

Математичка гимназија

МАТУРСКИ РАД

- из физике -

Оптичка црна рупа као апсолутно црно тело

Ученик:
Богдан Рајков IVd

Ментор:
Иван Станић

Београд, мај 2020.

Садржај

1	Увод	3
2	Континуални модел оптичке црне рупе	3
3	Експериментална реализација оптичке црне рупе	5
4	Дискретни модел оптичке црне рупе	7
4.1	Симулација модела	7
4.2	Одређивање и максимизација ефикасности	10
4.3	Резултати и дискусија	11
5	Закључак	13
6	Литература	14

1 Увод

Концепт потпуне апсорпције светлости често се јавља у теоријској физици, где је појам апсолутно црног тела био кључан у развијању теорије топлотног зрачења и чији спектар често служи као апроксимација за спектре реалних тела. Ипак, у практичним реализацијама потпуна апсорпција за сада остаје недостижна. Један од првих метода за конструкцију потпуно "црног" тела датира још из 1895. и приписује се Вилхелму Вину и Оту Лумеру [1]. Њихов дизајн, назван *Hohlraum* (нем. шупљина, празан простор), састојао се од кутије од платине чија је унутрашњост била обојена у црно и која је у једном свом зиду имала малу рупу. Светлост која уђе у рупу излази из ње са веома малом вероватноћом, па из рупе излази претежно топлотно зрачење чији се спектар поклапа са спектром апсолутно црног тела на температури шупљине. Приступипопут овог користе се и данас, најчешће за калибрисање инфрацрвених термалних камера. Ипак, у скорије време највећи напредак у конструкцији апсолутно црног тела остварен је уз помоћ метаматеријала. Метаматеријал је свеобухватан назив за материјале конструисане тако да поседују својства која се не срећу у природи. Због своје ширине, и у класи метаматеријала појављује се више приступа проблему потпуне апсорпције. Прошле године, научници са МИТ-а су уз помоћ нанотуба од угљеника направили материјал који упија 99.995% светлости која га погоди [2]. Иако је ово тренутно "најцрњи" материјал за који знамо, тренутно не постоји теорија која би објаснила овај феномен, па је тешко рећи како би се овај приступ могао побољшати.

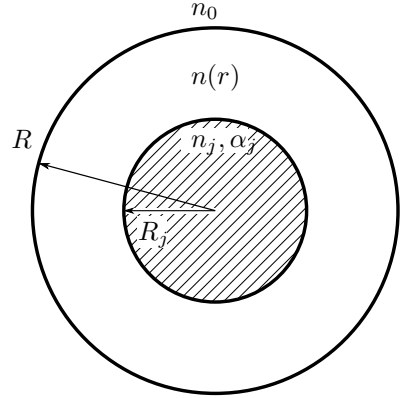
У овом раду биће изложен приступ проблему потпуне апсорпције помоћу оптичке црне рупе. Циљ овог апарата је да пажљивом контролом електромагнетних својстава материјала створи хоризонт догађаја за светлост [3, 4]. Сва светлост која једном пређе овај хоризонт догађаја не може то учинити поново и остаје заробљена, баш као и код астрономских црних рупа. Опонашање гравитационог хоризонта је првобитно предложено као начин да се експериментално провери постојање Хокинговог зрачења [5, 6, 7], што је фронт на ком се и даље активно врши истраживање [8]. Ипак, аспект оптичких црних рупа којим се бави овај рад је могућност да се стварањем ефективног хоризонта догађаја створи и апсолутно црно тело. Овакав приступ први пут је теоријски изложен 2009. године [9], а прва експериментална реализација остварена је већ следеће године, додуше у уском спектру микроталасних фреквенција [10]. Оптичке црне рупе могле би да, између осталог, имају примену у сакупљању соларне енергије и смањивању шума приликом преноса сигнала [9, 10].

2 Континуални модел оптичке црне рупе

Као што је већ споменуто, методи за конструисање апсолутно црних тела стари су скоро колико и сам концепт апсолутно црног тела. У односу на претходне приступе, оптичка црна рупа који су предложили Нариманов и Килдишев [9] пружа две предности: потпуна апсорпција постиже се за све правце долазног зрачења, као и за све фреквенције. Предложени приступ ослања се на прецизну контролу електромагнетних својстава материјала коју омогућавају метаматеријали. На овај начин могуће је створити ефективни потенцијал који одређује кретање светлосних зрака и формира оптичку црну рупу.

Да би се обезбедила подједнака ефикасност, независно од смера надолазеће светлости, уводи се симетрија - сферна или цилиндрична - у зависности од које се оптичка црна рупа моделира редом као сфера или као бесконачно дугачак цилиндар. Пошто из оба приступа следе исте једначине, на даље ће бити разматран само случај сферне симетрије. У том слу-

чају посматра се сфера одрађеног полупречника R чији индекс преламања зависи само од удаљености од центра сфере. Такође се уводи и језгро оптичке црне рупе, полупречника R_j , на које се доводи сва светлост која уђе у сферу и унутар ког долази до апсорпције светлости. Ово језгро може нпр. представљати језгро соларне ћелије. Уз ове дефиниције, зависност индекса преламања може се записати као:



$$n = \begin{cases} n_j, & r < R_j \\ n(r), & R_j < r < R \\ n_0, & R < r \end{cases} \quad (2.1)$$

Слика 1: Попречни пресек оптичке црне рупе и зависност индекса преламања од r

Овде n_0 означава индекс преламања средине која окружује поставку, а n_j индекс преламања унутар језгра. Поред тога, уводи се и константа α_j која одређује јачину апсорпције унутар језгра. Ако се зрак простире дуж z -осе кроз дисипативну средину апсорпционог коефицијента α , онда се интензитет тог зрака мења по једначини 2.2. Коефицијент апсорпције, као и индекс преламања, зависе од релативне диелектричне пермитивности ϵ_r и релативне магнетне пермеабилности μ_r материјала, као и од таласне дужине светлости. Ова зависност може се видети у једначинама 2.3 - 2.6 [11]¹

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (2.2)$$

$$I_0 \equiv I(z = 0)$$

$$n = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{(\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2) (\mu_r'^2 + \mu_r''^2)} + \epsilon_r' \mu_r' - \epsilon_r'' \mu_r'' \right)} \quad (2.3)$$

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{(\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2) (\mu_r'^2 + \mu_r''^2)} - \epsilon_r' \mu_r' + \epsilon_r'' \mu_r'' \right)} \quad (2.4)$$

$$\epsilon_r \equiv \epsilon_r' + i\epsilon_r'' \quad (2.5)$$

$$\mu_r \equiv \mu_r' + i\mu_r'' \quad (2.6)$$

Потребно је још одредити функцију $n(r)$, односно услове које она мора задовољити да би горенаведена поставка представљала оптичку црну рупу. Као прво, да би се избегла рефлексија на границама између сфере и спољашњости и између сфере и језгра, индекси преламања

¹Извођење у овом раду је урађено у случају када је $\epsilon_r \in \mathbb{C}$, $\mu_r = 1$, али исти поступак се може применити и када $\epsilon_r, \mu_r \in \mathbb{C}$

се на тим границама морају поклапати. Ово је директна последица Френелових једначина (више о томе у делу 4.1). Од свих могућих функција индекса преламања $n(r)$, за испитавање је одабрана фамилија функција $n(r) = n \left(\frac{R}{r}\right)^k$, $k \in \mathbb{R}$. Ова фамилија обухвата квалитативно веома различите функције које су и даље веома једноставног облика, па су захвалне за аналитичка израчунавања.

У општем случају израчунавање путање светлосног зрака је веома тежак проблем. Стога се уводи додатна претпоставка да је оптичка црна рупа много већих димензија од таласне дужине светлости која је погађа. Гледајући из угла таласа, то је еквивалентно тврдњи да се оптички параметри материјала који гради оптичку црну рупу споро мењају. Под овом претпоставком, могу се извести Хамилтонове једначине (2.7) које одређују кретање светлости [12]. Овде \mathbf{q} означава вектор положаја зрака светлости који пратимо, \mathbf{k} означава његов таласни вектор, а ω кружну фреквенцију.

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{k}}{dt} &= -\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{q}} \\ \frac{d\mathbf{q}}{dt} &= \frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}} \\ \omega &= \frac{ck}{n(q)}\end{aligned}\tag{2.7}$$

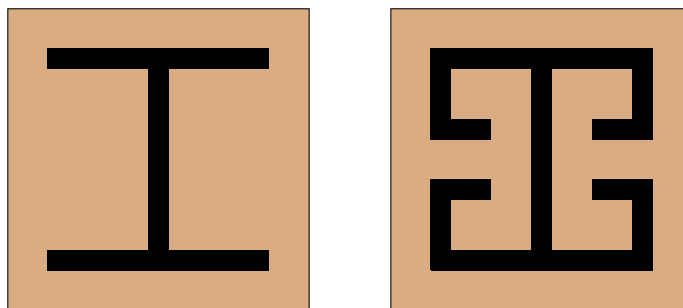
Користећи ове једначине, могуће је доћи до аналитичког решења за путању зрака у задатој оптичкој црној рупи. Решење је овде изостављено ради сажетости, али се може пронаћи у [9]. Из тог решења следи да све функције из испитаване фамилије за које важи да је $k \geq 1$ чине оптичку црну рупу. Повећавањем вредности параметра k драстично се повећава вредност индекса преламања и његовог градијента у близини језгра. Ово је проблематично из два разлога: велики градијент индекса преламања може да наруши претпоставку под којом су изведене Хамилтонове једначине, а велика вредност индекса преламања отежава практичну израду оптичке црне рупе. Због тога се за "основну" оптичку црну рупу узима она код које је $k = 1$, што је и даље довољно за постизање ефекта. У том случају зависност индекса преламања црне рупе добија облик из једначине 2.8. Поред тога, да би се обезбедили једнаки индекси преламања на граници са језгром, R_j више није слободан параметар, већ мора важити да је $R_j = R \frac{n_0}{n_j}$.

$$n = \begin{cases} n_j, & r < R_j \\ n_0 \frac{R}{r}, & R_j < r < R \\ n_0, & R < r \end{cases}\tag{2.8}$$

3 Експериментална реализација оптичке црне рупе

Прва експериментална реализација оптичке црне рупе представљена је у [10] и ослања се на теоријски модел који је управо дискутован. Пошто све оптичке карактеристике материјала зависе од фреквенције светлости, постизање потпуне апсорпције на спектру фреквенција постаје много теже са проширивањем тог спектра. Конструкција у овом раду је стога од почетка ограничена на узак спектар микроталасних фреквенција. Штавише, унапред је одабрана "радна фреквенција" од $\nu = 18\text{GHz}$ на којој се тестирају перформансе оптичке црне рупе. Одабир радне фреквенције у микроталасном делу спектра доноси две предности. Као прво, омогућава се коришћење резонаторских материјала чија се резонантна фреквенција по-

клапа са радном фреквенцијом. Као последица, ови материјали се на радној фреквенцији одликују већим индексом преламања и већом апсорционом константом. Као друго, бирање радне фреквенције у микроталасном режиму омогућава лаку конструкцију структура чије су димензије мање од таласне дужине светлости. Испуњавањем неке средине овим структурама могу се контролисати њени оптички параметри. У овом раду, за израду омотача језгра коришћена је нерезонаторска "I" јединична структура (енг. *I-shaped structure*), а за израду језгра коришћен је ELC резонатор (енг. *electric field driven LC resonator*). На слици 2 може се видети дизајн ових структура. Величина обе јединичне структуре је мања од 1.8mm, док је у вакууму и на радној фреквенцији таласна дужина светлости $\lambda = 16.67\text{mm}$. Сама оптичка црна рупа се састоји од 60 концентричних слојева, а сваки слој је танка плоча на коју се гравирају поменуте јединичне структуре. Радијални градијент индекса преламања постиже се променом величине I јединице у сваком слоју, док је у истом слоју величина свих јединица иста. Пошто су оптички параметри константни у упијајућем језгру, сви ELC резонатори су исте величине. Унутар језгра, индекс преламања и апсорциона константа су $n_r = 2,52$ и $\alpha_r = 141,4$ за светлост која се простире радијално, односно $n_\phi = 2,78$ и $\alpha_\phi = 237,8$ за светлост која се простире азимутално. У омотачу језгра, индекс преламања прати теоријску зависност, док је апсорциона константа занемарљива.



Слика 2: Облик I (лево) и ELC (десно) јединичне структуре

Да би се проценио удео апсорпције који ова оптичка црна рупа постиже за микроталасне фреквенције, упоређивани су резултати симулације и експеримента за различите случајеве упадног зрачења. Симулација експерименталне поставке је изведена јер је у експерименталној поставци тешко одредити удео апсорпције, па је тај удео рачунат у симулацији, док се симулација и експеримент пореде помоћу дистрибуције амплитуде електричног поља у околини оптичке црне рупе. На слици 3 могу се видети ове дистрибуције у различитим поставкама. Први случај, слике (a) и (b), представља резултат симулације за Гаусов сноп² светлости на радној фреквенцији када правац снопа редом пролази, односно не пролази кроз центар сфере. Можемо приметити да се зраци усмерени ка центру директно упијају у језгру, док остале зраке спољашњи омотач спирално увлачи ка језгру, где и они бивају апсорбовани. Резултат су веома високи удели апсорпције: 99.94% и 98.72%, редом. Гаусовски сноп је изабран јер се најчешће појављује у оптици, али га је експериментално тешко направити у микроталасном режиму. Остале поставке због тога користе узак сноп који се у експерименту остварује релативно једноставно. На сликама (c) и (d) налазе се резултати симулације сличне оној у (a)

²Гаусов сноп (енг. *Gaussian beam*) је сноп монохроматских зракова код ког је профил амплитуде попречног пресека снопа дат нормалном (Гаусовом) расподелом.

и (b), са тим што је коришћен узак снап уместо Гаусовског. Удео апсорпције на слици 3(c) је 99.55%, поново близу потпуне апсорпције. Сlike (e) и (f) представљају експериментално добијене дистрибуције за поставке као у (c) и (d), редом. Као што се може видети, у оба случаја симулирани и експериментални резултат показују добро поклапање.

Овај рад приказује да је теоретски дизајн оптичке црне рупе могуће реализовати и експериментално уз веома добре резултате. У микроталасном режиму, посебно на радној фреквенцији, експериментална оптичка црна рупа упија скоро сво упадно зрачење. Добро слагање између теорије и експеримента показује да су метаматеријали одлични кандидати за даље експерименте са оптичким црним рупама.

4 Дискретни модел оптичке црне рупе

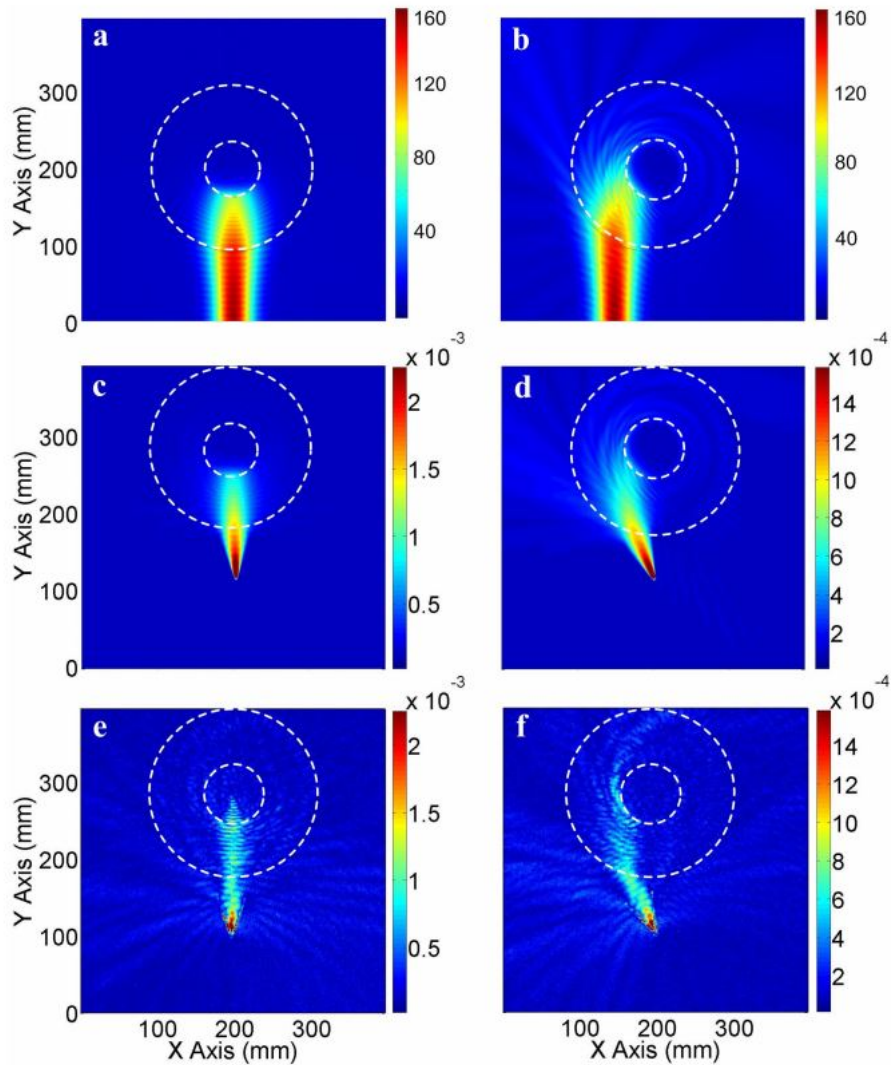
Пошто је експериментална реализација оптичке црне рупе показала да је теоретски дизајн вредан истраживања, у нашем раду Филип Миљевић и ја смо покушали да откријемо да ли можемо поједноставити израду оптичке црне рупе која би функционисала за оптичке фреквенције, а да у исто време задржимо висок удео апсорпције. Једна од потешкоћа са реализацијом оптичке црне рупе у оптичком спектру је немогућност коришћења материјала са коефицијентима апсорпције попут оних из [10]. Стога у нашем симулацијама ми ограничавамо индекс преламања са $n_{max} = 3$ и коефицијент апсорпције са $\alpha_{max} = 1$. Мала вредност коефицијента апсорпције би се у теорији надоместила тиме што би се уместо само у језгру апсорпција вршила у целој запремини оптичке црне рупе. Поред тога што уклањамо језгро, наш модел оптичке црне рупе се, по узору на експерименталну реализацију, састоји од релативно малог броја љуски са константним индексом преламања. Да би проблем остао сферно симетричан, сфера се дели на концентричне љуске. Свака од ових љуски се описује са два параметра: спољашњим полупречником и индексом преламања, док је унутрашњи полупречник једне љуске одређен спољашњим полупречником претходне љуске. Такође, спољашњи полупречник најшире љуске је фиксиран, јер он одређује величину целе сфере. У том случају, зависност индекса преламања може се представити на следећи начин:

$$n(r) = \begin{cases} n_1, r \leq R_1 \\ n_2, R_1 < r \leq R_2 \\ \vdots \\ n_k, R_{k-1} < r \leq R_k \\ n_0, R_k < r \end{cases} \quad (4.1)$$

Најзначајнија разлика до које долази при преласку на дискретан модел јесте да, због коначне разлике индекса преламања између слојева, долази до рефлексије зрака на границама слојева. Ово је уједно и главни ограничавајући фактор потпуној апсорпцији светлости када је у питању овај модел. Такође, у нашем модеу уклоњено је језгро до ког можемо да доведемо све зраке, па апсорпцију светлости вршимо у целој сфери, са неким истим унапред одређеним коефицијентом апсорпције α .

4.1 Симулација модела

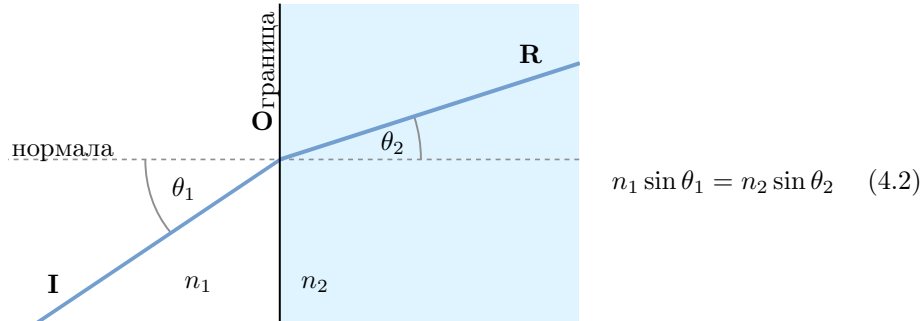
Када се симулира простирање светлости у дискретном моделу, потребно је прилагодити метод симулације. У случају континуалног модела, индекс преламања је диференцијабилна



Слика 3: Дистрибуција амплитуде електричног поља за различите поставке на радној фреквенцији. Кругови представљају границе језгра и његовог омотача. Слика преузета из [10]

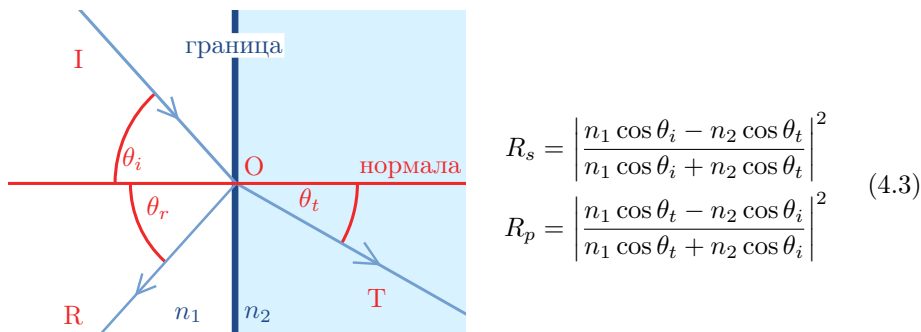
- (a) Резултат симулације за Гаусовски снап светлости усмерен ка центру сфере
- (b) Резултат симулације за Гаусовски снап светлости који не пролази кроз центар сфере
- (c) Резултат симулације за узак снап усмерен ка центру
- (d) Резултат симулације за узак снап усмерен под углом у односу на центар
- (e) Експериментални резултат за узак снап усмерен ка центру
- (f) Експериментални резултат за узак снап усмерен под углом у односу на центар

функција у простору, и путања зрака се може израчунати помоћу једначине 2.7 и неког метода за нумеричку интеграцију. У овом раду приликом провере резултата из [9] коришћена је Рунге-Кута метода 4. реда. Са друге стране, у дискретном случају није могуће ослонити се на нумеричку интеграцију због скокова у вредностима индекса преламања. Овај проблем се решава коришћењем Снеловог закона и Френелових једначина, слике 4 и 5. Уз Снелов закон, симулација се своди на два корака: док год је зрак у једној средини, креће се праволинијски, а када наиђе на границу између две средине израчунамо правац новог, рефрактованог, зрака. У дискретном модел овај метод је бржи и прецизнији од решавања диференцијалних једначина.



Слика 4: Поставка Снеловог закона

Поред рефракције, на границама између слојева долази и до рефлексије зрака. Френелове једначине говоре нам колики је интензитет рефлектоване, а колики рефрактоване светлости. Ове једначине следе из граничних услова за електромагнетно поље, под претпоставком да је средина у оптичкој црној рупи немагнетна, $\mu(r) = \mu_0$. Ови интензитети зависе од поларизације светлости, па се уводе s и p поларизација: s поларизација се односи на зрак код ког је електрично поље нормално на раван упадног и одбијеног зрака, док се p поларизација односи на зрак код ког електрично поље лежи у равни упадног и одбијеног зрака. У току симулације, интензитети зрака за ове две поларизације се чувају одвојено, а када зрак први пут погоди сферу, сматра се да је он неполаризован, тј. има једнак интензитет за обе поларизације. Величине R_s и R_p називамо *рефлектансе*, да би нагласили разлику између овог појма и раније коришћеног коефицијента апсорпције α .



Слика 5: Френелове једначине

4.2 Одређивање и максимизација ефикасности

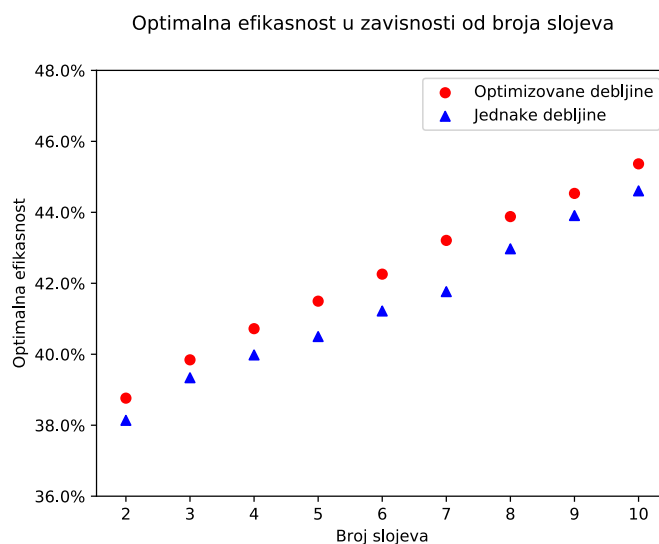
У циљу проналажења дискретног модела оптичке црне рупе са најбољим перформансама, потребан је критеријум по ком ће се оцењивати ефикасност оптичке црне рупе. Најједноставнији кандидат за оцену ефикасности је свакако удео интензитета светлости који се апсорбује у црној рупи када се она погоди зраком. Овај удео узима вредност између 0 и 1, при чему се максимална ефикасност достиже управо за оптичку црну рупу. Да бисмо уклонили зависност ефикасности од угла под којим зрак улази у сферу, поменути удео се рачуна за велик број зрака који погађају сферу под различитим угловима, а затим се рачуна просечан удео, односно просечна ефикасност оптичке црне рупе. Приликом оптимизације, ако повећавамо број слојева који чине сферу, могуће је све више приближити се континуалном моделу оптичке црне рупе. За очекивати је да се у том случају и ефикасност повећава и тежи јединици за велик број слојева. Стога је најинтересантнија вредност при оптимизацији управо максимална ефикасност при одређеном броју слојева.

Да би се јединствено описао дискретан модел оптичке црне рупе састављен од k слојева потребно је $2k - 1$ параметара: сваки слој осим последњег се описује спољашњим полупречником и индексом преламања, док је последњи слој одређен само индексом преламања. Аналитичка оптимизација дискретног модела практична је само када се модел састоји од неколико слојева. Пошто нас занима ефикасност и за веће вредности k , тражење најефикаснијег модела оптичке црне рупе врши се алгоритмом за оптимизацију. Нажалост, алгоритми за оптимизацију се ослањају на израчунавање појединачних вредности функције у великом броју тачака, па не могу гарантовати проналажење глобалног минимума функције. Да би се превазишао овај проблем, претрага коју алгоритам врши се покреће из више "почетних тачака" из домена функције. За ефикасност оптичке црне рупе, тачке из домена функције су управо дискретни модели са различитим параметрима. Још једна мана алгоритма за оптимизацију је то што њихова брзина драстично опада са повећањем "простора претраге", тј. домена функције. У нашем случају, простор претраге има $2k - 1$ димензију, по једну за сваки параметар потребан за описивање модела. За оптимизацију је одабран Nelder-Mead алгоритам [13] као најефикаснији алгоритам за оптимизацију који може да оптимизује функције чији градијент није познат или не постоји.

У првој симулацији, оптимизовани су спољашњи полупречници и индекси преламања сваког слоја, са тим што је спољашњи полупречник најширег слоја фиксиран. За оптимизацију 2 слоја, почетне тачке су равномерно распоређене по простору претраге, а за више слојева почетне тачке су одређиване уз помоћ крајњих тачака симулација за мањи број слојева. Ако је при претрази за k слојева пронађен одређени минимум, почетна тачка за претрагу $k + 1$ слоја се формира тако што се најдебља љуска тог минимума подели на два слоја једнаке дебљине, а у оба нова слоја се задржава стара вредност индекса преламања. Овај поступак не мења ефикасност црне рупе, јер не долази до рефлексије на новосталој граници (последница Френелових једначина). Овако конструисана сфера је добар кандидат за почетну тачку јер нам гарантује да ће се ефикасност у свакој следећој итерацији претраге повећати.

Резултати првобитне симулације су показали да дебљина слојева не утиче значајно на крајњи резултат. Чак и у оптимизованим сферама зависност спољашњих полупречника је била приближно линеарна, односно дебљине слојева нису много варирале. Стога су у даљим симулацијама дебљине слојева фиксирани на једнаке вредности. Ово ограничење полови број параметара по којима се врши оптимизација, што омогућава бржу оптимизацију и оптимизовање већег броја слојева. Даље симулације су вршене са до 16 слојева. Примећено је да за више слојева, индекс преламања почиње да личи на функцију облика x^{-a} , $a > 0$. Стога је

зависност индекса линеаризована логаритмовањем обе осе и одређен је експонент зависности.

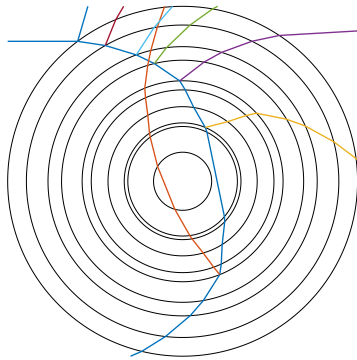


Слика 6: Зависност оптималне ефикасности за оптимизоване и једнаке дебљине, у зависности од броја слојева

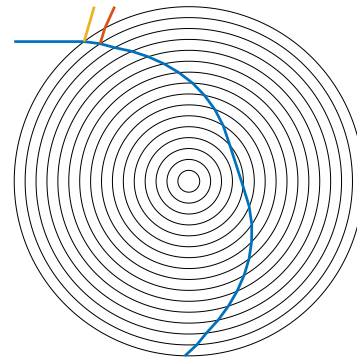
4.3 Резултати и дискусија

На Слици 6 се виде резултати симулације када су дебљине оптимизоване и када су дебљине слојева једнаке. Наравно, ефикасност сфера са једнаким дебљинама слојева је мања него када су дебљине оптимизоване, али разлика је мање-више константна. Највећа ефикасност добијена са оптимизованим слојевима је $e_{10} = 45.3659\%$. Слика 7 приказује пролазак једног зрака светлости кроз сфере са десет и шеснаест слојева. Приметно је да се зрак при проласку кроз сферу закривљује, што је очекивано јер се тиме продужава време које зрак проводи у сфери, а самим тим и ефикасност. Такође, зрак који пролази кроз сферу од 16 слојева не пролази кроз унутрашње слојеве. Могуће је да је то последица горњег ограничења које је стављено на индекс преламања, јер индекс не може довољно да се повећа да скрене зрак ка унутрашњим слојевима сфере. Ово се може приметити и на Слици 8.1, јер би вредност индекса најужег слоја вероватно исконвергирала на већу вредност када би имала већи утицај на ефикасност.

Што се тиче експонента, на Слици 8.2 се види да линеарни фит веома добро одговара оптимизованим параметрима сфере. Овај резултат потврђује претпоставку да дискретни модел оптичке црне рупе почиње да личи на континуални модел за велики број слојева. На Слици 9 је приказана зависност фитованог експонента од броја слојева, са тим што *constrained* тачке представљају резултате добијене са додатним ограничењем да индекси преламања морају да расту. Ово ограничење је додато ради убрзавања симулације када је примећено да већина резултата указује на то да се максимуми ефикасности добијају за зависности индекса преламања које расту како се приближавамо центру. Ово ограничење, као што се може видети, не

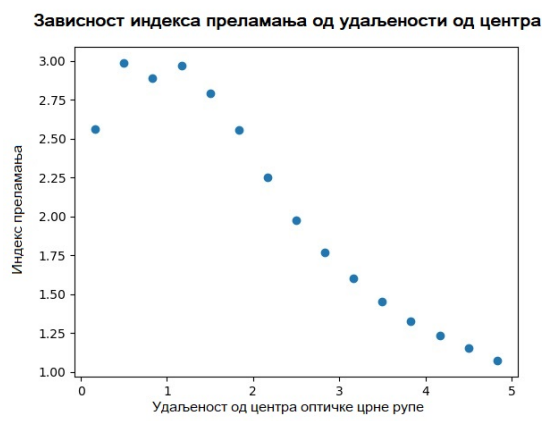


7.1: Десет слојева



7.2: Шеснаест слојева

Слика 7: Пролазак једног зрака кроз оптималне сфере



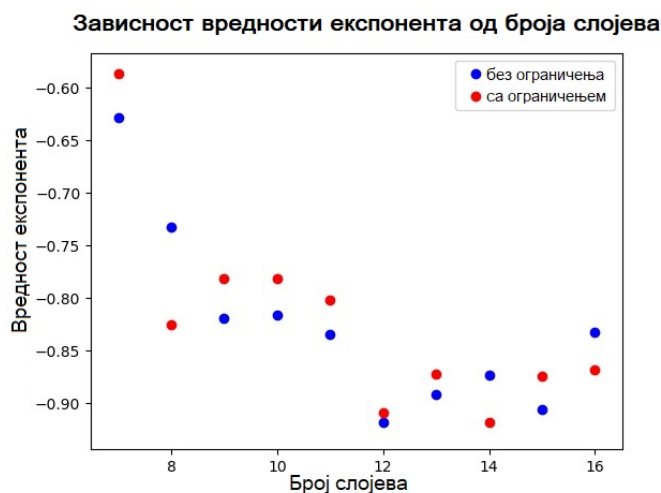
8.1: График са линеарном скалом



8.2: График са логаритмском скалом

Слика 8: Индекс преламања у зависности од растојања за сферу од 15 слојева

утиче на неки дефинитиван начин на вредност експонента који се добија фитовањем. Вредности експонента имају тренд опадања и чини се да теже вредности од -1 , што је најмањи експонент за који се у континуалном моделу добија оптичка црна рупа. Експонент не тежи већој вредности (иако и оне у континуалном случају представљају оптичку црну рупу) јер би за веће вредности експонента вредност индекса раније порасла на максималну - већи део сфере не би имао утицај на оптимизацију.



Слика 9: Зависност фитованог експонента од броја слојева

5 Закључак

Дискутовани су теоријски, као и експериментални дизајн оптичке црне рупе. Осмишљен је модел чији је циљ био испитивање могућности конструкције оптичке црне рупе као апсолутно црног тела уз одређена поједностављења, као и метод за оптимизовање ефикасности овог модела. Добијена ефикасност је релативно мала у поређењу са ефикасношћу експерименталног модела. Ова разлика је највероватније последица разлике у коефицијенту апсорпције α . Иако се код експерименталног модела апсорпција врши само у делу апарата, ту разлику надомештава омотач језгра који доводи зрачење на језгро. Поред тога, резултати нам говоре да зависност која је изведена и тестирана у теорији такође оптимална и у случају дискретног модела. Приликом експерименталне израде оптичке црне рупе за фреквенције видљиве светлости најважнији корак би вероватно био дизајн материјала са веома великим коефицијентом апсорпције, који би служио за израду језгра.

Желим да се захвалим ментору из Петнице Тривку Кукољу, као и ментору на матурском раду Ивану Станићу. Без њихових савета и подршке овај рад никада не би успео.

6 Литература

- [1] W. Wien and O. Lummer. Methode zur prüfung des strahlungsgesetzes absolut schwarzer körper. *Annalen der Physik*, 292(11):451–456, 1895.
- [2] K. Cui and B. L. Wardle. Breakdown of native oxide enables multifunctional, free-form carbon nanotube–metal hierarchical architectures. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 11(38):35212–35220, 2019. PMID: 31514497.
- [3] U. Leonhardt and P. Piwnicki. Relativistic effects of light in moving media with extremely low group velocity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:822–825, Jan 2000.
- [4] T. G. Philbin, C. Kuklewicz, S. Robertson, S. Hill, F. König, and U. Leonhardt. Fiber-optical analog of the event horizon. *Science*, 319(5868):1367–1370, Mar 2008.
- [5] S. W. Hawking. Black hole explosions? *Nature*, 248(5443):30–31, March 1974.
- [6] W. G. Unruh. Experimental black-hole evaporation? *Phys. Rev. Lett.*, 46:1351–1353, May 1981.
- [7] Carlos Barceló, Stefano Liberati, and Matt Visser. Analogue gravity. *Living Reviews in Relativity*, 8(1), Dec 2005.
- [8] Jonathan Drori, Yuval Rosenberg, David Bermudez, Yaron Silberberg, and Ulf Leonhardt. Observation of stimulated hawking radiation in an optical analogue. *Phys. Rev. Lett.*, 122:010404, Jan 2019.
- [9] E. Narimanov and A. Kildishev. Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber. *Applied Physics Letters*, 95:041106 – 041106, 08 2009.
- [10] Qiang Cheng, Tie Jun Cui, Wei Xiang Jiang, and Ben Geng Cai. An electromagnetic black hole made of metamaterials, 2010.
- [11] Javier E. Vitela. Electromagnetic waves in dissipative media revisited. *American Journal of Physics*, 72(3):393–403, 2004.
- [12] Alex Small and Kai S. Lam. Simple derivations of the hamilton–jacobi equation and the eikonal equation without the use of canonical transformations. *American Journal of Physics*, 79(6):678–681, 2011.
- [13] Michaël Baudin. Nelder-mead user’s manual, Apr 2010.
- [14] Emil Born, Max; Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Pergamon Press, 6th edition, 1989.