из теорије диференцијалних једначина, пружајући нам свеобухватнији увид у еволуцију и динамику слободних електрона.

Поступак аналитичког решавања једначине за густину слободних електрона

Полазна тачка у извођењу је једначина (5.13)¹⁵ [221]:

$$\frac{d\rho_e}{dt} = w_{MPI} + w_{CH} \cdot \rho_e + w_C \cdot \rho_e - w_D \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2.$$

Први корак у њеном решавању се односи на иницијално раздвајање променљивих, уз интеграцију леве и десне стране једначине (5.13), што се може записати као:

$$\int \frac{d\rho_e}{w_{MPI} + [w_{CH} + w_C - w_D] \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2} = \int dt + c_2. \quad (5.15)$$

У циљу решавања интеграла у једначини (5.15), уводи се смена:

$$\begin{aligned} & w_{MPI} + [w_{CH} + w_C - w_D] \cdot \rho_e - w_R \cdot \rho_e^2 = \\ & = \frac{[w_{CH} + w_C - w_D]^2 + 4w_R w_{MPI}}{4w_R} - \left[\sqrt{w_R} \cdot \rho_e - \frac{[w_{CH} + w_C - w_D]}{2\sqrt{w_R}} \right]^2. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Сменом једначине (5.16) у једначину (5.15), након примене одговарајућих математичких операција, долазимо до:

$$\int \frac{d\rho_e}{\frac{[w_{CH} + w_C - w_D]^2 + 4w_R w_{MPI}}{4w_R} - \left[\sqrt{w_R} \cdot \rho_e - \frac{[w_{CH} + w_C - w_D]}{2\sqrt{w_R}} \right]^2} = t + c_2, \quad (5.17)$$

где је c_2 константа интеграције, која се може одредити из почетних услова.

Поновним увођењем нове смене:

$$u = \sqrt{w_R} \cdot \rho_e - \frac{[w_{CH} + w_C - w_D]}{2\sqrt{w_R}}, \quad (5.18)$$

¹⁵ Узевши у обзир доминацију мултифотонске јонизације у наносекундном режиму, анализа се фокусира на испитивање стопе w_{MPI} , док се стопа тунелне јонизације, w_{TI} , занемарује и не укључује у аналитичко решавање једначине за густину слободних електрона.

узимајући у обзир да се диференцирањем једначине (5.18) добија:

$$d\rho_e = \frac{du}{\sqrt{w_R}}. \quad (5.19)$$

Једначина (5.17) се додатно трансформише као:

$$\frac{1}{\sqrt{w_R}} \int \frac{du}{\frac{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}{4w_R} \left(1 - \frac{4u^2w_R}{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}\right)} = t + c_2. \quad (5.20)$$

Сада, применом основних математичких трансформација, једначина (5.20) постаје:

$$\frac{4\sqrt{w_R}}{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}} \int \frac{du}{\left(1 - \frac{4w_Ru^2}{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}\right)} = t + c_2, \quad (5.21)$$

а даље се додатно трансформише увођењем смене:

$$s = \frac{2i\sqrt{w_R}u}{\sqrt{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}}, \quad (5.22)$$

чијим се диференцирањем добија:

$$du = -\frac{2\sqrt{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}}{2\sqrt{w_R}} ds. \quad (5.23)$$

Сменом једначина (5.22) и (5.23) у једначину (5.21) добија се:

$$-\frac{2i}{\sqrt{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}} \int \frac{ds}{(1+s^2)} = t + c_2. \quad (5.24)$$

Интеграл у једначини (5.24) је могуће решити применом табличног интеграла [222]: $\int \frac{dx}{a^2+x^2} = \frac{1}{a} \tan^{-1} \left[\frac{x}{a} \right]$. Као резултат, након враћања смена за u (једначина (5.18)) и s (једначина (5.22)), и имајући у виду почетни услов да је густина слободних електрона на почетку ласерског пулса занемарљива, односно $\rho_e(t=0) = 0$, могуће је записати аналитички израз за густину слободних електрона у финалној форми:

$$\rho_e = \frac{1}{2w_R} \left(2[w_{CH} + w_C - w_D] - \sqrt{[w_{CH} + w_C - w_D]^2 + 4w_Rw_{MPI}} \right) \times \tan \left[\frac{\sqrt{-[w_{CH}+w_C-w_D]^2-4w_Rw_{MPI}}}{2} \left(t - \frac{\coth \left[\frac{[w_{CH}+w_C-w_D]}{\sqrt{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}} \right]}{\sqrt{[w_{CH}+w_C-w_D]^2+4w_Rw_{MPI}}} \right) \right]. \quad (5.25)$$

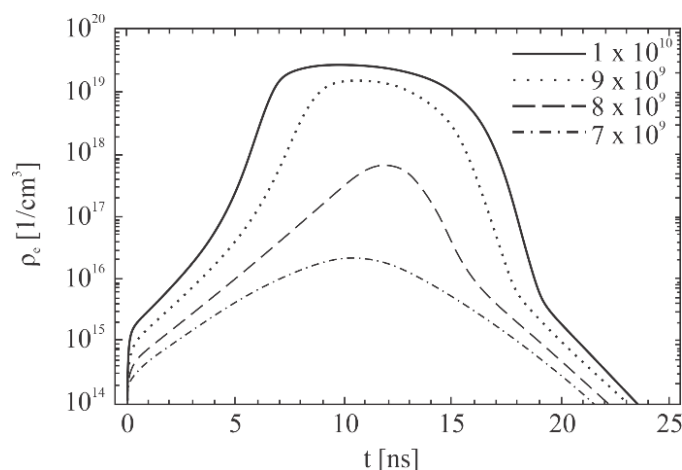
Решење је добијено у затвореној, једноставној и компактној форми, а зависи од времена, t , и релевантних параметра попут стопе мултифотонске, w_{MPI} , и каскадне јонизације, w_C , као и јонизације хромофора, w_{CH} . Поред тога, она показује јаку зависност од стопе дифузије, w_D , као и стопе рекомбинације, w_R .

Да бисмо валидирали аналитички израз (једначина (5.25)), следећи корак је био оријентисан ка развијању нумеричке симулације и поређењу добијених резултата са резултатима доступним у литератури. У оквиру овог приступа, претпоставили смо да извор светлости генерише Гаусов импулс, што је у складу са експерименталним параметрима [223]. Математички, Гаусов ласерски пулс у временском домену, $I_{Gaus}(t)$, може се описати следећом једначином:

$$I_{Gaus}(t) = I_0 \exp \left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (5.26)$$

где је I_0 је максимални интензитет зрачења (у временском тренутку t_0), t_0 је време када је интензитет зрачења највећи, σ је параметар који описује ширину пулса (ширина на половини максимума (енгл. „Full Width at Half Maximum” - FWHM)), и одређује како брзо интензитет зрачења опада од свог максимума.

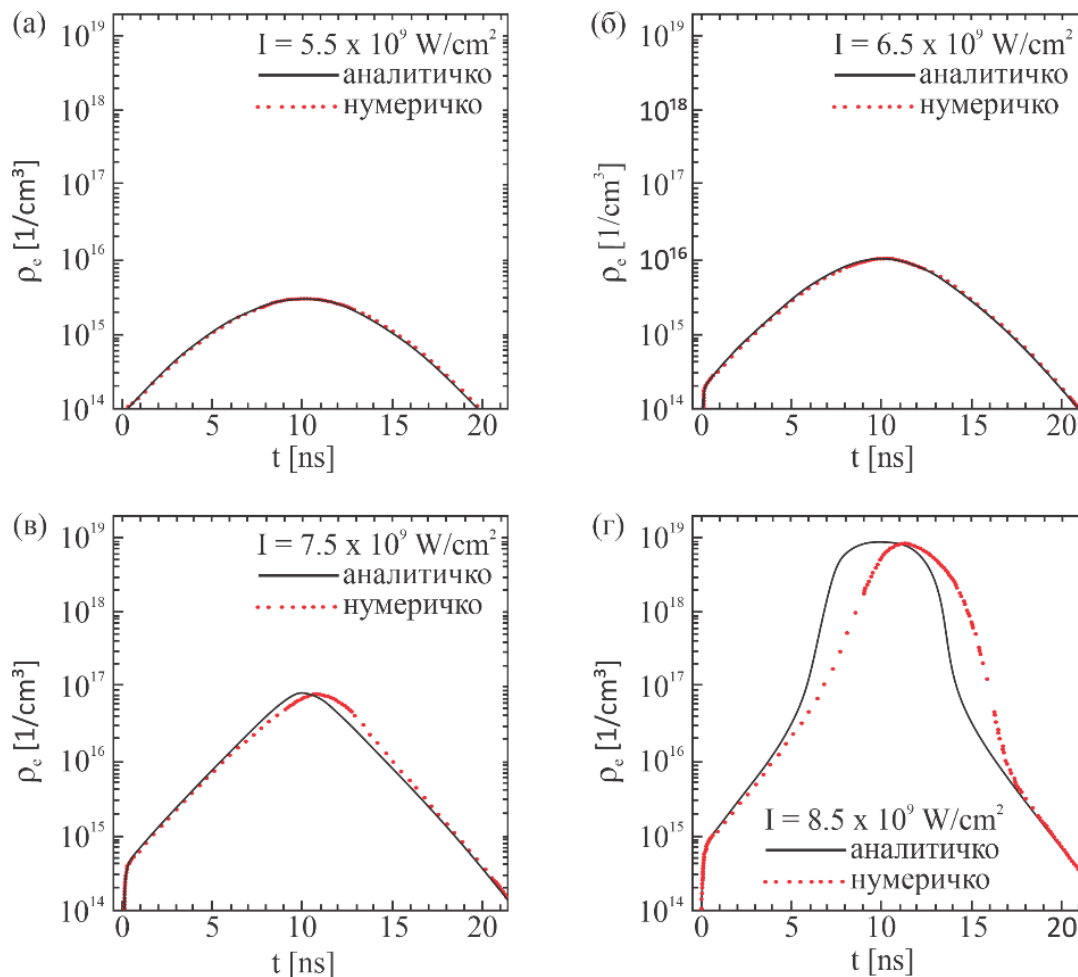
Пре него што смо спровели детаљну анализу једначине (5.25), првобитно смо се фокусирали на спровођење темељне нумеричке анализе нашег модела. Циљ овог првог корака био је двојак: прво, да тестирамо и верификујемо нумерички модел кроз пажљиво калибрисање, а затим да поређењем резултата ових симулација са доступним подацима из литературе потврдимо валидност нашег модела. Ово поређење са већ објављеним истраживањима било је кључно у обезбеђивању услова да наш нумерички модел прецизно описује физичке процесе које намеравамо да проучавамо. Након што смо успешно демонстрирали валидност нумеричког модела, били смо спремни да га упоредимо са аналитичким решењем. Као што је то био случај у аналитичкој методологији, претпоставили смо да на почетку ласерског импулса, у ткиву сличном кожи, не постоји иницијална густина слободних електрона, односно $\rho_e(t=0) = 0$. У оквиру нашег истраживања, критична густина слободних електрона је ограничена на максималну вредност од $\sim 10^{20} \text{ 1/cm}^3$. На Слици 5.10 су приказани резултати нумеричке симулације за четири различита интензитета ласерског зрачења, $7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, $8 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, $9 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ и $10 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$.



Слика 5.10. Компаративни преглед еволуције густине слободних електрона, за различите вредности интензитета ласерског зрачења, I [W/cm^2].

Са Сlike 5.10, се може уочити да за интензитета од $7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ и $8 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, густина слободних електрона иницијално расте, досеже максимум, и потом опада. Овај тренд сугерише да се ткиво слично кожи иницијално јонизује под утицајем ласерског снопа, што доводи до пораста броја слободних електрона. Наиме, максимална густина се постиже када је стопа јонизације избалансирана са стопом рекомбинације. Након достизања максимума, долази до смањења густине слободних електрона, што се може приписати доминацији процеса рекомбинације. За интензитета од $9 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ и $10 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, динамика је нешто другачија. Сада густина слободних електрона иницијално расте, али потом долази до засићења, што резултира константном густином током одређеног временског интервала. Овај феномен указује на то да интензитет ласерског зрачења доводи до постизања „критичне густине“ слободних електрона, где је стопа јонизације једнака стопи рекомбинације. Након овог периода засићења, густина слободних електрона опада, што је индикација прекида извора јонизације и доминације процеса рекомбинације. Изведена анализа и резултати, приказани на Слици 5.10, су у сагласности са публикованим подацима из литературе [224].

Слика 5.11 илуструје компаративну студију временске еволуције густине слободних електрона, која је остварена кроз два метода: применом аналитичког израза (једначина (5.25)) и кроз нумеричку симулацију једначине (5.13). Овај визуелни приказ омогућава сагледавање корелације између аналитичког и нумеричког модела на различитим интензитетима ласерског зрачења, пружајући свеобухватни увид у ефикасност и тачност оба приступа у контексту моделовања динамичких промена у густини слободних електрона.

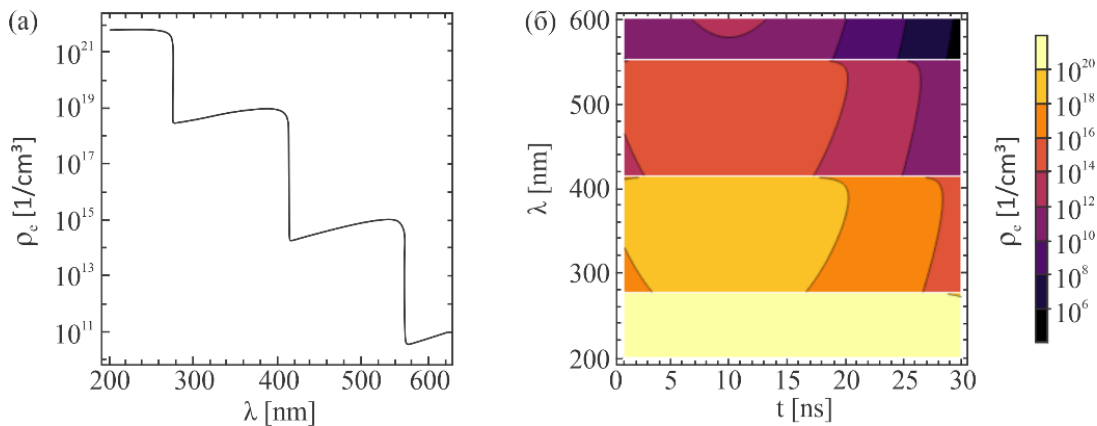


Слика 5.11. Компаративни преглед резултата добијених коришћењем једначине (5.25) и нумеричке симулације израза (5.13), за различите вредности интензитета ласерског зрачења: (а) $5,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, (б) $6,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, (в) $7,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ и (г) $8,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$.

На основу резултата приказаних на Сlici 5.11, евидентно је да оба приступа генерално дају конзистентне резултате, иако постоји извесна одступања приказана на подграфику 5.12 (г). Ова одступања могу бити резултат одабира величине корака у нумеричком алгоритму [225], иако је битно нагласити да се максимална вредност густине слободних електрона остаје готово непромењена независно од приступа који је примењен. Анализа показује да се еволуција густине слободних електрона, током времена, може раздвојити у три кључна региона. Први регион одликује брзи раст густине електрона, ρ_e , што може бити приписано комбинованом ефекту мултифотонске и каскадне јонизације. Ови процеси представљају примарни механизам којим ласерска енергија доводи до повећања броја слободних електрона. У другом региону, висина и позиција максимума густине електрона су функција интензитета ласерског зрачења. За интензитете од $5,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, $6,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, $7,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ и $8,5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, максимална густина

електрона постиже се на $2,94 \times 10^{15} \text{ 1/cm}^3$, $1,02 \times 10^{16} \text{ 1/cm}^3$, $8,23 \times 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ и $9,22 \times 10^{18} \text{ 1/cm}^3$, респективно. Овакав резултат илуструје утицај интензитета на процес јонизације, и у складу је са експерименталним предвиђањима [226]. У трећем региону, после 15 ns од почетка ласерског пулса, густина електрона почиње да опада. Овај феномен се може објаснити завршетком ласерског пулса и преовладавањем процеса рекомбинације, где слободни електрони поново формирају неутралне атоме са јонским специјама. Тренд смањења густине слободних електрона се наставља и након престанка ласерског пулса, што је у сагласности са [227]. Прецизна вредност овог смањења, односно дужина периода смањења густине електрона, варира у зависности од таласне дужине употребљеног ласера, трајања ласерског пулса, као и укупне енергије коју ласер емитује. Сваки од ових параметара може имати значајан утицај на динамику промене густине електрона, утичући тако на процесе јонизације и рекомбинације које покреће ласерски импулс.

У светлу савремених трендова и напретка у области ласерске технологије, евидентирана је све већа потреба за моделима који адекватно описују и прате динамику оптичког слома у широком дијапазону таласних дужина [228-230]. Истакнути пример овакве потребе забележен је у литератури [230], када је истраживачка група спровела експерименталну анализу, како би квантификовала утицај таласне дужине на праг оптичког прекида у супстанцама које имитирају водене услове, примењујући ласерске импулсе различитих дужина. Мотивисани овим резултатима, фокусирали смо се на истраживање утицаја таласне дужине на временску еволуцију густине електрона, под утицајем наносекундног ласерског импулса. На Слици 5.12, је анализирано понашање једначине (5.25) на широком спектру таласних дужина, од 200 nm до 600 nm.



Слика 5.12. Динамика промене густине слободних електрона у функцији од: (а) таласне дужине, (б) времена и таласне дужине ласера.

Слика 5.12 (а) илуструје степенасто смањење максималне густине слободних електрона, које прати повећање таласне дужине ласера, (или, еквивалентно, смањење фреквенције). Овакав облик смањења сугерише постојање одређених „прагова” на којима долази до уочљивих промена у густини слободних електрона. Они су повезани са специфичним таласним дужинама ласера које изазивају степенасте промене, и одговарају енергијским размацима у материјалима сличним кожи [230]. Таква веза указује на то да оптичке карактеристике средине - укључујући енергијске размаци - имају пресудан утицај на процес јонизације. Ови енергијски размаци се могу интерпретирати као енергијске баријере, које морају бити превазиђене, како би се омогућила формација слободних електрона. При већим таласним дужинама (односно, нижим фреквенцијама), енергија сваког појединачног фотона је мања, што отежава достизање потребне енергије за прелазак енергијских размаци. Стога, на таласним дужинама које одговарају тим

енергијским размацама, могуће је уочити степеноста смањења у густини слободних електрона. Ово указује на то да механизми који воде до формирања слободних електрона нису само последица интеракције ласерског зрачења са средином, већ су такође снажно утемељени на самим инхерентним оптичким карактеристикама мете. Ова сазнања отварају могућност за прецизније моделовање и контролу процеса јонизације, узимајући у обзир специфичне оптичке карактеристике узорка који се користи. На Слици 5.12 (б) је приказана варијација густине слободних електрона, добијена нумеричким решавањем једначине (5.13), у односу на таласну дужину ласера и трајање ласерског пулса. Овде је евидентно да повећање таласне дужине ласера и трајање ласерског пулса доводе до значајног повећања густине слободних електрона. Ова динамика може се разумети узимајући у обзир да дуже таласне дужине и дужи ласерски пулс пружају шире поље за интеракцију између ласерског зрачења и материјала, тиме повећавајући вероватноћу процеса јонизације.

На основу резултата приказаних у овом потпоглављу, могуће је закључити да бројни фактори и параметри утичу на динамику густине слободних електрона када је систем изложен ласерском зрачењу. Дужи експозициони периоди и веће таласне дужине могу појачати утицај ласера на материјал, често доводећи до вишеструких јонизационих догађаја. Еволуција густине слободних електрона није једноставно линеарна, већ је сегментирана у три кључна региона, где су мултифотонска и каскадна јонизација најважнији процеси у почетној фази интеракције. Интензитет ласерског зрачења одређује висину и позицију максималне густине електрона током интеракције. Након ласерског пулса, густина електрона почиње да опада, обележавајући почетак процеса дифузије и рекомбинације, док се систем враћа у своје основно стање.

6. Закључак

Интеракција између ласерског зрачења и биолошких материјала отвара широко поље истраживања у области атомске, молекулске и оптичке физике. У спектру различитих феномена, ласерски индуковани оптички слом се истиче као један од најважнијих, заузимајући централно место у интересовању научне заједнице. Ова појава има монументалне последице на проучавање различитих процеса који настају приликом интеракције мета биолошких материјала са ласерским зрачењем. Значај оптичког слома није само ограничен на теоријско и нумеричко моделовање, већ има и широк спектар практичних примена, које се могу експлоатисати у многим областима науке и истраживања.

Ова дисертација је базирана на конструкцији и евалуацији прецизног кинетичког модела који карактерише понашање слободних електрона на микроскопском нивоу, уз симулирање значајних процеса на површини биолошких материјала. За постављање овог модела, дефинисане су различите временске скале у кратком и ултракратком импулсном режиму, а одабрани су и адекватни нумерички алгоритми за моделовање феномена оптичког слома. Посебна пажња је посвећена одабраним аспектима интеракције пулсног ласерског зрачења са ткивом, са посебним освртом на генерисање аналитичких израза за предвиђање временске расподеле концентрације слободних електрона који настају као резултат ове интеракције. Укључене су релевантне компоненте процеса генерисања слободних електрона, као што су ексцитација електрона, фотојонизација, каскадна и термална јонизација, јонизација молекула хромофора, дифузија, електрон-јон рекомбинација и секундарна емисија електрона. Ова дисертација се, такође, бави анализом феномена насталих површинском електромагнетном модификацијом мете биолошког порекла, а истраживање потенцијалне појаве ласерски индуковане плазме испред мете представља секундарни аспект овог рада.

Први одељак Поглавља 5 посвећен је анализи генерисања слободних електрона у биолошким метама под утицајем ласера, и испитивању како се њихово понашање мења са променом Келдишовог γ параметра и интензитета примењеног зрачења. Откривено је да повећање интензитета ласерског зрачења утиче на стопу фотојонизације, изазивајући значајно повећање вероватноће за њено одигравање. Ово се може концептуализовати као „пробој” електрона кроз потенцијалну баријеру коју формира електрично поље атома, а овај процес постаје ефикаснији за ниже вредности γ параметра. Анализа процеса фотојонизације указује на доминацију тунелне јонизације за вредности $\gamma < 1$, где се јавља максимална вредност стопе тунелне јонизације. Ова констатација је у складу са постојећим литературним изворима. За $\gamma > 1$, процес се пребацује на доминацију мултифотонске јонизације. Даље је истакнуто да промене у Келдишовом параметру утичу на природу доминантног процеса јонизације, што сугерише да тунелна и мултифотонска јонизација нису изоловане појаве, већ да постоје специфични услови под којима се оба процеса могу догодити симултано. За пружање потпуније физичке слике, испитиван је и утицај укључивања пондеромоторног потенцијала и Штарковог помака на стопу фотојонизације. Утврђено је да су ови ефекти од суштинског значаја за процесе фотојонизације, где атоми или молекули постају јонизовани путем апсорпције фотона. У сврху анализирања утицаја стопе каскадне јонизације у односу на стопу фотојонизације кроз целокупни спектар вредности γ параметра, уочава се континуирана доминација каскадне јонизације, без обзира на повећање вероватноће фотојонизације са смањењем Келдишовог параметра. Ови резултати пружају дубље разумевање природе и улоге

каскадне јонизације, где слободни електрони акумулирају енергију од интензивног ласерског зрачења, резултирајући убрзањем до енергијских нивоа који су довољни за јонизацију додатних атома или молекула путем судара. Такође је примећено како дифузија игра све значајнију улогу са повећањем интензитета ласерског зрачења, наглашавајући значај разматрања овог феномена, нарочито при вишим интензитетима. Ова динамика служи као кључан показатељ разумевања сложености процеса укључених у овај феномен. Описани резултати пружају значајне увиде у фундаменталне механизме који управљају интеракцијом ласерског зрачења са биолошким метама, и могу бити пресудни за даље унапређивање техника које користе овакву интеракцију.

На основу резултата приказаних у другом одељку Поглавља 5, могуће је извући неколико кључних закључака. Наиме, детаљном анализом процеса фотојонизације на микроскопском нивоу, уочена је сложеност интеракција које се одвијају на квантном нивоу. Откривено је да различити механизми, укључујући мултифотонску јонизацију, јонизацију хромофора и каскадну јонизацију, доприносе укупној густини слободних електрона. Ови механизми су потврдили значај успостављања енергијске равнотеже између апсорбованог ласерског зрачења и енергије потребне за покретање електрона из њиховог основног стања. Утврђено је да таласна дужина ласерског зрачења игра значајну улогу у процесу генерисања слободних електрона. На краћим таласним дужинама, сваки фотон има већу енергију, што води до ефикаснијег генерисања слободних електрона кроз мултифотонску јонизацију. Са друге стране, на дужим таласним дужинама, енергија појединачног фотона је мања, што смањује стопу генерисања слободних електрона. Осим тога, дифузија и рекомбинација су идентификоване као важни фактори који утичу на укупну густину слободних електрона. У регијама дужих таласних дужина, ови процеси воде до брзог смањења густине слободних електрона, што указује на динамичку природу интеракција које се одвијају након јонизације. Свеукупно, резултати добијени у овом делу Поглавља 5 наглашавају значајну улогу таласне дужине ласерског зрачења и механизма јонизације у одређивању густине слободних електрона. Ова сазнања пружају основу за даље истраживање ове комплексне теме, а уједно могу бити корисна за даљи развој прецизних метода за контролу јонизације у биолошким материјалима.

На крају, у трећем одељку Поглавља 5, постаје јасно да бројни фактори и параметри имају утицај на динамику густине слободних електрона у систему који је изложен ласерском зрачењу. Кроз детаљну анализу, дошло се до закључка да дужи експозициони периоди и веће таласне дужине могу појачати утицај ласера на материјал, потенцијално доводећи до вишеструких јонизацијских догађаја. Вреди такође истаћи да еволуција густине слободних електрона не прати једноставан линеарни тренд, већ се може поделити у три кључна региона. Конкретно, процеси мултифотонске и каскадне јонизације су од примарног значаја за генерисање слободних електрона у почетним фазама интеракције. Како се интеракција одвија, висина и положај максималне густине електрона постају функција интензитета ласерског зрачења, илуструјући како његова снага утиче на процес јонизације. Ово указује на то да не само да ласерско зрачење делује на материјал, већ и да специфичне карактеристике саме светлости - њена енергија и интензитет - могу утицати на динамику процеса. Након завршетка ласерског пулса, густина електрона почиње да опада, чиме се наглашава почетак процеса дифузије и рекомбинације. Овај феномен илуструје како, након прекида енергијске стимулације, систем почиње да се враћа у своје основно стање, што се остварује комбиновањем слободних електрона и јона у неутралне атоме. Смањење густине слободних електрона наставља се и након завршетка ласерског пулса, а брзина овог процеса може значајно варирати, зависно од таласне дужине ласера, трајања ласерског пулса и укупне енергије коју ласер емитује. Укупно, сваки од ових параметара може бити кључан за одређивање

крајњег исхода интеракције. То имплицира да је неопходно пажљиво размотрити сваки од ових фактора када се оптимизују процеси ласерски индукованог оптичког слома.

Након теоријско-нумеричке анализе феномена ласером индукованог оптичког слома у биолошким материјалима, постаје јасно да постоји још пуно аспеката овог процеса који захтевају даље истраживање. У наредном периоду, посебна пажња ће бити усмерена ка прецизном моделовању „two-electron temperature” модела, са посебним нагласком на утврђивање кључних механизма и њихових вероватноћа које доприносе овом процесу. Додатни развој и проширење постојећег теоријског модела, узимајући у обзир различите параметре који могу допринети прецизности модела, такође ће бити део будућих истраживања. Очекује се да ће ово побољшање омогућити боље усклађивање са експерименталним резултатима и дубље разумевање процеса који су укључени у оптички слом. Будући планови истраживања су оријентисани ка проучавању феномена ласером индукованог слома, а са циљем развијања још софистициранијих модела који би могли боље да опишу и предвиде ове процесе како у биолошким материјалима, тако и у другим срединама.

Литература

- [1] Hochstrasser, R.M., 1888. Rayleigh I. *Nature*, 39, p.107.
- [2] Thomson, J.J., 1897. Discovery of the electron. *Philosophical Magazine*, 44, p.93.
- [3] Einstein, A., 1917. On the quantum mechanics of radiation. *Physikalische Zeitschrift*, 18 (121.128).
- [4] Kopfermann, H. and Ladenburg, R., 1928. Untersuchungen über die anomale Dispersion angeregter Gase: II Teil. Anomale Dispersion in angeregtem Neon Einfluß von Strom und Druck, Bildung und Vernichtung angeregter Atome. *Zeitschrift für Physik*, 48, pp.26-50.
- [5] Townes, C., 1955. Invention of the Maser and Laser. *Phys. Rev*, 99(1264), p.1264.
- [6] Basov, N.G., 1965. Semiconductor lasers. *Science*, 149(3686), pp.821-827.
- [7] Bloembergen, N., 1956. Proposal for a new type solid state maser. *Physical review*, 104(2), p.324.
- [8] Scovil, H.E.D., Feher, G. and Seidel, H., 1957. Operation of a solid state maser. *Physical Review*, 105(2), p.762.
- [9] Townes, C.H., 1962. Optical masers and their possible applications to biology. *Biophysical Journal*, 2(2 Pt 2), p.325.
- [10] Maiman, T.H., 1961. Stimulated optical emission in fluorescent solids. I. Theoretical considerations. *Physical Review*, 123(4), p.1145.
- [11] Maiman, T.H., Hoskins, R.H., D'Haenens, I.J., Asawa, C.K. and Evtuhov, V., 1961. Stimulated optical emission in fluorescent solids. II. Spectroscopy and stimulated emission in ruby. *Physical Review*, 123(4), p.1151.
- [12] McGuff, P.E., Deterling Jr, R.A., Gottlieb, L.S., Fahimi, H.D., Bushnell, D. and Roeber, F., 1964. The laser treatment of experimental malignant tumours. *Canadian Medical Association Journal*, 91(21), p.1089.
- [13] McGuff, P.E., Deterling Jr, R.A. and Gottlieb, L.S., 1965. Tumoricidal effect of laser energy on experimental and human malignant tumors. *New England Journal of Medicine*, 273(9), pp.490-492.
- [14] McGuff, P.E., 1966. Tumoricidal effect of laser radiation on malignant tumors. *International Ophthalmology Clinics*, 6(2), pp.379-386.
- [15] Riggle, G.C., Hoye, R.C. and Ketcham, A.S., 1971. Laser effects on normal and tumor tissue. *Laser Applications in Medicine and Biology: Volume 1*, pp.35-65.
- [16] Kinersly, T., Jarabak, J.P., Phatak, N.M. and DeMent, J., 1965. Laser effects on tissue and materials related to dentistry. *The Journal of the American Dental Association*, 70(3), pp.593-600.

-
- [17] Wagner, R.I., Kozlov, A.P., Moskalik, K.G., Khachaturyan, L.M. and Pertsov, O.L., 1975. Laser therapy of human benign and malignant neoplasms of the skin. *Acta Radiologica: Therapy, Physics, Biology*, 14(5), pp.417-423.
- [18] Dohr, G., Schmidt-Kloiber, H., Reichel, E. and Schöffmann, H., 1988. Effects of laser pulses on cells and tissue. In *Laser Lithotripsy: Clinical Use and Technical Aspects* (pp. 69-75). Springer Berlin Heidelberg.
- [19] Lalanne, J., 1970. Simple hydrodynamic model accounting for intermediate stages of temporal development of laser-induced plasmas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 6(12), pp.770-775.
- [20] Puell, H., 1970. Heating of laser produced plasmas generated at plane solid targets i. theory. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 25(12), pp.1807-1815.
- [21] Evans, R.G., 1986. Laser generation of ultra high pressure. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 28(1A), p.157.
- [22] Weber, S., Riazuelo, G., Michel, P., Loubere, R., Walraet, F., Tikhonchuk, V.T., Malka, V., Ovadia, J. and Bonnaud, G., 2004. Modeling of laser-plasma interaction on hydrodynamic scales: Physics development and comparison with experiments. *Laser and particle beams*, 22(2), pp.189-195.
- [23] Hahn, D.W. and Omenetto, N., 2010. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part I: review of basic diagnostics and plasma—particle interactions: still-challenging issues within the analytical plasma community. *Applied spectroscopy*, 64(12), pp.335A-336A.
- [24] Bloembergen, N., 1974. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10(3), pp.375-386.
- [25] Huang, J., Dong, M., Lu, S., Yu, Y., Liu, C., Yoo, J.H. and Lu, J., 2019. A hybrid model combining wavelet transform and recursive feature elimination for running state evaluation of heat-resistant steel using laser-induced breakdown spectroscopy. *Analyst*, 144(12), pp.3736-3745.
- [26] Noack, J. and Vogel, A., 1999. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *IEEE journal of quantum electronics*, 35(8), pp.1156-1167.
- [27] Hahn, D.W. and Omenetto, N., 2010. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS), part I: review of basic diagnostics and plasma—particle interactions: still-challenging issues within the analytical plasma community. *Applied spectroscopy*, 64(12), pp.335A-336A.
- [28] Singh, V.K. and Rai, A.K., 2011. Prospects for laser-induced breakdown spectroscopy for biomedical applications: a review. *Lasers in medical science*, 26, pp.673-687.
- [29] Loesel, F.H., Niemz, M.H., Bille, J.F. and Juhasz, T., 1996. Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration: experiment and model. *IEEE journal of quantum electronics*, 32(10), pp.1717-1722.
- [30] Cui, H., Tang, Y., Ma, S., Ma, Y., Zhang, D., Hu, Z., Wang, Z. and Guo, L., 2020. Influence of laser wavelength on self-absorption effect in laser-induced breakdown spectroscopy. *Optik*, 204, p.164144.
-

-
- [31] Loesel, F.H., Niemz, M.H., Bille, J.F. and Juhasz, T., 1996. Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration: experiment and model. *IEEE journal of quantum electronics*, 32(10), pp.1717-1722.
- [32] Flotte, T.J. and Doukas, A.G., 1993, July. FEL experiments to study the effect pulse duration on the biological consequences of laser-induced stress waves. In *Free-Electron Laser Spectroscopy in Biology, Medicine, and Materials Science (Vol. 1854, pp. 169-174)*. SPIE.
- [33] Gondal, M.A., Aldakheel, R.K., Almessiere, M.A., Nasr, M.M., Almusairii, J.A. and Gondal, B., 2020. Determination of heavy metals in cancerous and healthy colon tissues using laser induced breakdown spectroscopy and its cross-validation with ICP-AES method. *Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis*, 183, p.113153.
- [34] Singh, V.K. and Rai, A.K., 2011. Prospects for laser-induced breakdown spectroscopy for biomedical applications: a review. *Lasers in medical science*, 26, pp.673-687.
- [35] Akimoto, K., Tsuichihara, S., Takamatsu, T., Soga, K., Yokota, H., Ito, M., Gotoda, N. and Takemura, H., 2019, July. Evaluation of laser-induced plasma ablation focusing on the difference in pulse duration. In *2019 41st Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC)* (pp. 6987-6990). IEEE.
- [36] Santos Jr, D., Nunes, L.C., de Carvalho, G.G.A., da Silva Gomes, M., de Souza, P.F., de Oliveira Leme, F., dos Santos, L.G.C. and Krug, F.J., 2012. Laser-induced breakdown spectroscopy for analysis of plant materials: a review. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 71, pp.3-13.
- [37] Newman, J.R., 1955. James Clerk Maxwell. *Scientific American*, 192(6), pp.58-71.
- [38] Schelkunoff, S.A., 1955. Conversion of Maxwell's equations into generalized telegraphist's equations. *Bell System Technical Journal*, 34(5), pp.995-1043.
- [39] Mazur, P. and Nijboer, B.R.A., 1953. On the statistical mechanics of matter in an electromagnetic field. I: Derivation of the maxwell equations from electron theory. *Physica*, 19(1-12), pp.971-986.
- [40] Deschamps, G.A., 1981. Electromagnetics and differential forms. *Proceedings of the IEEE*, 69(6), pp.676-696.
- [41] Heras, J.A., 2016. A note on the electric and magnetic susceptibilities. *European Journal of Physics*, 38(1), p.015202.
- [42] Zhukov, V.P., Bulgakova, N.M. and Fedoruk, M.P., 2017. Nonlinear maxwell's and schrödinger equations for describing the volumetric interaction of femtosecond laser pulses with transparent solid dielectrics: effect of the boundary conditions. *Journal of Optical Technology*, 84(7), pp.439-446.
- [43] Mulligan, J.F., 1989. Heinrich Hertz and the development of physics. *Physics Today*, 42(3), pp.50-57.
- [44] Nye, J.F. and Hajnal, J.V., 1987. The wave structure of monochromatic electromagnetic radiation. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 409(1836), pp.21-36.
- [45] Jones, R.C. and HIGGINS, G., 1947. *J. opt. Soc. Amer*, 37, p.217.
- [46] Zwinkels, J., 2015. Light, electromagnetic spectrum. *Encyclopedia of Color Science and Technology*, 8071, pp.1-8.
-

-
- [47] Kim, Y.C., Kim, K.H., Son, D.Y., Jeong, D.N., Seo, J.Y., Choi, Y.S., Han, I.T., Lee, S.Y. and Park, N.G., 2017. Printable organometallic perovskite enables large-area, low-dose X-ray imaging. *Nature*, 550(7674), pp.87-91.
- [48] Hilborn, R.C., 1982. Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that. *American Journal of Physics*, 50(11), pp.982-986.
- [49] Landolfi, M. and Landi Degl'Innocenti, E., 1985. Polarization of the sodium D lines in prominences. *Solar physics*, 98, pp.53-66.
- [50] Manor, A., Martin, L. and Rotschild, C., 2015. Conservation of photon rate in endothermic photoluminescence and its transition to thermal emission. *Optica*, 2(6), pp.585-588.
- [51] McLean, E.A., Stamper, J.A., Manka, C.K., Griem, H.R., Droemer, D.W. and Ripin, B.H., 1984. Observation of magnetic fields in laser - produced plasma using the Zeeman effect. *The Physics of fluids*, 27(5), pp.1327-1335.
- [52] Bonch-Bruевич, A.M. and Khodovoĭ, V.A., 1968. Current methods for the study of the Stark effect in atoms. *Soviet Physics Uspekhi*, 10(5), p.637.
- [53] Atkinson, J., 1967. Studies of stimulated emission of radiation (Doctoral dissertation, University of Oxford).
- [54] Paschotta, R., 2008. Field guide to lasers (Vol. 12). Bellingham, WA: SPIE press.
- [55] Jentschura, U.D. and Adkins, G.S., 2022. Quantum Electrodynamics: Atoms, Lasers and Gravity. World Scientific.
- [56] Thyagarajan, K. and Ghatak, A.K., 1981. Lasers: theory and applications.
- [57] Robins, N.P., Figl, C., Jeppesen, M., Dennis, G.R. and Close, J.D., 2008. A pumped atom laser. *Nature Physics*, 4(9), pp.731-736.
- [58] Renk, K.F. and Renk, K.F., 2012. Basis of the Theory of the Laser: The Einstein Coefficients. *Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering*, pp.83-93.
- [59] Zybin, K.P., 1988. Kinetic theory of particles and photons. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 154(3), pp.536-537.
- [60] Renk, K.F. and Renk, K.F., 2012. Basis of the Theory of the Laser: The Einstein Coefficients. *Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering*, pp.83-93.
- [61] Choudhury, S.L. and Paul, R.K., 2018. A new approach to the generalization of Planck's law of black-body radiation. *Annals of Physics*, 395, pp.317-325.
- [62] Berry, R.S., 1989. How good is Niels Bohr's atomic model?. *Contemporary physics*, 30(1), pp.1-19.
- [63] Fan, T.Y. and Byer, R.L., 1988. Diode laser-pumped solid-state lasers. *IEEE journal of Quantum Electronics*, 24(6), pp.895-912.
- [64] Malcolm, G.P.A. and Ferguson, A.I., 1992. Mode-locking of diode laser-pumped solid-state lasers. *Optical and quantum electronics*, 24, pp.705-717.
- [65] Hecht, E. and Zajac, A., 1974. Optics. *American Journal of Physics*, 42(10), pp.921-922.
- [66] Ball, K.A., 1990. The basics of laser technology. *The Nursing Clinics of North America*, 25(3), pp.619-634.
-

-
- [67] Kitzler, M., Milosevic, N., Scrinzi, A., Krausz, F. and Brabec, T., 2002. Quantum theory of attosecond XUV pulse measurement by laser dressed photoionization. *Physical review letters*, 88(17), p.173904.
- [68] Ganeev, R.A., 2007. High-order harmonic generation in a laser plasma: a review of recent achievements. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(22), p.R213.
- [69] Magni, V., Valentini, G. and De Silvestri, S., 1991. Recent developments in laser resonator design. *Optical and quantum electronics*, 23, pp.1105-1134.
- [70] Van Hillegersberg, R., 1997. Fundamentals of laser surgery. *The European journal of surgery= Acta chirurgica*, 163(1), pp.3-12.
- [71] Sullins, K.E., 2002. Diode laser and endoscopic laser surgery. *Veterinary Clinics: Small Animal Practice*, 32(3), pp.639-648.
- [72] Khan, M.H., Sink, R.K., Manstein, D., Eimerl, D. and Anderson, R.R., 2005. Intradermally focused infrared laser pulses: thermal effects at defined tissue depths. *Lasers in Surgery and Medicine: The Official Journal of the American Society for Laser Medicine and Surgery*, 36(4), pp.270-280.
- [73] Jacobs, S.F., 1979. How monochromatic is laser light?. *American Journal of Physics*, 47(7), pp.597-601.
- [74] Theerthagiri, J., Karuppasamy, K., Lee, S.J., Shwetharani, R., Kim, H.S., Pasha, S.K., Ashokkumar, M. and Choi, M.Y., 2022. Fundamentals and comprehensive insights on pulsed laser synthesis of advanced materials for diverse photo-and electrocatalytic applications. *Light: Science & Applications*, 11(1), p.250.
- [75] Myers, B.A., Bhatnagar, R., Nichols, J., Peck, C.H., Kong, D., Miller, R. and Long, A.C., 2002, April. Interacting at a distance: measuring the performance of laser pointers and other devices. In *Proceedings of the SIGCHI conference on Human factors in computing systems* (pp. 33-40).
- [76] Callegari, C., Grum-Grzhimailo, A.N., Ishikawa, K.L., Prince, K.C., Sansone, G. and Ueda, K., 2021. Atomic, molecular and optical physics applications of longitudinally coherent and narrow bandwidth Free-Electron Lasers. *Physics Reports*, 904, pp.1-59.
- [77] Rao, Y.J. and Jackson, D.A., 1996. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry. *Measurement Science and Technology*, 7(7), p.981.
- [78] Zhang, W., Martin, M.J., Benko, C., Hall, J.L., Ye, J., Hagemann, C., Legero, T., Sterr, U., Riehle, F., Cole, G.D. and Aspelmeyer, M., 2014. Reduction of residual amplitude modulation to 1×10^{-6} for frequency modulation and laser stabilization. *Optics letters*, 39(7), pp.1980-1983.
- [79] Yamamoto, Y., Machida, S. and Nilsson, O., 1986. Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator. *Physical Review A*, 34(5), p.4025.
- [80] Neufeld, O., Tancogne-Dejean, N., De Giovannini, U., Hübener, H. and Rubio, A., 2023. Attosecond magnetization dynamics in non-magnetic materials driven by intense femtosecond lasers. *npj Computational Materials*, 9(1), p.39.
- [81] Cao, Y., Chang, Z., Wu, Q., Huang, J., Dang, L., Liu, A., Luo, Y., Huang, L., Huang, W., Gao, L. and Zhu, T., 2023. Self-synchronized temporal-spectral characterization system for revealing ultrafast fiber laser dynamics. *Photonics Research*, 11(2), pp.173-180.
-

-
- [82] Khanin, I.I., 2006. Fundamentals of laser dynamics. Cambridge Int Science Publishing.
- [83] Niemz, M.H., 2007. Laser-tissue interactions (Vol. 322). Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [84] Van Gemert, M.J., Welch, A.J., Star, W.M., Motamedi, M. and Cheong, W.F., 1987. Tissue optics for a slab geometry in the diffusion approximation. *Lasers in medical Science*, 2, pp.295-302.
- [85] Welch, A.J., Torres, J.H. and Cheong, W.F., 1989. Laser physics and laser-tissue interaction. *Texas heart institute journal*, 16(3), p.141.
- [86] Feit, M.D. and Fleck Jr, J.A., 1974. Effect of refraction on spot - size dependence of laser - induced breakdown. *Applied Physics Letters*, 24(4), pp.169-172.
- [87] Vollgraff, J.A., 1936. Snellius' notes on the reflection and refraction of rays. *Osiris*, 1, pp.718-725.
- [88] Dashchuk, M., 1969. Transverse Doppler effect with laser light in a reflection system. *Proceedings of the IEEE*, 57(12), pp.2148-2149.
- [89] Takeo, T. and Hattori, H., 1982. Optical fiber sensor for measuring refractive index. *Japanese Journal of Applied Physics*, 21(10R), p.1509.
- [90] Matsuura, Y., Kino, S. and Katagiri, T., 2009. Hollow-fiber-based flexible probe for remote measurement of infrared attenuated total reflection. *Applied optics*, 48(28), pp.5396-5400.
- [91] Liu, C., Wu, P., Shi, C., Liu, C., Wei, Y., Hu, L., Wang, R. and Jiang, T., 2023. Fiber SPR micro displacement sensor based on heterocore structure of graded index multimode fiber. *Optics Communications*, 529, p.129095.
- [92] Wilson, B.C. and Jacques, S.L., 1990. Optical reflectance and transmittance of tissues: principles and applications. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 26(12), pp.2186-2199.
- [93] Zhu, J.T., Shen, Y.F., Li, W., Chen, X., Yin, G., Chen, D.Y. and Zhao, L., 2006. Effect of polarization on femtosecond laser pulses structuring silicon surface. *Applied surface science*, 252(8), pp.2752-2756.
- [94] Deng, S., Liu, W. and Shen, H., 2023. Laser polarization imaging method based on frequency-shifted optical feedback. *Optics & Laser Technology*, 161, p.109099.
- [95] Winnand, P., Ooms, M., Heitzer, M., Lammert, M., Hölzle, F. and Modabber, A., 2023. Real-time detection of bone-invasive oral cancer with laser-induced breakdown spectroscopy: A proof-of-principle study. *Oral Oncology*, 138, p.106308.
- [96] Diels, J.C. and Rudolph, W., 2006. Ultrashort laser pulse phenomena. Elsevier.
- [97] Skaar, J., 2006. Fresnel equations and the refractive index of active media. *Physical Review E*, 73(2), p.026605.
- [98] Xiang, D., Park, S.J., Park, J.H., Parc, Y.W. and Wang, X.J., 2006. Reduction of thermal emittance by using p-polarized laser at oblique incidence. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 562(1), pp.48-52.
- [99] Rosenfeld, A., Rohloff, M., Höhm, S., Krüger, J. and Bonse, J., 2012. Formation of laser-induced periodic surface structures on fused silica upon multiple parallel polarized
-

- double-femtosecond-laser-pulse irradiation sequences. *Applied surface science*, 258(23), pp.9233-9236.
- [100] Mohlenkamp, M.J. and Monzón, L., 2005. Trigonometric identities and sums of separable functions. *The Mathematical Intelligencer*, 27, pp.65-69.
- [101] Wolfram, S., 2013. Wolfram research. Inc., Mathematica, Version, 8, p.23.
- [102] Berlien, H.P., 2003. *Applied laser medicine*. Springer Science & Business Media.
- [103] Vázquez, A., Tudela, J., Varón, R. and García-Cánovas, F., 1992. Determination of the molar absorptivities of phenothiazine cation radicals generated by oxidation with hydrogen peroxide/peroxidase. *Analytical biochemistry*, 202(2), pp.245-248.
- [104] Bronzino, J.D. and Peterson, D.R. eds., 2015. *Biomedical signals, imaging, and informatics*. Taylor & Francis.
- [105] Mosorov, V., 2017. The Lambert-Beer law in time domain form and its application. *Applied Radiation and Isotopes*, 128, pp.1-5.
- [106] Sramek, C.K., Leung, L.S.B., Paulus, Y.M. and Palanker, D.V., 2012. Therapeutic window of retinal photocoagulation with green (532-nm) and yellow (577-nm) lasers. *Ophthalmic Surgery, Lasers and Imaging Retina*, 43(4), pp.341-347.
- [107] Russo, R.E., Mao, X.L., Yoo, J. and Gonzalez, J.J., 2007. Laser ablation. In *Laser-induced breakdown spectroscopy* (pp. 41-70). Elsevier.
- [108] Rushmer, R.F., Buettner, K.J., Short, J.M. and Odland, G.F., 1966. The skin. *Science*, pp.343-348.
- [109] Correia, T., Gibson, A. and Hebden, J., 2009, February. Identification of the optimal wavelengths in optical topography using photon density measurement functions. In *Biomedical Applications of Light Scattering III* (Vol. 7187, pp. 169-179). SPIE.
- [110] Costantino, A.J., Hyatt, C.J., Kollisch-Singule, M.C., Beaumont, J., Roth, B.J. and Pertsov, A.M., 2017. Determining the light scattering and absorption parameters from forward-directed flux measurements in cardiac tissue. *Journal of biomedical optics*, 22(7), pp.076009-076009.
- [111] Oshina, I. and Spigulis, J., 2021. Beer–Lambert law for optical tissue diagnostics: current state of the art and the main limitations. *Journal of biomedical optics*, 26(10), pp.100901-100901.
- [112] Joseph, M., Postelmans, A. and Saeys, W., 2023. Characterization of bulk optical properties of pear tissues in the 500 to 1000 nm range as input for simulation-based optimization of laser spectroscopy in diffuse transmittance mode. *Journal of Food Engineering*, 340, p.111306.
- [113] Berlien, H.P., 2003. *Applied laser medicine*. Springer Science & Business Media.
- [114] Tuchin, V.V., 2015. *Tissue optics*. Bellingham, WA, USA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE).
- [115] Maradudin, A.A. and Mills, D.L., 1975. Scattering and absorption of electromagnetic radiation by a semi-infinite medium in the presence of surface roughness. *Physical Review B*, 11(4), p.1392.
- [116] Boyer, K.A. and Nigg, B.M., 2006. Soft tissue vibrations within one soft tissue compartment. *Journal of Biomechanics*, 39(4), pp.645-651.

-
- [117] Mourant, J.R., Fuselier, T., Boyer, J., Johnson, T.M. and Bigio, I.J., 1997. Predictions and measurements of scattering and absorption over broad wavelength ranges in tissue phantoms. *Applied optics*, 36(4), pp.949-957.
- [118] Buck, U., 1975. Elastic scattering. *Molecular Scattering; Physical and Chemical Applications*, edited by KP Lawley, chapter, pp.313-388.
- [119] Young, A.T., 1982. Rayleigh scattering. *Phys. Today*, 35(1), pp.42-48.
- [120] Hellwarth, R.W., 1963. Theory of stimulated Raman scattering. *Physical Review*, 130(5), p.1850.
- [121] Bruulsema, J.T., Hayward, J.E., Farrell, T.J., Patterson, M.S., Heinemann, L., Berger, M., Koschinsky, T., Sandahl-Christiansen, J., Orskov, H., Essenpreis, M. and Schmelzeisen-Redeker, G., 1997. Correlation between blood glucose concentration in diabetics and noninvasively measured tissue optical scattering coefficient. *Optics letters*, 22(3), pp.190-192.
- [122] Bisesto, F.G., Anania, M.P., Botton, M., Chiadroni, E., Cianchi, A., Curcio, A., Ferrario, M., Galletti, M., Henis, Z., Pompili, R. and Schleifer, E., 2018. Evolution of the electric fields induced in high intensity laser-matter interactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 909, pp.398-401.
- [123] Dondera, M., 2022. Scattering of an intense laser beam by atomic systems. *Physical Review A*, 105(2), p.023108.
- [124] Içsevçi, A. and Lamb Jr, W.E., 1969. Propagation of light pulses in a laser amplifier. *Physical Review*, 185(2), p.517.
- [125] Corder, C., Arnold, B. and Metcalf, H., 2015. Laser cooling without spontaneous emission. *Physical Review Letters*, 114(4), p.043002.
- [126] Kashima, S., Nishihara, M., Takemoto, Y. and Osawa, T., 1990. Relationship between the integrated intensity of the power spectrum of scattered light and tissue blood volume by the dynamic light scattering method. *Japanese journal of applied physics*, 29(9R), p.1862.
- [127] Hamdy, O. and Mohammed, H.S., 2022. Variations in tissue optical parameters with the incident power of an infrared laser. *Plos one*, 17(1), p.e0263164.
- [128] Gardette, V., Motto-Ros, V., Alvarez-Llamas, C., Sancey, L., Duponchel, L. and Busser, B., 2023. Laser-induced breakdown spectroscopy imaging for material and biomedical applications: recent advances and future perspectives. *Analytical Chemistry*, 95(1), pp.49-69.
- [129] Vogel, A., Noack, J., Hüttman, G. and Paltauf, G.J.A.P.B., 2005. Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Applied physics B*, 81, pp.1015-1047.
- [130] Edwards, G.S., 2009. Mechanisms for soft - tissue ablation and the development of alternative medical lasers based on investigations with mid - infrared free - electron lasers. *Laser & Photonics Reviews*, 3(6), pp.545-555.
- [131] Holway Jr, L.H. and Fradin, D.W., 1975. Electron avalanche breakdown by laser radiation in insulating crystals. *Journal of Applied Physics*, 46(1), pp.279-291.
-

-
- [132] Sparks, M., Mills, D.L., Warren, R., Holstein, T., Maradudin, A.A., Sham, L.J., Loh Jr, E. and King, D.F., 1981. Theory of electron-avalanche breakdown in solids. *Physical Review B*, 24(6), p.3519.
- [133] Arnold, D., Cartier, E. and DiMaria, D.J., 1992. Acoustic-phonon runaway and impact ionization by hot electrons in silicon dioxide. *Physical Review B*, 45(3), p.1477.
- [134] Ridley, B.K., 2013. *Quantum processes in semiconductors*. Oxford university press.
- [135] Milam, D., 1977. Laser-induced damage at 1064 nm, 125 psec. *Applied Optics*, 16(5), pp.1204-1213.
- [136] Braunlich, P., Jones, S.C., Shen, X.A., Casper, R.T. and Kelly, P., 1990, July. New experimental techniques have been developed for the measurement of energy deposition from a single intense short laser pulse at visible and near infrared wavelengths into wide-gap optical materials. Their application to alkali halides revealed that lattice heating occurs via nonlinear absorption of laser photons by multiphoton excited free electrons with only small contributions that can be attributed to point defects created during the laser-solid. In *Atomic Processes Induced By Electronic Excitation In Non-Metallic Solids-Proceedings Of The Us-japan Seminar* (p. 395). World Scientific.
- [137] Manenkov, A.A. and Prokhorov, A.M., 1986. Laser-induced damage in solids. *Soviet Physics Uspekhi*, 29(1), p.104.
- [138] Xu, S.Z., Jia, T.Q., Sun, H.Y., Li, C.B., Li, X.X., Feng, D.H., Qiu, J.R. and Xu, Z.Z., 2006. Mechanisms of femtosecond laser-induced breakdown and damage in MgO. *Optics communications*, 259(1), pp.274-280.
- [139] Stuart, B.C., Feit, M.D., Herman, S., Rubenchik, A.M., Shore, B.W. and Perry, M.D., 1996. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical review B*, 53(4), p.1749.
- [140] Apostolova, T. and Hahn, Y., 2000. Modeling of laser-induced breakdown in dielectrics with subpicosecond pulses. *Journal of Applied Physics*, 88(2), pp.1024-1034.
- [141] Déziel, J.L., Dubé, L.J. and Varin, C., 2021. Dynamical rate equation model for femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical Review B*, 104(4), p.045201.
- [142] Bloembergen, N., 1974. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10(3), pp.375-386.
- [143] Niemz, M.H., 1995. Threshold dependence of laser - induced optical breakdown on pulse duration. *Applied physics letters*, 66(10), pp.1181-1183.
- [144] Maes, W., De Meyer, K. and Van Overstraeten, R., 1990. Impact ionization in silicon: A review and update. *Solid-State Electronics*, 33(6), pp.705-718.
- [145] Popruzhenko, S.V., Mur, V.D., Popov, V.S. and Bauer, D., 2008. Strong field ionization rate for arbitrary laser frequencies. *Physical review letters*, 101(19), p.193003.
- [146] Tsibidis, G.D. and Stratakis, E., 2023. Ionization dynamics and damage conditions in fused silica irradiated with mid-infrared femtosecond pulses. *Applied Physics Letters*, 122(4).
- [147] Blaga, C.I., Catoire, F., Colosimo, P., Paulus, G.G., Muller, H.G., Agostini, P. and DiMauro, L.F., 2009. Strong-field photoionization revisited. *Nature Physics*, 5(5), pp.335-338.
-

-
- [148] Younis, D. and Eberly, J.H., 2023. Strong-field nonsequential double photoionization using virtual-detector theory with path summation. *Physical Review A*, 107(5), p.053117.
- [149] Mainfray, G. and Manus, G., 1991. Multiphoton ionization of atoms. *Reports on progress in physics*, 54(10), p.1333.
- [150] Keldysh, L.V., 1965. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP*, 20(5), pp.1307-1314.
- [151] Reiss, H.R., 1984. Keldysh Approximation Revisited. *Quantum Electrodynamics and Quantum Optics*, pp.229-236.
- [152] Feltin, N. and Piquemal, F., 2009. Determination of the elementary charge and the quantum metrological triangle experiment. *The European Physical Journal Special Topics*, 172, pp.267-296.
- [153] Abramowitz, M., Stegun, I.A. and Miller, D., 1965. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables (National Bureau of Standards Applied Mathematics Series No. 55). *Journal of Applied Mechanics*, 32(1), pp.239-239.
- [154] Yang, Z.H., Chu, Y.M. and Zhang, W., 2019. High accuracy asymptotic bounds for the complete elliptic integral of the second kind. *Applied Mathematics and Computation*, 348, pp.552-564.
- [155] Ettoumi, W., Béjot, P., Petit, Y., Lorient, V., Hertz, E., Faucher, O., Lavorel, B., Kasparian, J. and Wolf, J.P., 2010. Spectral dependence of purely-Kerr-driven filamentation in air and argon. *Physical Review A*, 82(3), p.033826.
- [156] Weyl, G.M. and Rosen, D., 1985. Laser-induced breakdown in argon at 0.35 μm : theory and experiments. *Physical Review A*, 31(4), p.2300.
- [157] Gurevich, E.L. and Hergenröder, R., 2007. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy: physics, applications, and perspectives. *Applied spectroscopy*, 61(10), pp.233A-242A.
- [158] Freeman, R.R. and Bucksbaum, P.H., 1991. Investigations of above-threshold ionization using subpicosecond laser pulses. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 24(2), p.325.
- [159] Laarmann, T., De Castro, A.R.B., Gürtler, P., Laasch, W., Schulz, J., Wabnitz, H. and Möller, T., 2005. Photoionization of helium atoms irradiated with intense vacuum ultraviolet free-electron laser light. Part I. Experimental study of multiphoton and single-photon processes. *Physical Review A*, 72(2), p.023409.
- [160] Pogrebnyak, N.I., Dyubko, S.F., Perepechai, M.P. and Kutsenko, A.S., 2021. Investigation of the Spectrum of Zn I Atoms in the Triplet Rydberg States. *RADIO PHYSICS AND RADIO ASTRONOMY*, 26(3), p.256.
- [161] Feng, Q., Moloney, J.V., Newell, A.C., Wright, E.M., Cook, K., Kennedy, P.K., Hammer, D.X., Rockwell, B.A. and Thompson, C.R., 1997. Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses. *IEEE journal of quantum electronics*, 33(2), pp.127-137.
- [162] Park, Y., Kim, K., Kim, S., Carter, C.D. and Do, H., 2022. Nanosecond laser pulse modulation using seed electrons from cascade ionization induced by inverse-Bremsstrahlung photon absorption. *Optics Express*, 30(4), pp.6037-6050.
-

-
- [163] Vogel, A. and Rockwell, B.A., 2009. Roles of tunneling, multiphoton ionization, and cascade ionization for femtosecond optical breakdown in aqueous media. Lubeck Medical Univ (Germany) Medical Laser Center.
- [164] Sacchi, C.A., 1991. Laser-induced electric breakdown in water. *Josa b*, 8(2), pp.337-345.
- [165] Noack, J. and Vogel, A., 1999. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *IEEE journal of quantum electronics*, 35(8), pp.1156-1167.
- [166] Loesel, F.H., Niemz, M.H., Bille, J.F. and Juhasz, T., 1996. Laser-induced optical breakdown on hard and soft tissues and its dependence on the pulse duration: experiment and model. *IEEE journal of quantum electronics*, 32(10), pp.1717-1722.
- [167] Zhokhov, P.A. and Zheltikov, A.M., 2018. Optical breakdown of solids by few-cycle laser pulses. *Scientific reports*, 8(1), p.1824.
- [168] Jin, Q., E, Y., Gao, S. and Zhang, X.C., 2020. Preference of subpicosecond laser pulses for terahertz wave generation from liquids. *Advanced Photonics*, 2(1), pp.015001-015001.
- [169] Schulz-Ekloff, G., Wöhrle, D., van Duffel, B. and Schoonheydt, R.A., 2002. Chromophores in porous silicas and minerals: preparation and optical properties. *Microporous and mesoporous materials*, 51(2), pp.91-138.
- [170] Kaim, W., 2011. Concepts for metal complex chromophores absorbing in the near infrared. *Coordination Chemistry Reviews*, 255(21-22), pp.2503-2513.
- [171] Fang, Q. and Hu, X.H., 2004. Modeling of skin tissue ablation by nanosecond pulses from ultraviolet to near-infrared and comparison with experimental results. *IEEE journal of quantum electronics*, 40(1), pp.69-77.
- [172] Jiao, J. and Guo, Z., 2011. Modeling of ultrashort pulsed laser ablation in water and biological tissues in cylindrical coordinates. *Applied Physics B*, 103, pp.195-205.
- [173] Ehteshami, M.Z., Salehi, M.R. and Abiri, E., 2017. Development of a numerical model to characterize laser-induced plasmas in aqueous media. *Journal of Optics*, 19(9), p.095401.
- [174] Vogel, A., Busch, S., Jungnickel, K. and Birngruber, R., 1994. Mechanisms of intraocular photodisruption with picosecond and nanosecond laser pulses. *Lasers in surgery and medicine*, 15(1), pp.32-43.
- [175] Vogel, A., Noack, J., Huettmann, G. and Paltauf, G., 2002, April. Femtosecond-laser-produced low-density plasmas in transparent biological media: a tool for the creation of chemical, thermal, and thermomechanical effects below the optical breakdown threshold. In *Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast and Free-Electron Lasers* (Vol. 4633, pp. 23-37). SPIE.
- [176] Vogel, A. and Rockwell, B.A., 2009. Roles of tunneling, multiphoton ionization, and cascade ionization for femtosecond optical breakdown in aqueous media. Lubeck Medical Univ (Germany) Medical Laser Center.
- [177] Sollier, A., Berthe, L. and Fabbro, R., 2001. Numerical modeling of the transmission of breakdown plasma generated in water during laser shock processing. *The European Physical Journal-Applied Physics*, 16(2), pp.131-139.
-

-
- [178] Hernandez-Rueda, J. and van Oosten, D., 2019. Transient scattering effects and electron plasma dynamics during ultrafast laser ablation of water. *Optics letters*, 44(7), pp.1856-1859.
- [179] Kunhardt, E.E. and Luessen, L.H., 2013. *Electrical breakdown and discharges in gases: part a fundamental processes and breakdown (Vol. 89)*. Springer Science & Business Media.
- [180] Hossain, A.M., Ehrhardt, M., Rudolph, M., Lorenz, P., Kalanov, D., Zimmer, K. and Anders, A., 2023. Time-and Position-Dependent Breakdown Volume Calculations to Explain Experimentally Observed Femtosecond Laser-Induced Plasma Properties. *ACS Photonics*, 10(5), pp.1232-1239.
- [181] Kennedy, P.K., 1995. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. I. Theory. *IEEE journal of quantum electronics*, 31(12), pp.2241-2249.
- [182] Kennedy, P.K., Boppart, S.A., Hammer, D.X., Rockwell, B.A., Noojin, G.D. and Roach, W.P., 1995. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media. II. Comparison to experiment. *IEEE Journal of quantum electronics*, 31(12), pp.2250-2257.
- [183] Shen, Y.R., 1984. *Principles of nonlinear optics*.
- [184] Barnes, P.A. and Rieckhoff, K.E., 1968. Laser induced underwater sparks. *Applied Physics Letters*, 13(8), pp.282-284.
- [185] Butcher, J.C., 1996. A history of Runge-Kutta methods. *Applied numerical mathematics*, 20(3), pp.247-260.
- [186] Schober, M., Duvenaud, D.K. and Hennig, P., 2014. Probabilistic ODE solvers with Runge-Kutta means. *Advances in neural information processing systems*, 27.
- [187] Karthick, S., Mahendran, R. and Subburayan, V., 2023. Method of lines and Runge-Kutta method for solving delayed one dimensional transport equation. *J. Math. Comput. Sci*, 28, pp.270-280.
- [188] Tay, K.G., Kek, S.L. and Abdul-Kahar, R., 2012. A spreadsheet solution of a system of ordinary differential equations using the fourth-order Runge-Kutta method. *Spreadsheets in education (eJSiE)*, 5(2), pp.1-10.
- [189] Kekana, M.C., Shatalov, M.Y., Moshokoa, S.P. and Voges, E.L., 2018. Accuracy Monitoring of Initial Value Problem Solution by Means of Residuals using Mathematica Software. *Global Journal of Pure and Applied Mathematics*, 14(1), pp.81-90.
- [190] Sofroniou, M. and Spaletta, G., 2004. Construction of explicit Runge-Kutta pairs with stiffness detection. *Mathematical and Computer Modelling*, 40(11-12), pp.1157-1169.
- [191] Shampine, L.F. and Bogacki, P., 1989. The effect of changing the stepsize in linear multistep codes. *SIAM journal on scientific and statistical computing*, 10(5), pp.1010-1023.
- [192] Wang, Q., Xiangli, W., Teng, G., Cui, X. and Wei, K., 2021. A brief review of laser-induced breakdown spectroscopy for human and animal soft tissues: pathological diagnosis and physiological detection. *Applied Spectroscopy Reviews*, 56(3), pp.221-241.

-
- [193] Khan, M.N., Wang, Q., Idrees, B.S., Teng, G., Cui, X. and Wei, K., 2020. Discrimination of melanoma using laser-induced breakdown spectroscopy conducted on human tissue samples. *Journal of Spectroscopy*, 2020, pp.1-11.
- [194] Wang, Q., Xiangli, W., Teng, G., Cui, X. and Wei, K., 2021. A brief review of laser-induced breakdown spectroscopy for human and animal soft tissues: pathological diagnosis and physiological detection. *Applied Spectroscopy Reviews*, 56(3), pp.221-241.
- [195] Nosrati, Y., Tavassoli, S.H., Hassanimatin, M.M. and Safi, A., 2020. Study of material ablation and plasma radiation in double-pulse laser induced breakdown spectroscopy at different delay times: Modeling and numerical simulation. *Physics of Plasmas*, 27(2), p.023301.
- [196] Gonçalves, D.A., Senesi, G.S. and Nicolodelli, G., 2021. Laser-induced breakdown spectroscopy applied to environmental systems and their potential contaminants. An overview of advances achieved in the last few years. *Trends in Environmental Analytical Chemistry*, 30, p.e00121.
- [197] Schaffer, C.B., Brodeur, A. and Mazur, E., 2001. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses. *Measurement Science and Technology*, 12(11), p.1784.
- [198] Cristoforetti, G., Tognoni, E. and Gizzi, L.A., 2013. Thermodynamic equilibrium states in laser-induced plasmas: From the general case to laser-induced breakdown spectroscopy plasmas. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 90, pp.1-22.
- [199] Lazic, V. and Jovičević, S., 2014. Laser induced breakdown spectroscopy inside liquids: processes and analytical aspects. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 101, pp.288-311.
- [200] Weyl, G.M., 2020. Physics of laser-induced breakdown: an update. In *Lasers-Induced Plasmas and Applications* (pp. 1-67). CRC Press.
- [201] Lazzari, C., De Rosa, M., Rastelli, S., Ciucci, A., Palleschi, V. and Salvetti, A., 1994. Detection of mercury in air by time-resolved laser-induced breakdown spectroscopy technique. *Laser and Particle Beams*, 12(3), pp.525-530.
- [202] Vogel, A., Noack, J., Hüttmann, G. and Paltauf, G., 2007, April. Mechanisms of femtosecond laser nanoprocessing of biological cells and tissues. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 59, No. 1, p. 249). IOP Publishing.
- [203] Nedyalkov, N.N., Imamova, S., Atanasov, P.A., Tanaka, Y. and Obara, M., 2011. Interaction between ultrashort laser pulses and gold nanoparticles: nanoheater and nanolens effect. *Journal of Nanoparticle Research*, 13, pp.2181-2193.
- [204] McWeeny, R., 1973. Natural units in atomic and molecular physics. *Nature*, 243, pp.196-198.
- [205] Petrović, V. and Delibašić, H., 2019. Improved treatment of the photoionization process in the laser induced optical breakdown in the laser tissue. *UPB Sci*, pp.287-300.
- [206] Delibašić, H. and Petrović, V., 2019. Ellipticity-dependent ionization yield for noble atoms. *Chinese Physics B*, 28(8), p.083201.
- [207] Liang, X.X., Linz, N., Noack, J. and Vogel, A., 2009, June. Modelling of optical breakdown in dielectrics including thermal effects relevant for nanosecond pulses and
-

- sequences of ultra-short laser pulses. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics (p. CM_P20). Optica Publishing Group.
- [208] Davletshin, Y.R. and Kumaradas, J.C., 2016. The role of morphology and coupling of gold nanoparticles in optical breakdown during picosecond pulse exposures. *Beilstein journal of nanotechnology*, 7(1), pp.869-880.
- [209] Du, D., Liu, X. and Mourou, G., 1996. Reduction of multi-photon ionization in dielectrics due to collisions. *Applied Physics B*, 63, pp.617-621.
- [210] Tan, D., Sharafudeen, K.N., Yue, Y. and Qiu, J., 2016. Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications. *Progress in Materials Science*, 76, pp.154-228.
- [211] Muller, H.G., Tip, A. and Van der Wiel, M.J., 1983. Ponderomotive force and AC Stark shift in multiphoton ionisation. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 16(22), p.L679.
- [212] Kang, D.H., Kim, J., Noh, H.R. and Kim, S.K., 2021. Observation of the ponderomotive effect in non-valence bound states of polyatomic molecular anions. *Nature Communications*, 12(1), p.7098.
- [213] Solanas, G. and Benitah, S.A., 2013. Regenerating the skin: a task for the heterogeneous stem cell pool and surrounding niche. *Nature reviews Molecular cell biology*, 14(11), pp.737-748.
- [214] Rogov, P.U., Smirnov, S.V., Semenova, V.A., Melnik, M.V. and Bespalov, V.G., 2016, August. Investigation of interaction femtosecond laser pulses with skin and eyes mathematical model. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 737, No. 1, p. 012047). IOP Publishing.
- [215] Docchio, F., 1988. Lifetimes of plasmas induced in liquids and ocular media by single Nd: YAG laser pulses of different duration. *Europhysics Letters*, 6(5), p.407.
- [216] Sun, J., Wang, X., Wu, J., Jiang, C., Shen, J., Cooper, M.A., Zheng, X., Liu, Y., Yang, Z. and Wu, D., 2018. Biomimetic moth-eye nanofabrication: enhanced antireflection with superior self-cleaning characteristic. *Scientific reports*, 8(1), p.5438.
- [217] Delibasic, H., Petrovic, V., Petrovic, I., Molpeceres, C. and Lauzurica, S., 2021. Numerical modeling of plasma formation in skin tissues induced by nanosecond pulsed laser. *The European Physical Journal D*, 75(5), p.155.
- [218] Jiao, J., 2011. Simulation of laser-tissue thermal interaction and plasma-mediated ablation. Rutgers The State University of New Jersey, School of Graduate Studies.
- [219] Linz, N., Freidank, S., Liang, X.X. and Vogel, A., 2016. Wavelength dependence of femtosecond laser-induced breakdown in water and implications for laser surgery. *Physical Review B*, 94(2), p.024113.
- [220] Linz, N., Liang, X.X., Noack, J. and Voget, A., 2009, June. Wavelength dependence of nanosecond and femtosecond optical breakdown in water: Theoretical analysis. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics (p. CM6_6). Optica Publishing Group.
- [221] Delibasic, H., Petrovic, V. and Petrovic, I., 2020. Laser Breakdown in Water Induced by $\lambda = 532$ nm Nanosecond Pulses: Analytical Calculation of the Number Density of Free Electrons. *Journal of the Physical Society of Japan*, 89(11), p.114501

-
- [222] Zwillinger, D. and Jeffrey, A. eds., 2007. Table of integrals, series, and products. Elsevier.
- [223] Liu, J.M., 1982. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. Optics letters, 7(5), pp.196-198.
- [224] Vogel, A., Noack, J., Hüttmann, G. and Paltauf, G., 2002, June. Low-density plasmas below the optical breakdown threshold: potential hazard for multiphoton microscopy, and a tool for the manipulation of intracellular events. In Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences II (Vol. 4620, pp. 202-216). SPIE.
- [225] Sollier, A., Berthe, L. and Fabbro, R., 2001. Numerical modeling of the transmission of breakdown plasma generated in water during laser shock processing. The European Physical Journal-Applied Physics, 16(2), pp.131-139.
- [226] Gaabour, L.H., Gamal, Y.E.E.D. and Abdellatif, G., 2012. Numerical investigation of the plasma formation in distilled water by Nd-YAG laser pulses of different duration. Journal of Modern Physics, 3(10), p.1683.
- [227] Hussein, A.E., Diwakar, P.K., Harilal, S.S. and Hassanein, A., 2013. The role of laser wavelength on plasma generation and expansion of ablation plumes in air. journal of applied physics, 113(14), p.143305.
- [228] Linz, N., Freidank, S., Liang, X.X., Vogelmann, H., Trickl, T. and Vogel, A., 2015. Wavelength dependence of nanosecond infrared laser-induced breakdown in water: Evidence for multiphoton initiation via an intermediate state. Physical Review B, 91(13), p.134114.
- [229] Linz, N., Freidank, S., Liang, X.X. and Vogel, A., 2016. Wavelength dependence of femtosecond laser-induced breakdown in water and implications for laser surgery. Physical Review B, 94(2), p.024113.
- [230] Vogel, A., Linz, N., Freidank, S. and Paltauf, G., 2008. Femtosecond-laser-induced nanocavitation in water: implications for optical breakdown threshold and cell surgery. Physical review letters, 100(3), p.038102.

Прилози

Прилог 1: Списак слика

Слика 2.1. Простирање трансверзалног, раванског електромагнетног таласа. Вектори електричног поља, \vec{E} , магнетног поља, \vec{B} , и таласног вектора, \vec{k} , су међусобно нормални.

Слика 2.2. Линеарно поларизовани равански талас чији вектор електричног поља осцилује у једној равни дуж фиксне осе док се шири простором.

Слика 2.3. Илустрација циркуларног електромагнетног таласа који настаје када вектор електричног поља ротира око осе пропагације.

Слика 2.4. У елиптичној поларизацији, врх вектора електричног поља \vec{E} прати елипсу, а угао α одређује оријентацију те елипсе у односу на x – осу.

Слика 2.5. Различите конфигурације поларизације.

Слика 2.6. Електромагнетни спектар (континуум електромагнетних таласа који се разликују по таласним дужинама и енергијама).

Слика 2.7. Илустрација стимулисане апсорпције.

Слика 2.8. Илустрација спонтане емисије.

Слика 2.9. Илустрација стимулисане емисије.

Слика 2.10. У контексту нормалне насељености, број честица на енергијским нивоима опада са порастом енергије, док у стању инверзне насељености, виши енергијски нивои имају већи број честица у односу на ниже нивое.

Слика 2.11. Елементи ласерског система.

Слика 3.1. Илустрација геометрије процеса рефлексије, расејања, апсорпције и трансмисије пружа визуелни приказ ових комплексних феномена у контексту интеракције ласерског зрачења са ткивом.

Слика 3.2. Илустрација геометрије упадног, рефлектованог и преломљеног зрака са обележеним угловима: θ_i за упадни, θ_r за рефлектовани и θ_p за преломљени зрак.

Слика 3.3. Илустрација геометрије: (а) спекуларне и (б) дифузионе рефлексије.

Слика 3.4. Промене електричног и магнетног поља кроз простор и време, репрезентоване кроз векторе њихових јачина \vec{E} и \vec{H} који синусоидално флукутирају, су илустроване при: (а) s – и (б) p – поларизацији електричног поља.

Слика 3.5. Илустрација приказује геометрију и векторе поља електромагнетног таласа при интеракцији s – поларизованог упадног зрака између ваздуха (n) и ткива (n').

Слика 3.6. Илустрација приказује геометрију и векторе поља електромагнетног таласа при интеракцији p – поларизованог упадног зрака између ваздуха (n) и ткива (n').

Слика 3.7. Илустрација граничног случаја у коме важи релација: $\theta_p + \theta_r = \pi/2$.

Слика 3.8. Визуелна репрезентација резултата добијених нумеричком анализом Френелових формула при проласку електромагнетног снопа из ваздуха у ткиво за случај: (а) и (б) конституената меког ткива, $n' = 1,33$, (в) и (г) одређених епидермалних слојева коже, $n' = 1,5$ [102].

Слика 3.9. График зависности интензитета примењеног зрачења, I , од дебљине апсорбујућег слоја, l , за $\lambda = 850$ nm.

Слика 3.10. График зависности интензитета примењеног зрачења, I , од дебљине апсорбујућег слоја, l , за $\lambda = 1064$ nm.

Слика 3.11. Спектрална зависност коефицијената апсорпције ткива, μ_a , у интервалу таласних дужина $0,1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \mu\text{m}$.

Слика 3.12. График зависности коефицијената апсорпције, μ_a , коже, зида аорте и роњаче у интервалу таласних дужина $0,25 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,75 \mu\text{m}$.

Слика 3.13. Апсорпциони спектар хемоглобина, добијен као резултат нумеричке симулације у интервалу таласних дужина $250 \text{nm} \leq \lambda \leq 700 \text{nm}$.

Слика 3.14. Апсорпциони спектри хемоглобина, добијени као резултат нумеричке симулације на: (а) 275 nm, (б) 350 nm, (в) 410 nm, (г) 525 nm и (д) 600 nm и израчунате респективне вредности моларне апсорптивности, ϵ_a , и апсорбансе, \mathcal{A}_s . На панелу њ) је илустрован случај добијања минималних вредности параметара ϵ_a и \mathcal{A}_s за максималну вредност таласне дужине од 700 nm.

Слика 3.15. Илустрација геометрије Рејлијевог расејања.

Слика 3.16. Зависност интензитета расејаног зрачења у интервалу таласних дужина $300 \text{nm} \leq \lambda \leq 800 \text{nm}$.

Слика 4.1. Визуелизација феномена ласерски индукованог слома.

Слика 4.2. Визуелна репрезентација механизма фотојонизације: (а) илустрована је валентна и проводна зона материјала, (б) мултифотонска јонизација - електрон прелази у проводну зону апсорпцијом више фотона, и (в) тунелна јонизација - електрон прелази из валентне у проводну зону кроз ефекат тунеловања.

Слика 4.3. Компаративни преглед стопе Келдишове фотојонизације, $w_p^{Keldysh}$, за различите вредности: (а) таласних дужина, λ , и (б) интензитета ласерског зрачења, I .

Слика 4.4. Компаративни преглед стопа $w_p^{Keldysh}$, w_{MPI} и w_{TI} , у функцији од: (а) интензитета ласерског зрачења, I , када је таласна дужина фиксирана на 800 nm, (б) таласне дужине, λ , када је интензитет ласерског снопа фиксиран на 10^{13}W/cm^2 .

Слика 4.5. Каскадна јонизација је двостепени процес у којем електрони прво апсорбују енергију фотона, а затим долази до сударне јонизације путем међусобних судара електрона.

Слика 5.1. Зависност вероватноће фотојонизације од Келдишовог параметра, γ , при чему се γ мења у интервалу 0-1.

Слика 5.2. Зависност стопа јонизације у случају мултифотонске, w_{MPI} , и тунелне, w_{TI} , јонизације од Келдишовог параметра, γ , при чему се γ мења у интервалу 0-2.

Слика 5.3. Компаративни преглед стопа фотојонизације за $0 < \gamma < 2$, при интензитету ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, без додатних ефеката, са укљученим пондеромоторним потенцијалом и са укљученим пондеромоторним потенцијалом и Штарковим ефектом.

Слика 5.4. Компаративни преглед стопа каскадне јонизације, w_c , за различите вредности: (а) интензитета ласерског зрачења, I , и (б) Келдишовог параметра, γ .

Слика 5.5. Компаративни преглед стопа фотојонизације, w_p^{MPI+TI} и w_c , за $0 < \gamma < 1$, при фиксираном интензитету ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$.

Слика 5.6. Компаративна анализа доприноса стопа дифузије у процесима фотојонизације и каскадне јонизације за: а) константни γ параметар $\gamma = 0.01$, са променљивим интензитетом зрачења од $1 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ до $1 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, и б) фиксни интензитет ласерског зрачења, $I = 1 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$, док се вредности γ параметра мењају у распону $0 < \gamma < 1$.

Слика 5.7. Компаративна анализа доприноса стопа фотојонизације $w_p^{Keldysh}$, w_{MPI} и w_{TI} , је спроведена на таласним дужинама од 355 nm и 532 nm. Стопа мултифотонске јонизације, w_{MPI} , је линеаризирана и апроксимирана помоћу испрекидане линије.

Слика 5.8. Динамика промене густине слободних електрона током времена је анализирана у контексту утицаја различитих механизма на две специфичне таласне

дужине: (а) 355 nm и (б) 532 nm. Испрекидана крива симболизује критичну густину електрона, означену као ρ_{cr} .

Слика 5.9. Динамика промене густине слободних електрона у функцији од: (а) таласне дужине са различитим механизмима који доприносе генерисању или губитку слободних електрона, (б) времена и таласне дужине ласера.

Слика 5.10. Компаративни преглед еволуције густине слободних електрона, за различите вредности интензитета ласерског зрачења, I [W/cm^2].

Слика 5.11. Компаративни преглед резултата добијених коришћењем Једначине (5.25) и нумеричке симулације израза (5.13), за различите вредности интензитета ласерског зрачења: (а) $5,5 \times 10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$, (б) $6,5 \times 10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$, (в) $7,5 \times 10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$ и (г) $8,5 \times 10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$.

Слика 5.12. Динамика промене густине слободних електрона у функцији од: (а) таласне дужине, (б) времена и таласне дужине ласера.

Прилог 2: *Списак табела*

Табела 3.1. Оптичке густине, n' , различитих ткива измерених у опсегу таласних дужина од 456 nm до 1064 nm [102].

Табела 3.2. Експериментално измерени коефицијенти апсорпције различитих материјала биолошког порекла за две различите таласне дужине - 850 nm и 1064 nm [109].

Прилог 3: Појмови, симболи и константе

- \mathcal{A}_{mn} – Ајнштајнов коефицијент за спонтану емисију.
 \mathcal{A}_s – апсорбанса.
 \vec{B} – вектор магнетне индукције.
 \mathcal{B}_{nm} – Ајнштајнов коефицијент за стимулисану апсорпцију.
 \mathcal{B}_{mn} – Ајнштајнов коефицијент за стимулисану емисију.
 c – брзина светлости.
 c_a – концентрација апсорбујућих врста у материјалу.
 c_{ch} – специфична топлота органела које се налазе унутар ћелија ткива.
 d – дебљина узорка.
 \vec{D} – вектор електричне индукције.
 $\mathcal{D}(\epsilon_k)$ – дифузија електрона са кинетичком енергијом ϵ_k .
 e – елементарно наелектрисање.
 \vec{E} – вектор јачине електричног поља.
 E_n – енергија на енергијском нивоу n .
 E_m – енергија на енергијском нивоу m .
 f_{ch} – однос запремине хромофора у односу на ткиво.
 \mathcal{f} – функција дистрибуције.
 g – коефицијент губитака.
 h – Планкова константа.
 \vec{H} – вектор јачине магнетног поља.
 I – интензитет ласерског зрачења.
 I_p – јонизациони потенцијал.
 \vec{j} – вектор јачине струје слободних носилаца наелектрисања.
 \vec{J} – Џонсонов вектор.
 k_b – Болцманова константа.
 \vec{k} – таласни вектор.
 l – дебљина апсорбујућег слоја.
 m – маса електрона у мировању.
 m^* – ефективна маса електрона.
 \vec{M} – вектор магнетне поларизације.
 M_m – маса атома или молекула са којом се електрон судара.
 n – индекс преламања.
 n_{ch} – број хромофора у биолошком материјалу
 n_n – број атома или молекула у енергијском нивоу n .
 n_m – број атома или молекула у енергијском нивоу m .
 N_b – просечан број везаних електрона по хромофору.
 N_r – густина расејаних атома.
 \mathcal{N} – број прелаза.
 p – коефицијент појачања.
 \vec{P} – вектор електричне поларизације.
 \mathcal{R} – рефлактанса.
 $\mathcal{R}_J(t, \epsilon_k)$ – Џулова енергија.
 t – време.
 T – температура.
 v_i – брзина сударне јонизације.

$V(\epsilon_k)$ – брзина кретања слободних електрона са кинетичком енергијом ϵ_k .
 w_{CH} – стопа јонизације хромофора.
 w_D – стопа дифузије.
 w_I – стопа сударне јонизације.
 w_{MPI} – стопа мултифотонске јонизације.
 w_P – стопа фотојонизације.
 w_R – стопа рекомбинације.
 w_T – стопа термалне јонизације.
 w_{TI} – стопа тунелне јонизације.
 $w_{nm}^{St.a}$ – вероватноћа прелаза за стимулисану апсорпцију.
 $w_{mn}^{St.e}$ – вероватноћа прелаза за стимулисану емисију.
 $w_{mn}^{Sp.e}$ – вероватноћа прелаза за спонтану емисију.
 Z – таласна импеданса.
 γ – Келдишов параметар.
 ϵ – елиптичност.
 ϵ_a – линеарни моларни апсорпциони коефицијент.
 ϵ_0 – диелектрична константа вакуума.
 ϵ_r – релативна диелектрична пермитивност.
 ϵ_k – кинетичка енергија електрона.
 ζ – брзина раста броја побуђених електрона.
 θ_B – Брустеров угао.
 θ_p – рефрактовани или преломни угао.
 θ_r – рефлектовани или одбојни угао.
 θ_u – упадни или инцидентни угао.
 λ – таласна дужина.
 μ_a – коефицијент апсорпције.
 μ_0 – универзална магнетска константа.
 μ_r – релативна магнетна пермеабилност.
 π – Архимедова константа.
 ρ – густина слободних носилаца наелектрисиња.
 ρ_e – густина слободних електрона.
 ρ_e^t – густина слободних електрона настала током термалне емисије,
 ρ_{ch} – густина слободних електрона настала током јонизације хромофора.
 ρ_r – коефицијент рефлексије.
 ρ_ω – густина електромагнетног поља.
 σ – специфична проводност.
 σ_z – коефицијент расејања.
 $\tau_m(\epsilon_k)$ – степен расејања електрона.
 τ_s – средње време између два судара.
 τ_t – коефицијент трансмисије.
 \mathcal{T} – трансмитанса.
 Φ – фазна разлика.
 $\Delta\Phi$ – промена фазе светлосног таласа.
 χ_e – електрична суцептибилност.
 χ_m – магнетна суцептибилност.
 ω – угаона фреквенција.
 \vec{V} – вектор градијента.

Биографија аутора

Христина Делибашић-Марковић рођена је 17. априла 1993. године у Приштини, од оца Србољуба и мајке Бојане. Универзитетско образовање започела је уписом студија опште физике на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу 2012. године, где је дипломирала 2016. године остваривши просек оцена 9,03. Исте године, уписала је мастер студије физике, које је завршила са просечном оценом 9,40. Обранила је завршни рад под насловом „Процена утицаја магнетске компоненте ласерског поља на вероватноћу јонизације за релативистичке јачине поља” са оценом 10, под менторством проф. др Виолете Петровић. Докторске студије физике уписала је 2018. године на истом факултету. Положила је све предмете предвиђене програмом докторских студија и Статутом факултета, са средњом оценом 9,67.

Током академских година 2016/2017. и 2017/2018. ангажована је као сарадник у настави на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу. У фебруару 2019. године стиче звање асистента за област Атомска, молекулска и оптичка физика на истом факултету. Од марта 2019. године, активно је укључена у научно-истраживачки рад у оквиру пројекта Министарства просвете, науке и технолошког развоја као талентовани млади истраживач и студент докторских академских студија.

Научно-истраживачка и наставна активност Христине Делибашић-Марковић се огледа у публикавању више од четрдесет радова у научно-стручним часописима и на међународним и домаћим научно-стручним скуповима, као и у објављивању једног помоћног уџбеника. Поред научно-истраживачког искуства које је стекла у Србији, присуствовала је на вишенедељним стручним усавршавањима и студијским путовањима у Италији, Грчкој и Шпанији. Објавила је дванаест научних радова у часописима са SCI листе, од којих четири чине основу ове докторске дисертације.

Библиографија аутора

Резултати ове докторске дисертације публиковани су у виду 11 библиографских јединица, и то четири рада у научним часописима са SCI листе (M22-2, M23-2), два рада у националним часописима (M51-2), два саопштења на међународним скуповима штампаним у целини (M33-2), три саопштења на међународним конференцијама штампано у изводу (M34 - 3). Публикације 3, 5, 10, 12, 14, 15, 23, 24, 27, 29 и 30 које су наведене у библиографији су проистекле из докторске дисертације.

Као аутор или коаутор, Христина Делибашић-Марковић је објавила укупно 42 рада у научно-стручним часописима као и на међународним и домаћим научно-стручним скуповима, као и један помоћни уџбеник:

Радови публиковани у врхунским међународним часописима (категорија M₂₁)

1. Petrović, V., **Marković, H.D.** and Petrović, I., Coulomb corrected nonadiabatic instantaneous ionization rate and the electron trajectory in an elliptically polarized laser field. *Results in Physics*, p.106718, 2023; ISSN: 2211-3797.
DOI: 10.1016/j.rinp.2023.106718

Радови публиковани у истакнутим међународним часописима (категорија M₂₂)

2. Isaković, K., Petrović, V. and **Delibašić, H.**, The Contribution of the Atomic Excitation and Recollision Effect during Tunneling Ionization on the Transition Rate. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 128(2), pp.171-177, 2019; ISSN 1063-7761.
DOI: 10.1134/S1063776119010138
3. **Delibašić, H.** and Petrović, V., Ellipticity-dependent ionization yield for noble atoms. *Chinese Physics B*, 28(8), pp. 083200-1 - 083200-6, 2019; ISSN: 2058-3834.
DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/083201
4. Isaković, K., Petrović, V. and **Delibašić, H.**, Energy distribution of ejected photoelectrons in K-2V process. *Romanian Reports in Physics*, 71(203), 2019; ISSN: 1221-1451.
(<http://www.rrp.infim.ro/IP/2018/AN71203.pdf>)
5. **Delibasic, H.**, Petrovic, V. and Petrovic, I., Laser Breakdown in Water Induced by $\lambda=532$ nm Nanosecond Pulses: Analytical Calculation of the Number Density of Free Electrons. *Journal of the Physical Society of Japan*, 89(11), p.114501, 2020; ISSN: 0031-9015.
DOI: 10.7566/jpsj.89.114501

Радови публиковани у међународним часописима (категорија M₂₃)

6. **Delibašić, H.**, Isaković, K., Petrović, V. and Miladinović, T., Estimation of the Influence of the Magnetic Component on the Transition Rate in a Linearly Polarized Laser Field. *International Journal of Theoretical Physics*, 57(2), pp.406-413, 2018; ISSN 1572-9575.
DOI: 10.1007/s10773-017-3572-7

7. Isaković, K.I., Petrović, V.M. and **Delibašić, H.S.**, Simultaneous excitation and photoionization tunneling transition rate in an elliptically polarized laser field. *Laser Physics*, 28(12), p.126001, 2018; ISSN: 1054-660X.
DOI: 10.1088/1555-6611/aae184
8. Petrović, V., **Delibašić, H.** and Isaković, K., Effect of the Corrected Ionization Potential on the HHG Transition Rate in a Linearly Polarized Laser. *Acta Physica Polonica A*, 134 (6), pp. 1170-1175, 2018; ISSN: 1898-794X.
DOI: 10.12693/APhysPolA.134.1170
9. Petrovic, V., Isakovic, K. and **Delibasic, H.**, Theoretical study of the electron correlation and excitation effects on energy distribution in photon impact ionization, *Revista Mexicana de Física*, 65(3), pp.224-230, 2019; ISSN: 0035-001X.
DOI: 10.31349/RevMexFis.65.224
10. Petrovic, V. and **Delibasic, H.**, Improved treatment of the photoionization process in the laser induced optical breakdown in the laser tissue, *UPB Scientific Bulletin, Series A: Applied Mathematics and Physics*, 81(4), pp.287-300, 2019; ISSN: 1223-7027.
(https://www.scientificbulletin.upb.ro/rev_docs_arhiva/fullf3d_436236.pdf)
11. Petrović, V., **Delibašić, H.** And Petrović, I., Strong-field tunneling ionization rate based on Landau-Dykhne transition theory, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 160 (1), pp. 5-12, 2021; ISSN:1090-6509.
DOI: 10.31857/S0044451021070014,
(<http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/r/160/1/p5?a=list>)
12. **Delibasic, H.**, Petrovic, V., Petrovic, I., Molpeceres, C. and Lauzurica, S., Numerical modeling of plasma formation in skin tissues induced by nanosecond pulsed laser. *The European Physical Journal D*, 75(5), pp.1-6, 2021; ISSN: 1434-6060
DOI: 10.1140/epjd/s10053-021-00170-z

Предавање по позиву са међународног скупа штампано у изводу (M₃₂)

13. Kristina Isaković, **Hristina Delibašić**, Violeta Petrović, “K-2V process in function of LEE energy distribution”, 4th XLIC GENERAL MEETINGCOST Action CM1204, 14.03.– 16.03.2017.Prague, Czech Republic, Book of Abstracts, Editors: Miroslav Polasek, Vera Krizova (J. Heyrovsky Institute of Physical Chemistry of the CAS, v.v.i., Prague, 2017) Oral presentation at the 3rd Young Scientist Forum, p.32, ISBN: 978-80-87351-41-3.

Саопштења са међународног скупа штампано у целини (M₃₃)

14. **H. Delibašić**, V. Petrović, I. Petrović, C. Molpeceres and S. Lauzurica, Numerical Investigation of the Plasma Formation in Skin Tissue by Nanosecond Nd: YAG Laser Pulse, Proc. 30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG2020), August 24 – 28, 2020, Šabac, Serbia, Contributed Papers & Abstracts Of Invited Lectures, Topical Invited Lectures and Progress Reports, Editors: Luka Č. Popović, Duško Borka, Dragana Ilić and Vladimir Srećković, (Faculty of Mathematics - Dept. of Astronomy, Astronomical Observatory of Belgrade, Institute of Physics - University of Belgrade, Belgrade, 2020) Contributed Paper, pp.113-116. Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 99, 113-116 (2020), ISSN: 0373-3742, ISBN: 978-86-80019-94-9.
15. **H. Delibašić Marković**, V. Petrović, and I. Petrović, Analytical prediction and numerical analysis of plasma mediated ablation of skin tissue samples with nanosecond-to-femtosecond laser pulses, Proc. 32th Summer School and International Symposium

on the Physics of Ionized Gases (SPIG2022), September 5-9, 2022, Belgrade, Serbia, Contributed Papers & Abstracts Of Invited Lectures, Topical Invited Lectures and Progress Reports, Editors: Luka Č. Popović, Duško Borka, Dragana Ilić and Vladimir Srećković, (Faculty of Mathematics - Dept. of Astronomy, Astronomical Observatory of Belgrade, Institute of Physics - University of Belgrade, Belgrade, 2020) Contributed Paper, pp.101-104. Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 102, (2022), ISSN: 0373-3742, ISBN: 978-86-82296-02-7.

16. Violeta Petrović, **Hristina Delibašić Marković**, and Ivan Petrović, “Teachers and parents experiences during the covid-19 pandemic in the republic of serbia”, XI international conference of social and technological development, STED 2022, 02-05.06.2022. Trebinje, Republic of Srpska, p.711-720, ISSN 2303-498X.

Саопштења на међународним конференцијама штампано у изводу (M34)

17. Kristina Isaković, **Hristina Delibašić**, Violeta Petrović, “Energy distribution of ejected photoelectrons in K-2V process”, The sixth international school and conference of Photonics, PHOTONICA2017, 28.08.-1.09.2017. Beograd, Book of Abstracts, p. 172, ISBN 978-86-82441-46-5.
18. Violeta Petrović, **Hristina Delibašić**, Kristina Isaković, “Effect of the Corrected Ionization Potential on the High-Harmonic Generation transition rate in a linearly polarized laser field”, The sixth international school and conference of Photonics, PHOTONICA 2017, 28.08.-1.09.2017. Beograd, Book of Abstracts, p. 183, ISBN 978-86-82441-46-5.
19. Violeta Petrović, Kristina Isaković, **Hristina Delibašić**, “The theoretical study of the electron correlation and excitation effects on the energy distribution in photon impact ionization”, The second Conference of the Society of Physicists of Macedonia, CSPM, 27-30.09.2018., Ohrid, Oral presentation
(https://539abdd0-bcdb-4d1a-9a06-f1477b008b14.filesusr.com/ugd/cd2f1a_ca24f69a97094750872ebc9cb994f80d.pdf)
20. Ivan Petrović, **Hristina Delibašić**, and Violeta Petrović, “Machine learning in python: possibilities and limitations”, X International Conference Of Social And Technological Development, STED 2021, 03-06. 06. 2021. Trebinje, Republic of Srpska, p. 87, ISSN 2637-3298.
21. Ivan Petrović, **Hristina Delibašić**, and Violeta Petrović, “Designing a digital system for liquid level Indication using combinational logic circuits and microcontroller systems”, X International Conference Of Social And Technological Development, STED 2021, 03-06. 06. 2021. Trebinje, Republic of Srpska, p. 88, ISSN 2637-3298.
22. Kurtovic, M., **Delibasic Markovic, H.**, Petrovic, V. and Petrovic, I., 2021. Calculation of transition amplitude in two levels systems by application of an adiabatic approximation. VIII International School and Conference on Photonics & HEMMAGINERO workshop, ISBN 978-86-82441-53-3, p.179.
23. **Delibasic Markovic, H.**, Petrovic, V. and Petrovic, I., 2021. Optical breakdown of liquid media triggered by a wide range of laser pulse durations and its analytical application. VIII International School and Conference on Photonics & HEMMAGINERO workshop, ISBN 978-86-82441-53-3, p.148.
24. **H. Delibašić Marković**, V. Petrović, I. Petrović and S. Tošić, “Investigation and modeling of the free-electron density and temperature during the formation of laser-induced breakdown of plasma in air at various laser parameters”, III Meeting on Astrophysical Spectroscopy - A&M DATA - Atmosphere - BOOK OF ABSTRACTS

AND CONTRIBUTED PAPERS, December 6 to 9, 2021, Palić, Serbia, ISBN 978-86-82441-54-0, p. 50.

25. Ivan Petrović, Violeta Petrović and **Hristina Delibašić Marković**, “Educational software on windows and linux platforms for acquiring digital competence”, XI international conference of social and technological development, STED 2022, 02-05.06.2022. Trebinje, Republic of Srpska, p.171, ISSN 2637-3298.
26. Violeta Petrović, **Hristina Delibašić Marković**, and Ivan Petrović, “Teachers and parents experiences during the covid-19 pandemic in the republic of serbia”, XI international conference of social and technological development, STED 2022, 02-05.06.2022. Trebinje, Republic of Srpska, p.172, ISSN 2637-3298.
27. Tosić, S., Petrović, V., **Delibašić Marković, H.**, and Petrović, I., “Investigation of Laser Induced Breakdown Threshold”, IV Meeting on Astrophysical Spectroscopy - A&M DATA - Atmosphere - BOOK OF ABSTRACTS AND CONTRIBUTED PAPERS, May 30 to June 2, 2022, Fruška Gora, Serbia, ISBN 978-86-82441-57-1, p. 66.

Радови публиковани у часопису од међународног значаја (M₅₁)

28. **Delibašić, H.S.**, Petrović, V.M. and Isaković, K.I., The effects of the perturbed ionization potential and the magnetic component on the relativistic transition rate. Kragujevac Journal of Science, (40), pp.23-32, 2018; ISSN: 1450-9636.
29. **Delibašić, H.S.**, Petrović, I.D. and Petrović, V.M., Visualization of the ionization yields model of the noble atoms in an elliptically polarized laser field by using symbolic programming language. Kragujevac Journal of Science, (41), pp.25-36, 2019; ISSN: 1450-9636.
30. **Delibašić, H.S.**, Kaleris, K., Petrović, V.M. and Petrović, I.D., Numerical investigation of the plasma formation in air generated by 355 nm Nd: YAG laser pulses. Kragujevac Journal of Science, (42), pp.19-28, 2020; ISSN: 1450-9636.
31. Petrović, V.M., **Delibašić, H.S.**, and Petrović, I.D., The effect of magnetic field on the tunneling yield of ammonia molecules. Kragujevac Journal of Science, (43), pp.1-15, 2021; ISSN 2466-5509.

Предавање по позиву са скупа националног значаја штампано у целини (M₆₁)

32. Violeta Petrović i **Hristina Delibašić**, Jednostavni kompjuterski kodovi kao alat inovativnog pristupa nastavi fizike, Nastava Fizike, ISSN: 2406-2626, Broj 8, str. 31-40, XXXVII Republički seminar o nastavi fizike, Kladovo 2019.
33. Violeta Petrović i **Hristina Delibašić**, Eksperimenti iz primenjene fizike zasnovani na primeni solarne energije, Zbornik radova X Međunarodne konferencije o nastavi fizike u srednjim školama, ISBN 978-86-81182-00-0 (AG), Aleksinac 2023.

Саопштење са скупа националног значаја штампано у целини (M₆₃)

34. **Hristina Delibašić** i Violeta Petrović, Faradejev zakon elektromagnetne indukcije, Nastava Fizike, ISSN: 2406-2626, Broj 3, str. 61 – 64, XXXIV Republički seminar o nastavi fizike, Zlatibor 2016.
35. **Hristina Delibašić**, Kristina Isaković i Violeta Petrović, Električna otpornost grafitne olovke, Nastava Fizike, ISSN: 2406-2626, Broj 5, str. 29 – 32, XXXV Republički seminar o nastavi fizike, Šabac 2017.
36. **Hristina Delibašić**, Kristina Isaković, Violeta Petrović, Provera Omovog zakona korišćenjem prototipske ploče, Zbornik radova VI Međunarodne konferencije o nastavi fizike u srednjim školama, ISBN 978-86-81182-00-0 (AG), str. 53 – 59, Aleksinac 2018.

37. Violeta Petrović, **Hristina Delibašić** i Kristina Isaković, Indikator nivoa vode u menzuri, *Nastava Fizike*, ISSN: 2406-2626, Broj 6, str. 87 – 90, XXXVI Republički seminar o nastavi fizike, Kladovo 2018.
38. **Hristina Delibašić**, Kristina Isaković i Violeta Petrović, Provera ispravnosti poluprovodničkih komponenata, *Zbornik radova VII Međunarodne konferencije o nastavi fizike u srednjim školama*, ISBN 978-86-81182-00-0 (АГ), str. 31 – 38, Aleksinac 2019.
39. **Hristina Delibašić** i Violeta Petrović, Merenje vremena propagacije signala kroz digitalna logička kola, *Nastava Fizike*, ISSN: 2406-2626, Broj 8, str. 163 – 166, XXXVII Republički seminar o nastavi fizike, Kladovo 2019.
40. **Hristina Delibašić** i Violeta Petrović, Primena pogramskih jezika Wolfram i Python u nastavi fizike, *Zbornik radova VIII Međunarodne konferencije o nastavi fizike u srednjim školama*, ISBN 978-86-81182-00-0 (АГ), Aleksinac 2020.
41. **Hristina Delibašić**, Violeta Petrović i Ivan Petrović, Uticaj motivacije na stepen postignuća učenika, *Nastava Fizike*, ISSN: 2406-2626, Broj 10, str. 89 – 94, XXXVIII Republički seminar o nastavi fizike, Kopaonik 2021.
42. **Hristina Delibašić**, Violeta Petrović i Ivan Petrović, Primena softverskog alata Logisim na Windows platformi u projektovanju standardnih kombinacionih modula, ISSN: 2406-2626, Broj 11, str. 92 – 96, XXXIX Republički seminar o nastavi fizike, Divčibare 2022.

Уџбеници:

43. Виолета Петровић и **Христина Делибашић Марковић**, Практикум са збирком задатака из дигиталне електронике, издавач: Министарство просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије (програмска активност „Развој високог образовања”, назив пројекта: „Унапређење наставе из предмета дигитална електроника, дигитална обрада сигнала, методика наставе физике и методика наставе информатике”, руководилац др Виолета Петровић), штампарија: InterPrint – Крагујевац, тираж: 150 примерака, ISBN 978-86-6009-082-1, 2021. године.

Организовање међународних конференција:

- Члан организационог одбора, *The Young Scientist Symposium 2021* - Gabriele Crippa (Politecnico di Milano, Italy), **Hristina S. Delibašić** (University of Kragujevac, Serbia), Torsha Moitra (Technical University of Denmark, Denmark), Juan José Omiste Romero (Universidad Complutense de Madrid, Spain), Tomislav Piteša (Ruđer Bošković Institute, Croatia) and Vincent Wanie (CFEL, Germany) [<https://attoyss2021.github.io/organizers.html>].

Публиковани резултати докторске дисертације

Ellipticity-dependent ionization yield for noble atoms*

Hristina Delibašić[†] and Violeta Petrović

Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, 34000 Kragujevac, Serbia

(Received 15 April 2019; revised manuscript received 27 May 2019; published online 9 July 2019)

The photoionization in the frame of the Ammosov–Delone–Krainov theory has been theoretically examined for noble gases, argon, krypton, and xenon, in an elliptically polarized laser field. We consider the intermediate range of the Keldysh parameter, $\gamma \sim 1$, and analyze the influence of shifted ionization potential and temporal profile to eliminate disagreement between theoretical and experimental findings. By including these effects in the ionization rates, we solve rate equations in order to determine an expression for the ionization yield. The use of modified ionization potential shows that the ionization yields will actually decrease below the values predicted by original (uncorrected) formulas. This paper will discuss the causes of this discrepancy.

Keywords: elliptical polarization, ponderomotive potential, Stark effect, Gaussian laser pulse

PACS: 32.80.–t, 32.80.Fb

DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/083201

1. Introduction

Photoionization is a fundamental physical process that occurs when an atom or molecule absorbs light of sufficient energy to cause an electron to leave it and create a positive ion. Consequently, there has been intensive research activity in both experimental and theoretical physics^[1,2] to understand the detailed photoionization dynamics of atoms and molecules that are exposed to an external laser field. As a result, many theories were defined as the theoretical framework of these processes.^[3,4]

The first theory was developed by Keldysh who, in order to describe the ionization dynamics of atoms by intense electromagnetic fields, introduced a quasistatic tunneling picture in his paper in 1965.^[3] Following the calculation of the tunneling ionization rate for the ground state of hydrogen in a static electric field by Landau,^[5] Keldysh extended the theory to the ionization by strong electromagnetic fields. In the original derivation, he introduced the dimensionless parameter (known as Keldysh), which is defined as the ratio between the frequency of laser light ω and the frequency of electron tunneling through the potential barrier formed by Coulomb potential and electric field ω_r ,^[3] $\gamma = \omega/\omega_r = \omega\sqrt{2I_p}/F$, where I_p is the unperturbed ionization potential and F is the amplitude of the electric field. Here and throughout the paper, all equations are given in atomic units (a.u., $e = m_e = \hbar = 1$)^[6] unless otherwise stated.

As one of its central results, Keldysh theory showed that multiphoton ionization and electron tunneling are, in fact, two pathways that dominate photoionization in the strong-field regime. The ionization process in which tunneling or multiphoton regime takes place is determined by the Keldysh pa-

rameter γ . For $\gamma \gg 1$ multiphoton ionization is the dominant process, while for $\gamma \ll 1$, the tunneling is the dominant process. Yudin and Ivanov,^[7] and Ivanov *et al.*^[8] suggested that the intermediate range of the Keldysh parameter, $\gamma \sim 1$, corresponds to the nonadiabatic tunneling regime. Additionally, according to Reiss^[9] the regime when $\gamma \sim 1$ at $\lambda = 800$ nm ionization in a strong laser field can be successfully described as a tunneling process.

Over the last few years, the behavior of atoms in elliptically polarized laser fields has attracted increasing attention and still involves a wide range of topics to be studied.^[10] To shed more light on atomic ionization in an elliptically polarized field, it is necessary to extend the quasistatic tunneling theory. During the last decade, when the extension of the quasistatic tunneling picture is appropriate and which kind of extensions are valid have been extensively studied.^[11,12]

The theoretical approach to the tunneling problem is based on a single-active-electron approximation which is based on the assumption that only one electron is involved in the ionization process. The Ammosov–Delone–Krainov (ADK) theory^[4] is one of the most widely used theories in this area, which has been experimentally verified many times.^[13,14] The physical idea of this theory is based on the assumption that ionization occurs within a period of only a fraction of an optical cycle so that the laser field can be regarded as quasistatic.

Due to its simplicity, the ADK theory is commonly used in practical applications even in the intermediate range of the Keldysh parameter γ . According to this theory, the exponential growth of ionization rate, $W \propto \exp[2(2I_p)^{3/2}/3F]$, is determined primarily by the field strength F and the ionization

*Project supported by the Science Foundation from the Serbian Ministry of Education, Science and Technological Development (Grant No. 171020).

[†]Corresponding author. E-mail: hristinadelibasic@gmail.com

© 2019 Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd

<http://iopscience.iop.org/cpb> <http://cpb.iphy.ac.cn>

Laser Breakdown in Water Induced by $\lambda = 532$ nm Nanosecond Pulses: Analytical Calculation of the Number Density of Free Electrons

Hristina Delibasic^{1*}, Violeta Petrovic¹, and Ivan Petrovic²

¹Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, Kragujevac, Serbia

²Technical Collage of Applied Studies, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia

(Received July 22, 2020; accepted September 16, 2020; published online October 15, 2020)

In this paper a model for laser induced breakdown in water is presented, that includes the net gain and losses of the free electron density. In this regard we adopted a simple theoretical formulation relying on the analytical solution of a rate equation that describes the growth of the electron density due to the joined effect of multiphoton and cascade ionization processes. Here, the rate also includes the effect of electron loss due to electron diffusion and electron-ion recombination processes. The analysis considered a Nd:YAG laser radiation at a wavelength of 532 nm with 6 ns pulse duration full-width half-maximum (FWHM).

1. Introduction

Laser-induced breakdown (LIB) and plasma generation in water from short and ultrashort laser pulses have found great interest in medical applications such as laser-based ophthalmology, removal of birthmarks and tattoos, smoothing of wrinkled skin in dermatology and laser surgeries (for internal arthroscopic cutting and arterial angioplasty).^{1,2} Although analysis of the physical processes associated with this phenomenon is developing very fast, complete and detailed modeling of the mechanisms involved in the breakdown is still an open question. The increasing number of publications³⁻⁵ reflects the impressive progress which has been made in finding a precise solution that will allow for fast calculations of the time evolution of important plasma parameters.

The phenomenon of LIB in water can be initiated by two methods, multiphoton ionization (MPI) or cascade ionization (CI). In multiphoton regime, at least two photons must be absorbed simultaneously by the particle so that there is enough energy to ionize it. Because multiple photons are required for such process to occur, high laser intensities are usually required. The cascade effect usually occurs when the seed electrons absorb laser radiation during collisions with neutral particles via the inverse Bremsstrahlung (IB) absorption mechanism. When these electrons gain enough energy via IB, impact ionization of other atoms takes place, and the cascade starts leading to an exponential growth of the number of electrons. Once seed electrons are present in the laser focal volume, cascade breakdown happens only if the laser intensity exceeds a threshold above which diffusion out of the focal volume and electron-ion recombination losses are overcome. If the laser-induced heating is sufficient to reduce the losses, the free electron density increases exponentially until saturation.⁶

The model presented in this study is based on both analytical and numerical solution of a rate equation that describes the electron density variation as a result of the joint effect of CI and MPI mechanisms, as well as the loss processes that might take place during the interaction, i.e., electron diffusion and electron-ion recombination. The validity of these equations is limited within the MPI regime, where the typical Keldysh parameter γ is larger than unity, $\gamma \gg 1$.⁷ The solution is provided in a closed form, allowing

fast calculations and facilitating also its use in further evaluations of related parameters such as free electron temperature and frequency. The analytical solution is validated by comparison with evaluations of the rate equation through numerical methods for different values of the laser intensity, considering a constant ionization volume. The laser parameters are selected to correspond to standard experimental conditions used in Refs. 8 and 9.

The paper is structured as follows: After Introduction part, Sect. 2 is dedicated to the brief presentation of the basic concepts of laser-induced plasma (LIP) from nanosecond lasers in water. Here, we have also presented the methodology for solving, analytically and numerically, the rate equation of the free electron density. Section 3 presents the simulation results and comparative evaluation of the derived electron densities for different laser pulse intensities. The obtained results are also compared to recent experimental findings.^{8,9} Conclusions are summarized in Sect. 4.

2. Theoretical Framework

According to Kennedy et al.,¹⁰ for nanosecond laser pulses, no free electrons are formed for laser intensities below the optical breakdown threshold because the irradiance is too low to provide seed electrons by MPI. Once the laser intensity is high enough to provide a seed electron, cascade ionization process can begin. It proceeds very rapidly, owing to the high intensity. Performed experiments^{11,12} clearly indicated that, in this way, the electron density shoots up by 6–9 orders of magnitude within a small fraction of the laser pulse duration until the critical electron density of $\sim 10^{20}$ cm⁻³ is overshoot. Such rise is opposed by the loss of electrons within the interaction region through diffusion out of the focal volume and electron-ion recombination.

A generic rate equation that describes the time variation of the free electrons density generated by nanosecond laser pulses in water can be expressed as follows:¹²

$$\frac{d\rho_e}{dt} = W_M + W_C\rho_e - W_D\rho_e - W_R\rho_e^2, \quad (2.1)$$

where the first two terms describe the evolution of the electron density generated by the combined effect of MPI, W_M , and CI, $W_C\rho_e$. Both terms, W_M and $W_C\rho_e$, depend on the laser intensity, I , in the interaction volume and both require a minimum threshold intensity ($I_{th} \geq 10^9$ W/cm²) for

IMPROVED TREATMENT OF THE PHOTOIONIZATION PROCESS IN THE LASER INDUCED OPTICAL BREAKDOWN IN THE LASER TISSUE

Violeta PETROVIĆ¹ and Hristina DELIBAŠIĆ¹

The development of laser technology led to the discovery that laser-living tissue (cells) interactions have significant biomedical applications and can be used to perform precise surgical procedures of 'water-like' tissues (such as the eye). When the focus is located within transparent biological cells and tissues, nonlinear absorption processes initiate a laser induced optical breakdown. The threshold for breakdown is defined by a certain critical free electron density. An in depth understanding of these processes orientated our theoretical research to the development of rate equations describing electron density growth in a transparent biological media exposed to a femtosecond laser pulse. In order to provide an accurate theoretical model and to predict damage occurrence, we took into account the losses through diffusion of electrons out of the focal volume, cascade ionization and the model of photoionization based on the standard Keldysh and ADK theory.

Keywords: laser-induced breakdown, avalanche process, Keldysh theory.

1. Introduction

The advent of high-power lasers opened the door for a wide range of laser application [1, 2, 3]. The effect known as the breakdown is a very important topic due to its role in laser applications. Breakdown is an effect which can be produced by high electric field strengths. This means that after a spark the medium becomes electrically conducting. Laser-induced breakdown (LIB) can occur in any media: solid, liquid, or gas. In this paper, we deal with laser-induced breakdown in water which is of great interest for laser applications in medicine. It has been shown experimentally that the optical breakdown in water is very similar to the liquid inside the eye and other biological media [4]. In laser eye surgery, the plasmas created by LIB in the eye are used to cut intraocular tissue [5].

High-power lasers are characterized with ultra-short pulses with extremely high intensities enabling deposition of laser energy into materials in a very efficient manner. The essence of a laser application is a physical picture known as a laser-matter interaction and ionization is the main process. For these intensities, the process is nonlinear [6]. Nonlinear processes became interesting with the

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia, e-mail: hristinadelibasic@gmail.com



Numerical modeling of plasma formation in skin tissues induced by nanosecond pulsed laser

Hristina Delibasic^{1,a} , Violeta Petrovic¹, Ivan Petrovic², Carlos Molpeceres³, and Sara Lauzurica³

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, Kragujevac 34000, Serbia

² Technical College of Applied Studies, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia

³ Centro Láser, Universidad Politécnica de Madrid, C/ Alan Turing, 1, 28031 Madrid, Spain

Received 1 February 2021 / Accepted 3 May 2021 / Published online 17 May 2021

© The Author(s), under exclusive licence to EDP Sciences, SIF and Springer-Verlag GmbH Germany, part of Springer Nature 2021

Abstract. A numerical analysis is performed to investigate the comparative contribution of the mechanisms responsible for electron gain and losses in laser-induced breakdown of the skin tissues. In this regard, we adopted a simple theoretical formulation relying on the numerical solution of a rate equation that describes the growth of the electron density due to the joined effect of multiphoton, cascade and chromophore ionization processes. Here, the rate also includes the effect of electron loss due to diffusion and recombination processes. The analysis considered skin tissue irradiated by a Nd:YAG laser radiation in the 200–550 nm wavelength range with 6 ns pulse duration full-width half-maximum (FWHM).

1 Introduction

Since its first discovery, laser-induced skin tissue breakdown has been extensively studied due to its potential and promising applications in different fields, such as molecular and cellular biophysics and bioengineering [1–3]. As the pulsed laser technologies continued to advance, the foundational knowledge of laser–skin interaction mechanisms has become of crucial importance in the development of modern medicine [4, 5]. Parallel to the investigations related to medical progress in the field, laser-induced breakdown (LIB) phenomena have been extensively studied by several researchers to determine theoretically [6–8] as well as experimentally [8–10] breakdown thresholds and free electrons density distribution of the formed plasma. Although the origin of LIB in skin tissues has been investigated [11], as well as the characteristics of the breakdown process itself [12], some of the fundamental mechanisms linked to this processes remain unexplored [13]. The difficulties of answering the questions related to the breakdown structure for the ablation of a strongly absorbing skin tissue have been due to the complex nature of the processes that depend upon both the laser properties and the thickness of the epidermis [14–16], as well as due to the plasma–particle interaction processes which are time and space dependent [17]. An extensive study of the phenomena has shown that comprehension of skin tissue ablation by nanosecond pulses across the entire visible and near-infrared range is of vital importance

to the understanding of laser–tissue interaction. This may lead to new methods of tissue or pigment breakdown inside the tissue for the relatively large penetration depth afforded in a broad wavelength range.

The purpose of this study is to investigate laser-driven plasma formation in skin tissue induced by a Gaussian pulse with a full width at half the maximum (FWHM) of 6 ns at wavelengths in the range 355 nm to 532 nm. The model takes into account the generation of free electrons due to the combined effect of multiphoton, chromophore and cascade ionization processes. These processes are opposed by the loss of electrons within the interaction region through diffusion out of the focal volume and recombination. Thus, in this work, the computations focus on studying the separate contribution of each of the gain and loss processes.

The paper is structured as follows: After Introduction part, Sect. 2 is dedicated to the brief presentation of the basic concepts of laser-induced plasma (LIP) from nanosecond lasers in skin tissue. Section 3 presents the numerical simulation results and comparative evaluation of the derived electron densities for different laser wavelengths. The obtained results are also compared to available experimental and numerical findings. Conclusions are summarized in Sect. 4.

2 Theoretical model

The skin tissue is a composite structure containing the inclusions of different types and dimensions (blood vessels, nerve endings, sweat glands and hair follicles),

^a e-mail: hristina.delibasic@pmf.kg.ac.rs (corresponding author)



30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases

Šabac, Serbia,
August 24 -28, 2020

CONTRIBUTED PAPERS

&

ABSTRACTS of INVITED LECTURES,
TOPICAL INVITED LECTURES and PROGRESS REPORTS

Editors:

Luka Č. Popović, Duško Borka,
Dragana Ilić and Vladimir Srećković



БЕОГРАД
2020

NUMERICAL INVESTIGATION OF THE PLASMA FORMATION IN SKIN TISSUE BY NANOSECOND Nd: YAG LASER PULSE

HRISTINA DELIBAŠIĆ¹, VIOLETA PETROVIĆ¹, IVAN PETROVIĆ²,
CARLOS MOLPECERES³ and SARA LAUZURICA³

¹ *Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, 34000 Kragujevac, Serbia*

² *Technical Collage of Applied Studies, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia*

³ *Centro Láser, Universidad Politécnica de Madrid, C/ Alan Turing, 1. 28031, Madrid, Spain*

Abstract. A numerical analysis is performed to investigate the comparative contribution of the mechanisms responsible for electron gain and losses in laser-induced breakdown of the skin and underlying tissues. In this regard we adopted a simple theoretical formulation relying on the numerical solution of a rate equation that describes the growth of the electron density due to the joined effect of multiphoton, cascade and chromophore ionization processes. Here, the rate also includes the effect of electron loss due to diffusion and recombination processes. The analysis considered skin tissue irradiated by a Nd:YAG laser radiation in the 200 – 550 nm wavelength range with 6 ns pulse duration full-width half-maximum (FWHM).

1. INTRODUCTION

Since its first discovery in the 1980s (Anderson et al. 1981, Nakagawa et al. 1985), laser-induced skin tissue breakdown has been extensively studied due to its potential and promising applications in different fields, such as molecular and cellular biophysics and bioengineering. As the pulsed laser technologies continued to advance, the fundamental knowledge of laser-skin interaction mechanisms has become of vital importance in the development of modern medicine. Parallel to the investigations related to medical progress in the field, laser-induced breakdown (LIB) phenomena has been extensively studied by several researchers to determine theoretically, as well as experimentally, breakdown thresholds and free electrons density distribution of the formed plasma. Although the breakdown of skin tissues induced by nanosecond laser pulses has attracted active attention, complete and



**31st Summer School and
International Symposium on
the Physics of Ionized Gases**

Belgrade, Serbia,
September 5 - 9, 2022

CONTRIBUTED PAPERS
&
**ABSTRACTS of INVITED LECTURES,
TOPICAL INVITED LECTURES and PROGRESS REPORTS**

Editors:
**Dragana Ilić, Vladimir Srećković,
Bratislav Obradović and Jovan Cvetić**



**БЕОГРАД
2022**

ANALYTICAL PREDICTION AND NUMERICAL ANALYSIS OF PLASMA MEDIATED ABLATION OF SKIN TISSUE SAMPLES WITH NANOSECOND-TO-FEMTOSECOND LASER PULSES

H. DELIBAŠIĆ MARKOVIĆ¹, V. PETROVIĆ¹ and I. PETROVIĆ²

¹*Faculty of Science, Department of Physics, University of Kragujevac, Serbia
E-mail hristina.delibasic@pmf.kg.ac.rs*

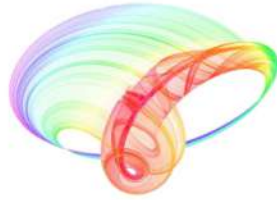
²*Academy of Professional Studies Šumadija, Department in Kragujevac, Serbia*

Abstract. Based on the assumption initially developed by Jiao and Guo 2012, in this paper, we have introduced an analytical tool that performs analysis on the free-electron evolution (FEE) in plasma-mediated ablation of the skin tissue samples. Using the proposed calculations, the FEE can be determined in an excellent agreement with that resulting from (Jiao and Guo 2012) on the nanosecond time scale. However, the compatibility between the presented analytical approaches is not satisfactory for the ultrashort laser pulses. To eliminate such inconsistency, a simple modification to the rate equation for the free-electron density has been made when including the tunneling rate instead of the multiphoton rate. Our findings confirm that the results of the presented analytical models of both short and ultra-short laser ionization process in skin tissues may have direct biomedical applications based on the use of various pulses.

1. INTRODUCTION

Throughout the past few decades, lasers have found their way into many areas of medicine and biology, with a variety of applications ranging from basic research to clinical trials (Ilna and Sitnikov 2021). While keeping up with medical advancements in the field, a theoretical understanding of laser-tissue interaction mechanisms using short and ultrashort pulsed lasers became increasingly important. As a consequence, a few models have been proposed to explain distinct laser ablation mechanisms (Ravi-Kumar et al. 2019; Zheng and Shen 2022). Among different approaches, the plasma-mediated ablation approach presented by Noack and Vogel 1999 has been most commonly used to explain the laser-induced breakdown (LIB) phenomenon while considering the case when the plasma is induced by a strong electromagnetic field. However, a small percentage of investigators remain focused on determining the "breakdown threshold" in terms of finding an exact analytical solution to calculate a critical number of free electrons generated within the laser-tissue interaction region.

Book of abstracts



PHOTONICA2021

VIII International School and Conference on Photonics

& HEMMAGINERO workshop

23 - 27 August 2021,

Belgrade, Serbia

Editors

Mihailo Rabasović, Marina Lekić and Aleksandar Krmpot

Institute of Physics Belgrade, Serbia

Belgrade, 2021

Optical breakdown of liquid media triggered by a wide range of laser pulse durations and its analytical application

H. Delibašić Marković¹, V. Petrović¹ and I. Petrović²

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac, Serbia

² Academy of Professional Studies Šumadija, Department in Kragujevac, Serbia

e-mail: hristina.delibasic@pmf.kg.ac.rs

The generation of plasmas in liquid media was investigated to derive a closed-form mathematical expression describing the free electron density and energy density of the laser-induced plasma (LIP) [1] for laser pulse durations in the range of a few nanoseconds to a few tens of femtoseconds. In doing so, we postulated that a critical seed electron density exists due to the joined effects of multiphoton ionization (MPI) [2] and cascade ionization (CI) [3]. The effect of electron losses contributed to thermal ionization (TI) [4], electron diffusion (ED) [5], and electron-ion recombination (E-IR) [6] are also taken into account. The obtained results were verified via numerical simulation. This enabled us to analyze the interplay between MPI, CI, and joined effects of losses (TI, ED, and E-IR) during the laser pulse. After an extensive research on the subject, our results indicated that for longer laser pulses the generation of free electrons is always initiated by MPI but afterward dominated by CI, while for shorter pulse duration, MPI predominates. It is also important to note that during short and ultrashort pulses, losses due to TI, ED, and E-IR during breakdown almost completely diminish. By analytically solving the free-electron density rate equation [7], we were also able to calculate the energy density of the created plasmas in a wide range of pulse durations. A good overall quantitative agreement was found between calculated and available experimental values for the free electron density and plasma energy density [8-10].

REFERENCES

- [1] A. De Giacomo and J. Hermann, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50(18), 183002 (2017).
- [2] A. Sharma, M. N. Slipchenko, M. N. Shneider, X. Wang, K. A. Rahman, and A. Shashurin, *Sci. Rep.* 8(1), (2018).
- [3] D. Woodbury, A. Goffin, R. M. Schwartz, J. Isaacs, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. Lett.* 125(13), (2020).
- [4] Y. R. Davletshin and J. C. Kumaradas, *Beilstein J. Nanotechnol.* 7, 869 (2016).
- [5] N. Linz, S. Freidank, X. X. Liang, H. Vogelmann, T. Trickl, and A. Vogel, *Phys. Rev. B.* 91(13), 134114 (2015).
- [6] P. K. Kennedy, D. X. Hammer, and B. A. Rockwell, *Prog. Quantum. Electron.* 21(3), 155 (1997).
- [7] H. Delibasic, V. Petrovic, and I. Petrovic, *Journal of the Physical Society of Japan* 89(11), 114501 (2020).
- [8] J. Noack and A. Vogel, *IEEE J. Quantum Electron.* 35(8), 115 (1999).
- [9] J. Jiao and Z. Guo, *Appl. Phys. B* 103(1), 195 (2010).
- [10] E. I. Mareev, B. V. Rumiantsev, E. A. Migal, A. S. Bychkov, A. A. Karabutov, E. B. Cherepetskaya, V. A. Makarov, and F. V. Potemkin, *Meas. Sci. Technol.* 31(8), 085204 (2020).

III Meeting on Astrophysical Spectroscopy - A&M DATA

December 6 to 9, 2021, Palić, Serbia

BOOK OF ABSTRACTS AND CONTRIBUTED PAPERS

**Edited by Vladimir A. Srećković, Milan S. Dimitrijević and
Nikola Cvetanović**

A&M DATA



UNIVERSITY OF BELGRADE | BELGRADE
INSTITUTE OF PHYSICS
NATIONAL INSTITUTE OF
THE REPUBLIC OF SERBIA

Belgrade 2021

Investigation and modeling of the free-electron density and temperature during the formation of laser-induced breakdown of plasma in air at various laser parameters

H. Delibašić Marković¹, V. Petrović¹, I. Petrović² and S. Tošić³

¹Faculty of Science, University of Kragujevac, Serbia

²Academy of Professional Studies Šumadija, Department in Kragujevac, Serbia

³Institute of Physics Belgrade, University of Belgrade, Belgrade, Serbia

The free-electron density equation and two temperature coupled equations during laser-induced ablation of air at atmospheric pressure are solved. In doing so, calculations were carried out to determine the comparative contribution of the mechanisms responsible for electron gain and losses in LIB of air. The solutions are initially obtained for the energy sources with a Gaussian distribution to describe the contribution of different pulse-width regimes. More general results provided in this study maintain the appealing aspects of other approximate solutions and reduce them under the respective conditions. Obtained results agree well with the numerical and experimental observations reported in the literature.

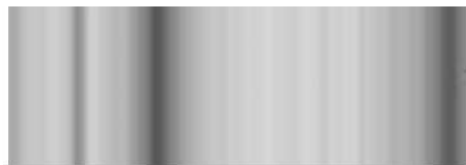
**IV Meeting on Astrophysical Spectroscopy -
A&M DATA - Atmosphere**

May 30 to June 2, 2022, Fruška Gora, Serbia

**BOOK OF ABSTRACTS AND
CONTRIBUTED PAPERS**

**Edited by Vladimir A. Srećković, Milan S. Dimitrijević,
Nikola Veselinović and Nikola Cvetanović**

A&M DATA



UNIVERSITY OF BELGRADE | BELGRADE
INSTITUTE OF PHYSICS |
NATIONAL INSTITUTE OF
THE REPUBLIC OF SERBIA

Belgrade 2022

Investigation of Laser Induced Breakdown Threshold

Violeta M. Petrović¹, Sanja D. Tošić², Hristina Delibašić Marković¹ and Ivan D. Petrović³

¹*Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, 34000 Kragujevac, Serbia*

²*Institute of Physics Belgrade, University of Belgrade, Serbia
E-mail: seka@ipb.ac.rs*

³*Technical Collage of Professional Studies Šumadia, Department in Kragujevac, Serbia*

The phenomenon of laser-induced breakdown (LIB) in the air attracted great interest after the invention of the Ruby laser (see Damon et al. 1963). It occurs due to the interaction of the laser with a considered target when the laser pulse energy is greater than that of the binding electrons, involving different ways to create plasma. The initial step is photoionization (PI), which is followed by induced avalanche ionization (AI). As a result, a vast increase in the free electron density, $\rho(t)$, occurs. Usual way to describe their evolution is by the rate equation (see Vogel et al. 2005):

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = \left(\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \right)_{PI} + \eta \rho(t) - g \rho(t) - \alpha \rho(t)^2.$$

The first two terms on the right side of the equation describe PI and AI rates, respectively, while the losses terms (due to diffusion $-g\rho(t)$ and recombination $-\alpha\rho(t)^2$) enter with a minus sign.

Even though LIB is a threshold-like process in terms of peak laser pulse strength (Polynkin et al. 2011, Shneider et al. 2012), defining the LIB threshold (LIBT) has long been recognized as an important challenge for developing methods that can produce trustworthy results.

Depending on the general-purpose, there are several types of evaluations that can be conducted to calculate the value of LIBT. For instance, according to Breischenk (2013), the portion of the laser pulse which initiates the plasma formation becomes equal to the LIBT.

The theoretical estimation of LIBT can be done by using the standard rate equation (see Keldysh 1964, Vogel 2005). According to Bekefi (1976) the LIBT in air, I_{th} , is given as:

$$I_{th} = \left(\frac{8 \times 10^2}{P t_p \lambda^2} \right) (1 + 4.5 \times 10^{-6} P^2 \lambda^2) (1 + 2 \times 10^8 P t_p),$$

where P is pressure, while t_p and λ denote pulse duration and wavelength of the applied laser, respectively.

VISUALIZATION OF THE IONIZATION YIELDS MODEL OF THE NOBLE ATOMS IN AN ELLIPTICALLY POLARIZED LASER FIELD BY USING SYMBOLIC PROGRAMMING LANGUAGE

Hristina S. Delibašić*, Ivan D. Petrović and Violeta M. Petrović

University of Kragujevac, Faculty of Science, Radoja Domanovića 12,
34000 Kragujevac, Serbia

*Corresponding author; E-mail: hristinadelibasic@gmail.com

(Received March 31st, 2019; Accepted April 30th, 2019)

ABSTRACT. In this paper, we analyzed the influence of ponderomotive and Stark shifts on the ionization yield for krypton and xenon atoms for a monochromatic wave with elliptical polarization. A brief description of the dependence of the ionization yield on the field intensity and laser wavelength is given with respect on the pulse duration and the temporal laser beam distribution. In addition, we discussed the possibility of implementing Wolfram Research technologies as a tool for generating interactive graphs based on our theoretical results. The advantage of using such plots is reflected in the fact that all calculations can be done in real time, while input parameters are manipulated with adjustable sliders, and the graphical output can be obtained almost instantaneously.

Key words: ionization yield, corrected ionization potential, Wolfram Mathematica, interactive graphics.

INTRODUCTION

Photoionization, which occurs when an atom or molecule absorbs light of sufficient energy to cause an electron to leave and create a positive ion, is behind many recent breakthroughs marking this decade of attosecond science (BUCKSBAUM, 2015). Up to now, multiple theoretical approaches (KELDYSH, 1965; REISS, 1991; AMMOSEV *et al.*, 1986) have been developed in order to understand the detailed photoionization dynamics of atoms and molecules that are exposed to the external laser field.

Based on early experimental observations, Keldysh conceived a quasistatic tunneling picture first in his 1965 paper (KELDYSH, 1965). As one of its central results, Keldysh introduced a single physical parameter - the Keldysh gamma parameter, $\gamma = \omega\sqrt{2I_p}/F$, in order to determine what regime a particular interaction belongs to. Here ω and F are the frequency and the amplitude of the laser field and I_p is unperturbed ionization potential. Generally speaking, the multiphoton regime is dominant process when $\gamma \gg 1$, while a small Keldysh parameter, $\gamma \ll 1$, corresponds to the case when quasistatic tunneling theory becomes valid. YUDIN and IVANOV (2001) suggested that for the intermediate range of the Keldysh parameter, $\gamma \sim 1$, multiphoton and tunnel ionization in strong laser fields co-exist. Additionally, according to REISS (2008), even when γ is greater than one at $\lambda = 800$ nm ionization in a strong laser field can successfully be described as a tunneling process. Unless

NUMERICAL INVESTIGATION OF THE PLASMA FORMATION IN AIR GENERATED BY 355 nm Nd:YAG LASER PULSES

Hristina S. Delibašić^{1*}, Konstantinos Kaleris², Violeta M. Petrović¹, Ivan D. Petrović³

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, 34000 Kragujevac, Serbia

² Audio & Acoustic Technology Group, Wire Communications Laboratory, Department of Electrical & Computer Engineering, University of Patras, 26500 Rio, Greece

³ Technical College of Applied Studies, University of Kragujevac, 34000 Kragujevac, Serbia

*Corresponding author; E-mail: hristina.delibasic@pmf.kg.ac.rs

(Received April 14, 2020; Accepted June 9, 2020.)

ABSTRACT. In the present work, a numerical analysis is performed to investigate the comparative contribution of the mechanisms responsible for electron gain and losses in laser-induced breakdown. In this regard, we adopted a simple theoretical formulation relying on the numerical solution of a rate equation that describes the growth of the electron density due to the joined effect of multiphoton and cascade ionization processes. The rate equation also includes the effect of electron loss due to diffusion, attachment and recombination processes. The analysis considered atmospheric air irradiated by a Nd:YAG laser radiation at a wavelength of 355 nm with 5 ns pulse duration full-width half-maximum (FWHM).

Keywords: laser-induced breakdown, numerical calculation, free electron density.

INTRODUCTION

Since its first discovery in the mid-1960s (ZEL'DOVICH and RAIZER, 1967), laser-induced breakdown in the air has been extensively studied due to its potential and promising applications in the laboratories ranging from few-cycle optical pulses and high order harmonic generation (TOSA *et al.*, 2003), light detection and lightning protection (TZORTZAKIS *et al.*, 2001) to diagnostic techniques such as laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) and laser electronic excitation tagging (DOUCET *et al.*, 2011). Parallel to the experimental progress in the field, many theoretical approaches have been developed to describe the temporal evolution of the free electron density and temperature in laser-induced plasmas (LIP) (MORGAN, 1975; MARCH *et al.*, 2009). Nevertheless, the complete description of the mechanisms involved in the laser-induced breakdown of the air is still an open scientific field.

Laser-induced breakdown (LIB) can be defined as the formation of an ionized gas during or by the end of the laser pulse (SINGH and THAKUR, 2007). As described in the pioneering work of Zel'dovich and Raizer (ZEL'DOVICH and RAIZER, 1967), during the rise time

ИЗЈАВА АУТОРА О ОРИГИНАЛНОСТИ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Изјављујем да докторска дисертација под насловом:

Теоријско-нумеричка метода за одређивање параметара јонизације и електронске концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима биолошког порекла

представља *оригинално ауторско дело* настало као резултат *сопственог истраживачког рада*.

Овом Изјавом такође потврђујем:

- да сам *једини аутор* наведене докторске дисертације,
- да у наведеној докторској дисертацији *нисам извршио/ла повреду* ауторског нити другог права интелектуалне својине других лица,

У Крагујевцу, 17.07.2023. године,



потпис аутора

**ИЗЈАВА АУТОРА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНЕ И ЕЛЕКТРОНСКЕ ВЕРЗИЈЕ
ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Изјављујем да су штампана и електронска верзија докторске дисертације под насловом:

Теоријско-нумеричка метода за одређивање параметара јонизације и електронске
концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима
биолошког порекла

истоветне.

У Крагујевцу, 17.07.2023. године,


потпис аутора

ИЗЈАВА АУТОРА О ИСКОРИШЋАВАЊУ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Ја, Христина Делибашић-Марковић,

- дозвољавам
 не дозвољавам

Универзитетској библиотеци у Крагујевцу да начини два трајна умножена примерка у електронској форми докторске дисертације под насловом:

Теоријско-нумеричка метода за одређивање параметара јонизације и електронске концентрације у процесима интеракције импулсног ласерског зрачења са материјалима биолошког порекла

и то у целини, као и да по један примерак тако умножене докторске дисертације учини трајно доступним јавности путем дигиталног репозиторијума Универзитета у Крагујевцу и централног репозиторијума надлежног министарства, тако да припадници јавности могу начинити трајне умножене примерке у електронској форми наведене докторске дисертације путем *преузимања*.

Овом Изјавом такође

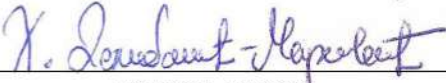
- дозвољавам
 не дозвољавам¹

¹ Уколико аутор изабере да не дозволи припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од *Creative Commons* лиценци, то не искључује право припадника јавности да наведену докторску дисертацију користе у складу са одредбама Закона о ауторском и сродним правима.

припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од следећих *Creative Commons* лиценци:

- 1) Ауторство
- 2) Ауторство - делити под истим условима
- 3) Ауторство - без прерада
- 4) Ауторство - некомерцијално
- 5) Ауторство - некомерцијално - делити под истим условима
- 6) Ауторство - некомерцијално - без прерада²

У Крагујевцу, 17.07.2023. године,


потпис аутора

² Молимо ауторе који су изабрали да дозволе припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од *Creative Commons* лиценци да заокруже једну од понуђених лиценци. Детаљан садржај наведених лиценци доступан је на: [http://creativecommons.org/rs/](http://creativecommons.org.rs/)