

# Mjerenje zagrijavanja metalnih uzoraka uzrokovano ozračavanjem snopom ubrzanih iona

Tomislav Damjanović

Fizički odsjek,  
Prirodoslovno-matematički fakultet,  
Sveučilište u Zagrebu, Zagreb

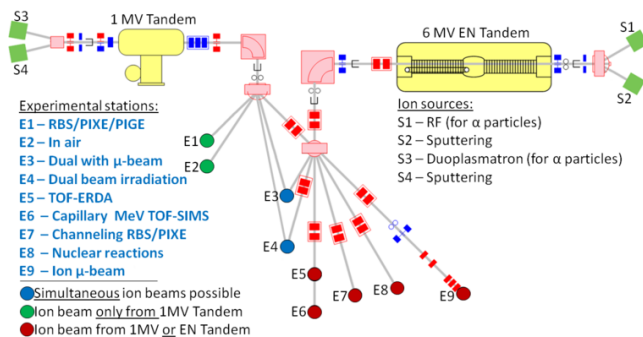
Siječanj, 2024.

## Sažetak

U ovom radu ispitano je zagrijavanje uzrokovano ozračavanjem snopom ubrzanih iona na uzorcima tankih metala s posebnim naglaskom na mjerenje termalne distribucije i gradijenta nastalog kao posljedica konačne dimenzije presjeka snopa iona na uzorku. Dobivena mjerenja su uspoređena sa numeričkim simulacijama te je dobiven zaključak o optimalnoj metodi mjerenja infracrvenom kamerom.

## 1 Uvod

### 1.1 Snop ubrzanih iona



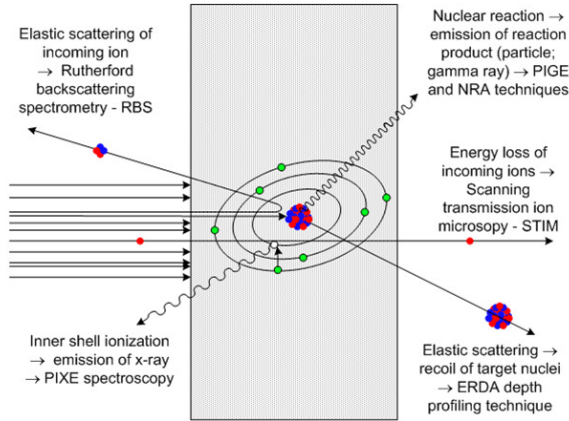
Slika 1: Shematski prikaz akceleratororskog sustava u Labosu za interakciju ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković. Označeni su akceleratori i eksperimentalne komore. Preuzeto iz [1].

Snop ubrzanih iona, poznat još kao ionski snop predstavlja vrstu zrake sačinjenu od nabijenih čestica. Ionski snopovi uobičajeno se generiraju ionskim ubrzivačima koji ubrzavaju ione na velike

brzine. Nakon ubrzavanja u akceleratoru, ioni izlaze van velikom brzinom i s velikom energijom. Za kontrolu njihovog smjera i oblika koriste se magneti koji struju iona oblikuju u snop. Dipolni magneti kontroliraju smjer iona dok se fokus modificira kvadrupolnim magnetima. Snop iona se do uzorka dostavlja vakumskim cijevima koje su spojene sa akceleratorom dok je na drugom kraju spojena eksperimentalna komora. Ukoliko bi snop iona bio ostavljen na atmosferskim uvjetima veoma brzo bi došlo do atenuacije zrake zbog interakcije ionskih čestica sa molekulama u zraku. Na primjer snop vodikovih iona akceliranih energijom od 2 MeV-a u zraku ima domet od samo 7.5 cm [1]. U sklopu Instituta Ruđer Bošković nalaze se dva akceleratora: 6 MV EN Tandem Van de Graaff (VDG) akcelerator i 1 MV Tandetron akcelerator. Shematski prikaz akceleratororskog sustava na IRB-u prikazan je na Slici 1.

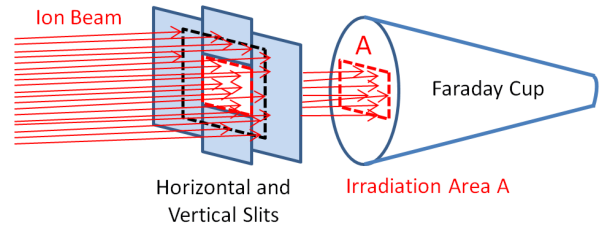
U praksi, ionski snopovi koriste se za modifikacije i analize materijala za uporabu u ekstremnim uvjetima, poput fizijskih ili fuzijskih reaktora ili svemirskih istraživanja. Modifikacije mogu uključivati implantaciju iona prilikom čega dolazi do promjene fizičkih ili kemijskih svojstava origi-

nalnog materijala. Također, modifikacije uključuju raspršivanje površinskog sloja te stvaranje vakancija čime se uz modificiranje može simulirati utjecaj zračenja na izdržljivost materijala. Skup metoda koji koriste ionski snop za analizu se kolektivno nazivaju IBA (*Ion Beam Analysis*) metode, Slika 2. One uključuju promatranje različitih produkata nastalih prilikom interakcije ionskog snopa i uzorka.



Slika 2: Prikaz IBA metoda.

Ionski snopovi karakterizirani su tipom ubrzanih iona, nabojem, energijom te strujom zrake. Bitne karakteristike zrake su i fokusiranost snopa tj, veličina udarnog mjesta zrake, divergencija te stabilnost zrake. Veličina i oblik udarnog mjesta zrake se određuje sa sustavom 'slitova' koji 'režu' snop na željeni oblik prije ulaska u eksperimentalnu komoru. Površina se zatim određuje puštanjem snopa na kvarcnu metu koja ima na sebi označenu kvadratnu mrežu sa duljinom stranice 5 mm. Struja snopa se mjeri spuštanjem Faradayeve čaše (FC) koja zaustavlja snop iona [2]. Postav je shematski prikazan na Slici 3. Zaustavljeni ioni se pritom neutraliziraju čime dolazi do manjka elektrona u metalnom tijelu čaše. Nedostatak elektrona u FC-u se nadomješta povlačenjem elektrona iz strujnog kruga na koji je spojen FC. Ti elektroni čine struju koja je proporcionalna ulaznoj struji ionskog snopa [3]. Ukoliko ulazni ioni snopa nisu jednostruko ionizirani već predstavljaju više ionizacije pojedinih elemenata, FC će mjeriti veći iznos struje jer je za svaki upadni ion potrebno više elektrona da ga neutraliziraju. Energija snopa određena je razlikom potencijala kojim je ion ubrzan u akceleratoru te stupnju ioniziranosti iona.



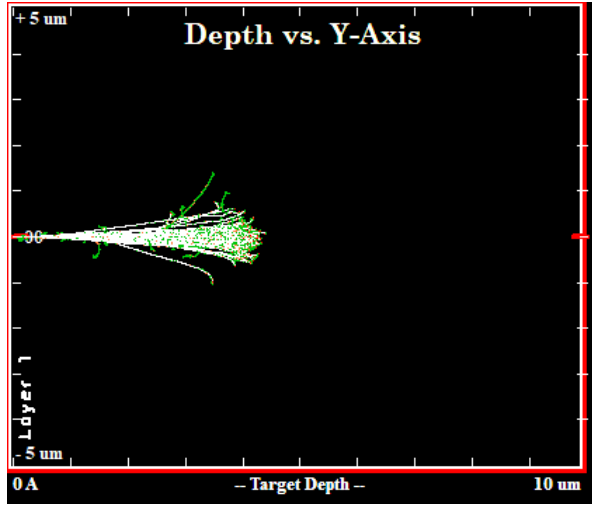
Slika 3: Shematski prikaz Faradayeve čaše i 'slit'-ova za određivanje presjeka zrake.

Interakcijom ionskog snopa s metom dolazi do mnoštva fizikalnih procesa u meti poput izbivanja materijala s površine, stvaranja vakancija, implantacije iona u materijal te različitih nuklearnih reakcija koje različito djeluju na materijal mete. Ovisno o eksperimentu neki od navedenih procesa mogu predstavljati neželjen efekt. Mjerenje temperature uzorka igra važnu ulogu u proučavanju fizikalnih procesa pri ozračavanju ionima, jer su studije promjena u materijalu uzrokovanih radijacijskim oštećenjem jako ovisne o temperaturi materijala. Gustoća i intenzitet ionskog snopa, geometrija i metoda ozračavanja ionima (skenirani ili stacionarni snop), te svojstva materijala su ključni u procjeni promjene temperature uzorka pri ozračavanju ionima prilikom simulacije radijacijskog oštećenja. Navedeno ne predstavlja veliki problem prilikom IBA jer su korištene struje puno manje.

## 1.2 Termalno zagrijavanje

Prilikom prolaska kroz materijal ioni kontinuirano gube energiju  $E$  po putu  $x$  zbog elektromagnetskih interakcija sa materijalom. Prosječni gubitak energije po jedinici puta predstavlja zaustavnu snagu materijala  $S = -dE/dx$  ( $eV/nm$ ) za dani ion. Zaustavna snaga se sastoji od dva nezavisna doprinosa: elektronske snage zaustavljanja  $S_e$  i nuklearne snage zaustavljanja  $S_n$  koji daju jednostavnu relaciju za ukupnu snagu zaustavljanja  $S = S_e + S_n$  [4]. Elektronska snaga zaustavljanja opisuje gubitak energije iona uslijed njihove interakcije sa elektronima u materijalu. Zbog interakcije snopa sa elektronima u materijalu može doći do ionizacije atoma mete ili kolektivnih pobuđenja elektrona - plazmona. Oba ova procesa su neelastična stoga se  $S_e$  još naziva neelastični doprinos snazi zaustavljanja  $S$ . Nuklearna snaga zaustavljanja predstavlja elastični doprinos ukupnoj snazi zaustavljanja i opisuje interakciju jezgri atoma materijala sa ionima u ionskom snopu kroz sudare. Pri energijama koje se koriste u eksperimentima sa ionskim snopovima,  $S_e$  je dominantan mod gubitka energije iona. Uz  $S_e$  i  $S_n$  koji predstavljaju većinske doprinose ukupnom  $S$ , mali doprinos dolazi i od nuklearnih reakcija koji je u našem slučaju zanemariv.

Iako elektronska snaga zaustavljanja sadrži i doprinose povezane sa lokaliziranim čestica-elektron interakcijama možemo reći da je sav gubitak energije u kolektivnim elektronskim pobuđenjima jer elektroni koji individualno međudjeluju sa ionima iz snopa veoma brzo predaju energiju kolektivnim pobuđenjima, tj. plazmonima. Plazmoni zatim međudjeluju sa kristalnom rešetkom kroz plazmon-fonon interakcije koje se manifestiraju kroz zagrijavanje materijala. Skoro sva energija snopa se na posljetku pretvori u toplinsku energiju u uzorku. Toplina nastala zagrijavanjem ionskog snopa podiže temperaturu uzorka sve do uspostave termalne ravnoteže sa procesima odvoda toplinske energije od mjesta udara snopa poput kondukcije kroz držač uzorka, radijativnog zračenja i konvekcije ukoliko se uzorak ne nalazi u vakuumu.



Slika 4: SRIM simulacija ionskog snopa silicija energije 9 MeV-a u aluminiju debljine 10  $\mu\text{m}$ . SRIM stoji za *Stopping and Range of Ions in Matter* i predstavlja skup programa koji izračunavaju putanju i doseg iona (do 2 GeV/amu) u tvarima koristeći kvantno mehanički pristup u sudarima ion-atom. Ovaj proračun postaje vrlo učinkovit korištenjem statističkih algoritama poput Monte Carlo metoda, koji omogućuju ionu da skače između izračunatih sudara prilikom čega se usrednjavaju rezultati sudara u preskočenom dijelu dosega [5].

Utjecaj zagrijavanja mete prilikom ozračavanja ionskim snopom istraživao je još u 80-im godinama prošlog stoljeća u radu Hilla [6], međutim precizni načini određivanja temperature u fokusu snopa su tada još uvijek bili nedostupni. Cahill [7] se sustavno bavi problemom zagrijavanja u radu objavljenom 1986. U tom radu predstavlja analitički rezultat za raspodjelu temperature u tankom biološkom uzorku pod pretpostavkom kodukcijskog i/ili konvektivnog gubitka energije dok radijativno zračenje zanemaruje jer ne pridonosi velikom gu-

bitku topline kod organskih uzoraka. Pritom definiše ulaznu snagu zračenja kao

$$P_{in} = I \Delta E \quad W, \quad (1)$$

gdje  $I$  označava struju ionskog snopa u  $\mu\text{A}$ , a  $\Delta E$  gubitak energije u meti mjeren u MeV-ima. Ukoliko se snop zaustavlja u meti, što je slučaj u ovome radu, vidi Sliku 4., gubitak energije je jednak ukupnoj energiji snopa  $E_0$ , a volumna gustoća energije  $q$  dana je izrazom:

$$q = \frac{P_{in}}{\pi R_1^2 R_p} \quad W/m^3, \quad (2)$$

za koju se pretpostavlja da je uniformna čime se ignorira postojanje efekata poput Braggovog vrha.  $R_p$  predstavlja dubinu prodiranja iona u metu, a  $R_1$  radijus presjeka snopa. Cookson 1988. [8] navodi izraz za radijativno zračenje izveden iz Stefan-Boltzmanovog zakona, no ne koristi ga pri izvodu analitičkog rješenja za raspodjelu temperature u tankom uzorku argumentirajući to malim utjecajem snopova korištenih prilikom IBA analize na grijanje uzoraka,

$$H = 5.7 \times 10^{-8} \epsilon (T^4 - T_0^4) \quad Wm^{-2}. \quad (3)$$

Dobiveni izraz za razliku temperatura u središtu zrake  $T_{max}$  i vanjskog ruba  $T_2$  pod pretpostavkom kondukcije u tankom kružnom uzorku glasi,

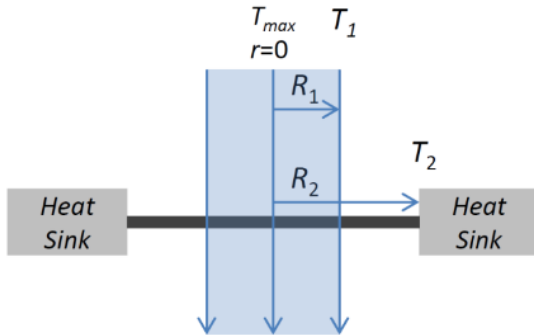
$$T_{max} - T_2 = \frac{q R_1^2}{4k} \left[ 1 + 2 \ln \left( \frac{R_2}{R_1} \right) \right], \quad (4)$$

gdje je  $k$  termalna vodljivost materijala, a za  $q$  se pretpostavlja da se energija zrake uniformno gubi prolaskom kroz materijal te se onda radijalno odvodi u obliku topline. Korištenjem navedenih izraza za zagrijavanje metalne mete strujama snopa tipičnima za eksperimente simuliranja štete uzrokovane zračenjem dobivaju se vrijednosti u središtu snopa reda veličine  $10^7$  K. Jasno je da pri zagrijavanju na toliko velike temperature glavni mod odvođenja topline u jednom trenutku postaje radijativno zračenje. Benzeggouta u svom priručniku *Handbook on Best Practice for Minimising Beam Induced Damage during IBA* daje izraz za maksimalnu temperaturu u središtu snopa pri radijativnom zračenju izvedenu iz (3) uz pretpostavke uniformne zrake i zaustavljanja zrake u uzorku,

$$T_{max}^4 = T_2^4 + \frac{1}{2} 1.8 \times 10^7 \frac{\Delta E I}{\epsilon A}, \quad (5)$$

gdje je  $\Delta E$  gubitak energije u uzorku u eV,  $I$  struja zrake u amperima,  $\epsilon$  emisivnost uzorka i  $A$  površina uzorka u  $m^2$ . Iako je dobiveni izraz suviše jednostavan jer očekujemo da se zbog kondukcije  $T_2$  krene mijenjati te da nisu svi dijelovi uzorka na istoj temperaturi zbog čega će zračiti različite iznose energije

on svejedno može dati gornji limit na iznose maksimalnih temperatura. U praksi mi pokušavamo termočlankom mjeriti  $T_2$  zbog nemogućnosti postavljanja termočlanka direktno u udarni presjek snopa i mjerenja  $T_{max}$ .



Slika 5: Shematski prikaz geometrije problema. Preuzeto sa [4].

U Tablici 1., prikazani su iznosi razlike temperatura između središta zrake i ruba uzorka za uzorak aluminijske folije debljine  $10 \mu\text{m}$  i dimenzija  $31 \times 17 \text{ mm}$  dobiveni koristeći izraze 3 i 4. Ionsku zraku sačinjavali su  $\text{Si}^{3+}$  ioni energije  $9 \text{ MeV}$ -a. Struja zrake je iznosila  $330 \text{ nA}$  što korigirano za naboj iona snopa daje realnu vrijednost struje od  $110 \text{ nA}$ , a poprečni presjek zrake je bila elipsa koju smo aproksimirali krugom promjera  $3 \text{ mm}$ .

Materijal $k$ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ $\epsilon$	$T_{max} - T_2$ K kondukcija	$T_{max} - T_2$ K radijativno zračenje
Aluminij 237 0.033	140.96	555.57

Tablica 1: Dobivene vrijednosti razlike temperature između središta snopa i ruba za uzorak aluminijski koji je aproksimiran diskom.

Dobiveni iznos za samo konduktivno hlađenje značajno odstupa od onog koje su dobili u [8] i [4] gdje su dobivene razlike u temperaturama bile nagovještaj da je za opis sistema potrebno uzeti i radijativno zračenje. razlog tom odstupanju leži u detalju da su navedeni autori dobivene temperature dobili za tanki uzorak u kojem se snop ne zaustavlja već prolazi kroz njega. Prilikom promatranja uzorka koji je deblji od dubine prodiranja iona u njemu, ukupna energija koja se predaje uzorku jednaka je energiji snopa, no povećava se volumen koji može odvoditi toplinu što dovodi do porasta efikasnosti konduktivnog hlađenja.

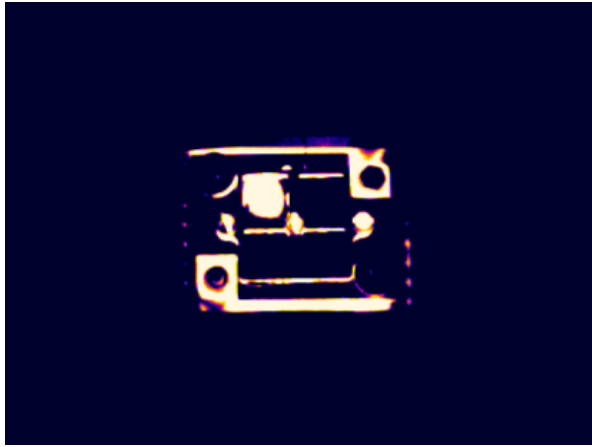
### 1.3 Mjerenje temperature infracrvenim zračenjem

Razvojem tehnologije snimanja u infracrvenom spektru postalo je moguće, beskontaktno mjeriti temperaturu teško dostupnih mjesta i objekata. Infracrvena termografija (IRT) ili termalno snimanje, proces je u kojem termalna kamera snima i stvara sliku objekta koristeći infracrveno zračenje koje emitira objekt. Termografske kamere obično detektiraju zračenje u dugom infracrvenom području elektromagnetskog spektra ( $9\text{--}14 \mu\text{m}$ ) i proizvode slike tog zračenja koje se nazivaju termogrami. Budući da infracrveno zračenje emitiraju svi objekti s temperaturom iznad apsolutne nule prema zakonu o zračenju crnog tijela, termografija omogućuje vidjeti varijacije u temperaturi. Toplinske slike ili termogrami zapravo su vizualni prikazi količine infracrvene energije koju objekt emitira, transmitira i reflektira. Budući da postoji više izvora infracrvene energije, ovom je metodom teško dobiti točnu temperaturu objekta. Termovizijska kamera zato mora biti sposobna upotrijebiti algoritme za tumačenje tih podataka i izradu slike. Iako slika gledatelju prikazuje približnu temperaturu na kojoj objekt radi, kamera zapravo koristi više izvora podataka na temelju područja koja okružuju objekt kako bi odredila tu vrijednost, umjesto da detektira stvarnu temperaturu [10].

Prilikom određivanja stvarne temperature mjerenog tijela bitan je pojam emisivnosti. Emisivnost predstavlja sposobnost materijala da emitira toplinsko zračenje i optičko je svojstvo materijala. Obično tijelo emitira manje infracrvenog zračenja nego savršeno crno tijelo. Udio njegove stvarne emisije u odnosu na teoretsku emisiju (crnog tijela) je njegova emisivnost (ili koeficijent emisivnosti). Koeficijent emisivnosti može poprimiti vrijednosti između 0 (polirani metali  $\sim 0.05$ ) do 1 (asfalt  $\sim 0.98$ ). Da bi se izvršilo mjerenje temperature nekog tijela pomoću infracrvene kamere, potrebno je procijeniti ili odrediti emisivnost tijela. Radi bržeg rada, termograf se može obratiti na tablicu emisivnosti za određenu vrstu tijela i unijeti tu vrijednost u uređaj za snimanje. Uređaj za snimanje tada bi izračunao kontaktnu temperaturu tijela na temelju vrijednosti unesene iz tablice i emisije infracrvenog zračenja objekta koju je detektirao uređaj za snimanje. Za točnije određivanje temperature, termograf može primijeniti standardni materijal poznate visoke emisivnosti na površinu objekta te precizno mjeriti temperaturu koristeći poznatu emisivnost.

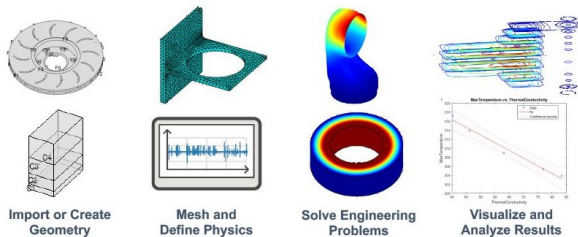
Slika 6. prikazuje termovizijski snimak tijekom ozračavanja zrakom ubrzanih iona s ciljem simulacije štete uslijed zračenja.





Slika 6: Prikaz IC kamere prilikom eksperimenta ozračavanjem zrakom ubrzanih iona  $O^{4+}$  energije 15 MeV-a i struje 400 nA . Mjesto ozračavanja vidljivo je kao jarki kvadrat u gornjem lijevom kutu nosača uzorka. Maksimalna izmjerena temperatura na uzorku debljine  $4 \mu\text{m}$  je iznosila  $260 \text{ }^\circ\text{C}$ , no zbog nepoznavanja točne emisivnosti uzorka nije sasvim pouzdana.

#### 1.4 *Finite element analysis*



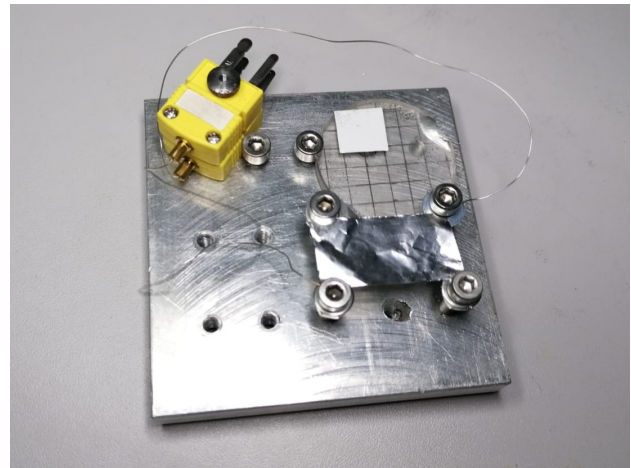
Slika 7: Koraci u FEA analizi. FEM predstavlja treći korak. Preuzeto sa [11].

Analiza metodom konačnih elemenata, *Finite element analysis* ili FEA je vrsta analize koja se koristi tehnikama metode konačnih elemenata (FEM-*Finite element method*) kako bi simulirala ponašanje nekog sustava pod različitim utjecajima koji se mogu opisati parcijalnim diferencijalnim jednadžbama (PDE) i rubnim/početnim uvjetima. U središtu analize je numerička tehnika FEM-a koja se svodi na rastavljanje početnog sustava na manje jednostavnije (konačne) elemente koji su međusobno povezani preko čvorova za koje je moguće riješiti danu PDE. Postupak se sastoji od diskretizacije domene nad kojom tražimo rješenje PDE u vidu razdvajanja domene na trokute ili četverokute u 2D ili tetraedre u 3D. Potom se svakom elementu pridjenu njegova svojstva poput elastičnosti, termalne vodljivosti itd. Za svaki element se formulira pripadna parcijalna diferencijalna jednadžba ovisno o fizikalnim zakonima koji

utječu na sustav, na primjer simulacija termalne vodljivosti je opisana toplinskom jednadžbom. Cijela domena je opisana sa sustavom jednadžbi koje pripadaju svakom od konačnih elemenata, takav sustav je uobičajeno velik i rijedak. Dobiveni sustav se može riješiti različitim numeričkim metodama poput Galerkinove metode pri čemu se pazi da su zadovoljeni nametnuti rubni uvjeti [12]. Analiza metodom konačnih elemenata danas predstavlja neizostavan oblik provjere utjecaja različitih fizikalnih procesa na kompleksne sustave u kojima nije moguće odrediti analitički oblik rješenja.

## 2 Metoda

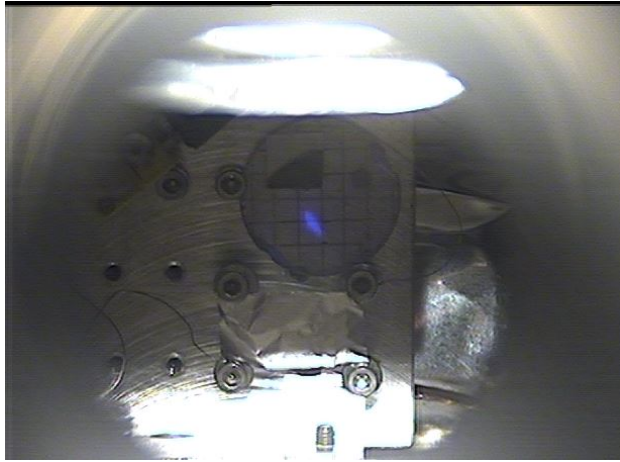
### 2.1 Ozračavanje snopom ubrzanih iona



Slika 8: Uzorak aluminijske folije na nosaču. Žice termočlanaka su pričvršćene na suprotne rubove držača folije koji služe kao termalni odvod.

Kako bi se ispitao utjecaj ionskog snopa visoke energije i velike struje, kakvi se uobičajeno koriste prilikom odvijanja eksperimenta simulacije štete uzrokovane zračenjem ili implantacije velike doze iona u metu, na zagrijavanje uzorka, napravljen je *worst-case scenario* eksperiment. Na tanku foliju aluminijske debljine  $10 \mu\text{m}$  i dimenzija  $31 \times 17 \text{ mm}$  usmjeren je snop iona  $Si^{3+}$  energije 9 MeV-a. Pritom je iz akceleratora dobivena struja od 330 nA, što zbog trostruke ionizacije silicija zapravo predstavlja struju od 110 nA. Aluminijska folija je odabrana zbog svoje velike termalne vodljivosti koja bi trebala pomoći smanjiti rizik od prevelikog zagrijavanja prilikom ozračavanja snopom velike snage. Folija je postavljena na nosač, s kojim je bila povezana na svojim rubovima preko četiri vijka, prikazan na Slici 8. Na dva ruba folije su pričvršćeni termočlanaci. Uloga

termočlanaka je dvostruka: prva je određivanje referentne temperature na rubu uzorka u svrši kalibracije termalne kamere tijekom eksperimenta. Druga uloga je precizno određivanje temperaturnog rubnog uvjeta za potrebe FEM metode.



Slika 9: Uzorak na nosaču unutar komore neposredno prije mjerenja. Ionski snop vidljiv je na kvarcnom staklu plavom bojom.

Nosač je, nakon postavljanja uzorka, stavljen u eksperimentalnu komoru iz koje je potom evakuiran zrak. Dobiveni vakuum bio je reda  $10^{-6}$  mbara. Na Slici 9. prikazan je uzorak unutar komore neposredno prije početka mjerenja pritom je mjerena temperatura uzorka iznosila  $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Na slici je vidljiv fotoluminiscentni odbljesak ionskog snopa na kvarcu čime se može odrediti oblik njegovog presjeka te površina. Oblik zrake s najvećom strujom bio je nepravilnog oblika što je otežalo određivanje površine, no usporedbom s pozadinskom mrežom možemo ju aproksimirati sa elipsom sa velikom i malom poluosi od 3.5 i 2 mm.

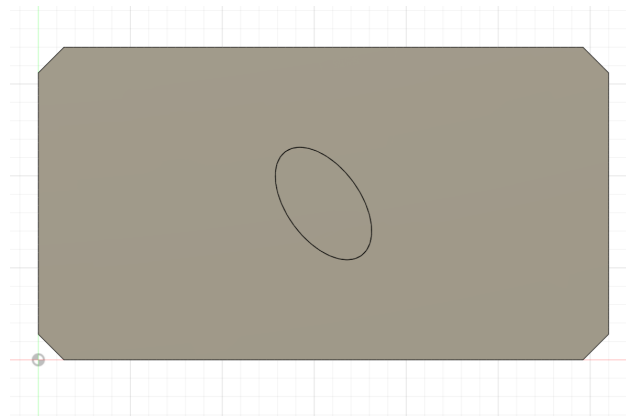
Snimanje uzorka se vršilo na način da se zraka iona postavila na sredinu uzorka te je sustav pušten do uspostave ravnotežnog stanja. Ravnotežno stanje je uspostavljeno unutar minute od početka snimanja prilikom rubne temperature od  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Potom je napravljen snimak termalnom kamerom. Korištena IC kamera je Optris PI 640 sa preciznošću mjerenja od 2% [13].

## 2.2 Modeliranje

Kako bi mogli usporediti ponaša li se grijanje uzrokovano ozračavanjem zrakom ubrzanih iona istovjetno drugim procesima grijanja poput stavljanja grijača na dio površine uzorka i lokaliziranim grijanjem dijela materijala, napravljen je računalni model promatranog uzorka te FEA simulacija zagrijavanja u softverskom programu Fusion 360 tvrtke Autodesk. Geometrijski model je prikazan na Slici

10. Oblikovan je kao tanka pravokutna pločica sa izrezanim vrhovima. Dimenzije pločice odgovaraju onima korištene aluminijske folije. Vrhovi su izrezani kako bi se na dobivene stranice mogao staviti rubni uvjet temperature prilikom FEA analize. Središnji dio pločice čini odvojeni dio u obliku elipse koji predstavlja mjesto ozračavanja ionskog snopa. Njegova površina odgovara površini ionskog snopa izmjerenoj na kvarcnom staklu. Prilikom FEA analize na ovaj je dio primjenjen rubni uvjet grijanja snagom od  $0.045\text{ W po mm}^2$ . Dodatno korišten je rubni uvjet radijativnog hlađenja uz pretpostavku emisivnosti tijela od 0.033 te ambijentalnu temperaturu od  $26\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Za potrebe FEA analize potrebno je izrađeni model podijeliti u sitnije jednostavne elemente - poligone u procesu poznatom kao *meshing*. Dobiveni *mesh* je sačinjen od mnoštva povezanih jednostavnih 2D i 3D oblika. Povećanjem broja oblika, tj. usitnjavanjem *mesh*-a povećavamo kvalitetu modeliranja i preciznost daljnje FEM analize. Međutim, povećavanje gustoće poligona je računski zahtjevna radnja stoga ovisno o sistemu na kojem se radi nije moguće postići proizvoljno veliku gustoću poligona. Dobiveni *mesh* se potom koristi u FEM djelu softvera gdje se definiraju rubni uvjeti, karakteristike materijala te detalji korištene PDE.



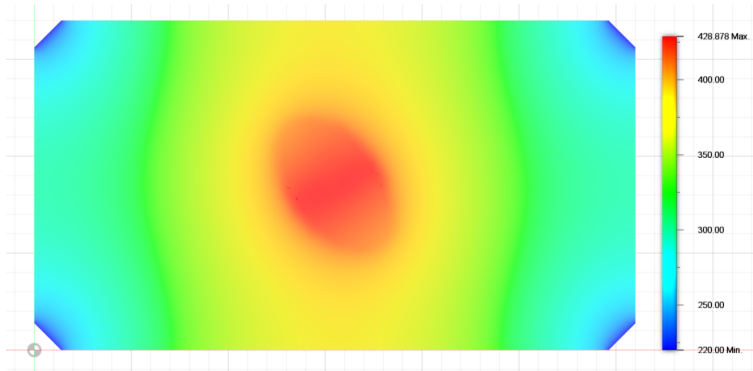
Slika 10: Geometrijski model uzorka.

## 3 Rezultati

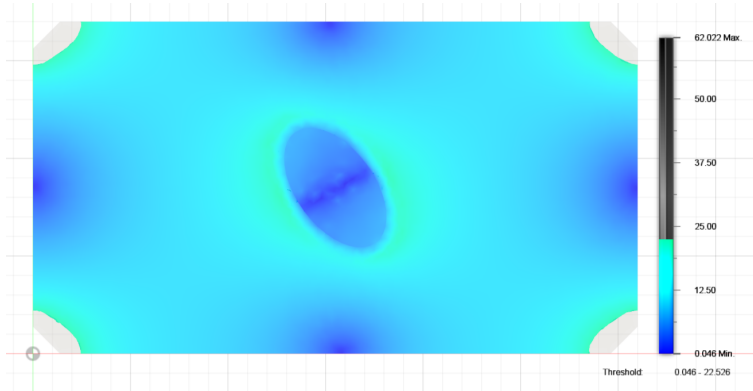
### 3.1 Simulacijski model

FEM analiza prikazana je na Slici 11. Na gornjoj slici prikazana je raspodjela temperature za slučaj emisivnosti 0.033, dok je na donjoj prikazana raspodjela toplinskog gradijenta. Ukupna razlika u temperaturi za simulirani model iznosila je  $208.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ , a najveći gradijent je bio  $22.5\text{ }^{\circ}\text{C/mm}$ . Usporedbom sa IC snimkom na Slici 12b. možemo zaključiti da simulirani model prati oblik raspodjele koja nas-

taje zagrijavanjem prilikom ozračavanja ionskim snopom, no ukoliko se zagrijavanje aproksimira običnim grijanjem grijačem koji grije određenom snagom po površini, dobivene vrijednosti temperature premašuju one snimljene IC kamerom tokom eksperimenta.



(a) FEM analiza temperature raspodjele za  $\epsilon = 0.033$ . Maksimalna temperatura je 428.9 °C, a najniža 220 °C na rubu uzorka.



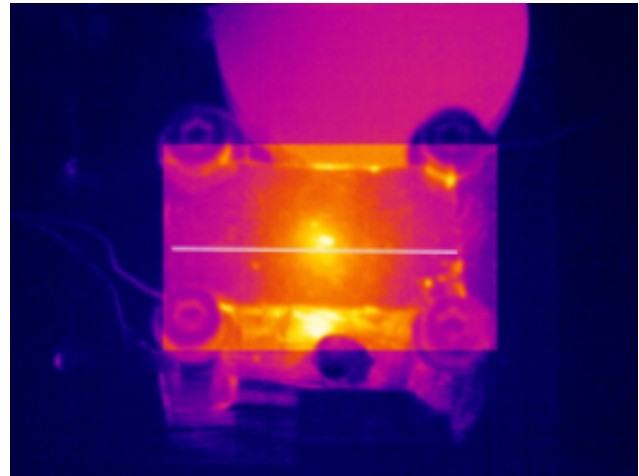
(b) FEM analiza raspodjele temperaturnog gradijenta za  $\epsilon = 0.033$ . Maksimalni gradijent temperature je 22.5 °C/mm, a najniža 0 °C/mm na rubu uzorka. Rubovi su isključeni iz analize zbog oblika geometrije koja je dovela do artefakata u rezultatu.

Slika 11: FEM analiza raspodjele temperature i temperaturnog gradijenta za  $\epsilon = 0.033$ .

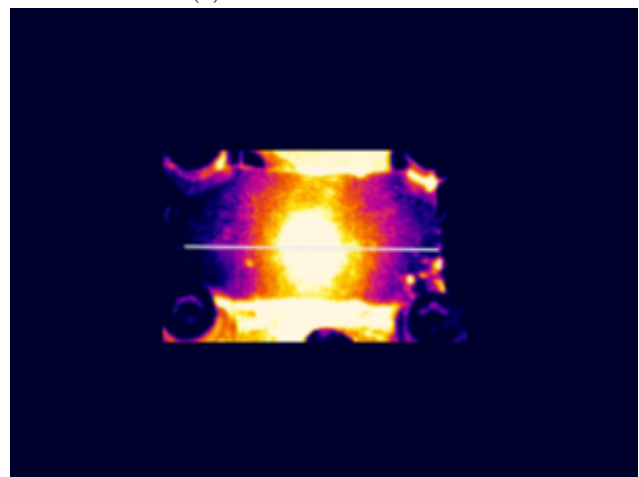
### 3.2 Mjerenje zagrijavanja IC kamerom

Na Slici 12. prikazane su termalne snimke IC kamere za dvije vrijednosti emisivnosti uzorka nastale nakon uspostavljanja temperaturnog ravnotežnog stanja. U oba slučaja raspodjela izgleda slično, tj. prati raspodjelu dobivenu simulacijom toplinske jednadžbe u FEM analizi. Primjetljivo je pogoršanje u prikazu mjerenja sa smanjenjem emisivnosti. Za veoma niske vrijednosti emisivnosti područje ozračavanja snopa je prekomjerno eksponirano te se ne vide detalji raspodjele temperature

oko snopa. Na primjer, defekt na uzorku koji izgleda kao jako zagrijana točka pod udarom snopa, a zapravo predstavlja iskrivljeni dio folije koji ima puno veću emisivnost te se zato doima da je na većoj temperaturi.



(a) Snimka uz  $\epsilon = 0.082$ .



(b) Snimka uz  $\epsilon = 0.033$ .

Slika 12: IC snimke uzorka zabilježene za različito postavljene vrijednosti emisivnosti uzorka. Sivom linijom označen je položaj temperaturnog presjeka.

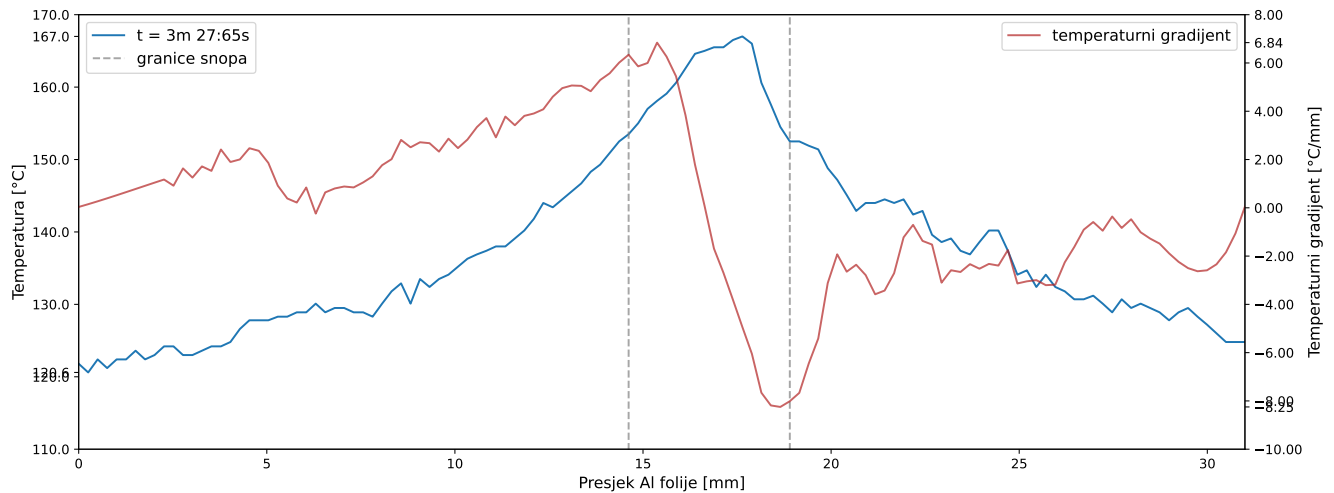
Snimka 12a. nastala je prilikom postavljanja vrijednosti emisivnosti mjenjenog uzorka na  $\epsilon = 0.082$ . Navedena vrijednost emisivnosti dobivena je prilikom prilagodbe mjerenja temperature na rubu uzorka IC kamerom na vrijednost mjerenu termočlankom. Dobiveni temperaturni presjek prikazan je na Slici 13. Ostvarena temperaturna razlika između ruba uzorka i središta snopa iznosi 46.4 °C uz maksimalnu temperaturu  $T_{max} = 167$  °C. Maksimalni zabilježeni gradijent ostvaren je na rubu ionskog snopa i iznosio je 8.25 °C/mm.

Snimka 12b. je nastala za iznos emisivnosti od 0.033. Navedena emisivnost određena je grijanjem

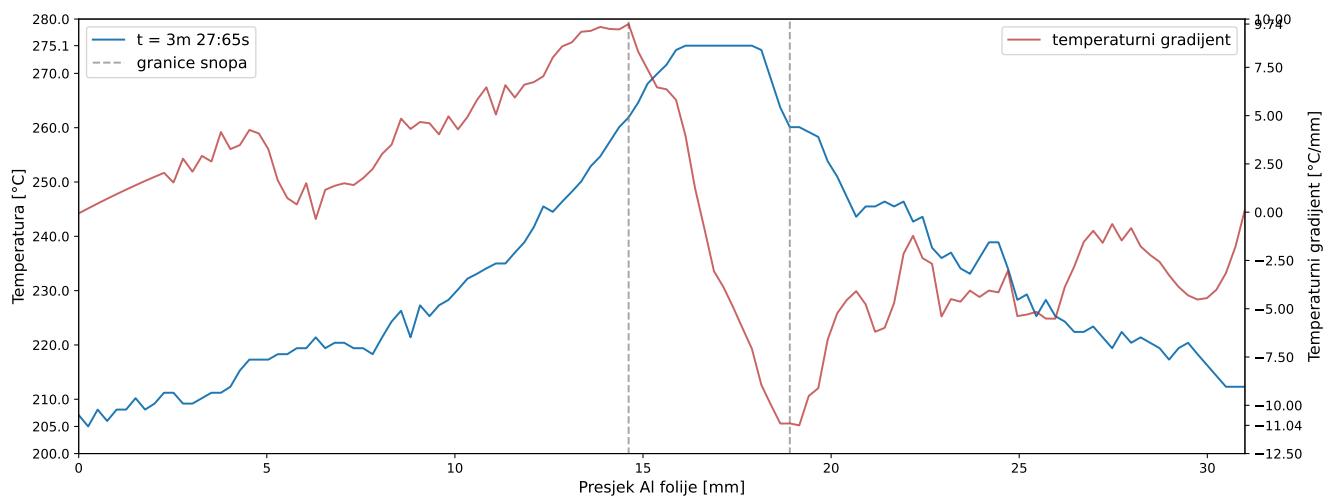
uzorka grijačem na temperaturu od 100 °C i potom kalibrirajući emisivnost uzorka na IC kameri tako da prikazuje ispravnu temperaturu. Time smo precizno odredili emisivnost uzorka za kasniji eksperiment. Uz to smo potvrdili sumnju u preciznost mjerenja kalibriranjem kamere termočlankom. Naime, prilikom postavljanja termočlanka na uzorak te potom u eksperimentalnu komoru došlo je do gubitka kontakta između termočlanka i uzorka što je potom utjecalo na manje mjerenje temperature.

Na Slici 14. prikazan je temperaturni profil do-

biven prilikom mjerenja temperature uz emisivnost uzorka  $\epsilon = 0.033$ . Dobivena je temperaturna razlika od 70.1 °C uz maksimalnu izmjerenu temperaturu od 275 °C. Maksimalni temperaturni gradijent iznosio je 11.04 °C/mm na rubu ionskog snopa. Površina pod direktnim udarom snopa je jednoliko zagrijana te maksimalna temperatura naglo opada približavanju rubnom dijelu zrake. Potom je pad temperature istovjetan onome kod toplinske jednadžbe što potvrđuje FEM simulacija.



Slika 13: Temperaturni profil uzorka za  $\epsilon = 0.082$ .



Slika 14: Temperaturni profil uzorka za  $\epsilon = 0.033$ .



## 4 Diskusija i Zaključak

### 4.1 Diskusija

Dobivena vršna temperatura u mjerenju koje je pokazivalo ispravnu temperaturu ne slaže se sa onima koje proizlaze iz analitičke analize navedene u uvodu, niti sa onom dobivenom u FEM analizi.

Nepoklapanje sa analitičkim izrazom za  $\Delta T$  pod konduktivnim hlađenjem može biti zbog pregrube aproksimacije oblika korištenog uzorka prema analiziranom obliku u izvodu izraza za razliku temperature gdje je pretpostavljeni oblik disk. Također, sam izraz je izveden pod drugim pretpostavkama koje nisu sasvim ispunjene kod realnog ionskog snopa. Te sama zraka ne prolazi kroz korišteni uzorak čime nije ispunjena pretpostavka tankog uzorka. Uz sve to navedeno dobivena razlika temperature koristeći kondukcijski model puno bliže opisuje ostvarenu razliku temperature od samo radijativnog modela koji predviđa puno veću razliku među temperaturama. Oba ova modela predviđaju veću temperaturu jer ne uzimaju u obzir druge modove odvođenja topline. Pri uvjetima uzorka u eksperimentu, korištenjem izraza 3 dobiva se iznos radijativnog gubitka od 0.08 W što pri ukupnoj snazi grijanja od 1 W nije zanemarivo.

Odstupanje od FEM analize je iz razloga što iako poslijedično grijanje uzorka je regulirano toplinskom jednadžbom sam način grijanja se ne može aproksimirati običnim grijačem. Zato modelirana distribucija prati onu mjerenu IC kamerom, no nisu dobivene temperature koje odgovaraju mjerenim iznosima.

Korištenje termočlanka za određivanje temperature može pružiti iznimno točno očitavanje, ali pod uvjetom da je kontakt između uzorka i termočlanka dobar i stalan što prilikom pripreme eksperimenta može biti narušeno. Ovisno o uzorku, metode učvršćivanja termočlanka na uzorak poput lemljenja, mogu biti nedostupne što povećava rizik od lošeg mjerenja. Još jedna mana korištenja termočlanka je mogućnost mjerenja temperature na samo jednoj točki što nije optimalno ukoliko se želi izmjeriti temperaturna raspodjela uzrokovana ozračivanjem ionskim snopom.

Kao najbolja metoda ističe se korištenje IC kamere. Ona nam omogućava da mjerimo temperaturu na cijelom uzorku bez potrebe za fizičkim kontaktom sa uzorkom. Poteškoću prilikom mjerenja predstavljaju niske vrijednosti emisivnosti metala koji su česti uzorci u eksperimentima testiranja ot-

pornosti materijala na zračenje. Još jedna mana metode je to što joj je potrebna kalibracija kamere tijekom mjerenja ili prije mjerenja kako bi mjerila ispravnu temperaturu uzorka. Kalibriranje tijekom mjerenja uključuje mjerenje poznatog mjesta na uzorku termočlankom i potom uspoređivanje s mjerenjem kamere. Druga metoda kalibracije bila je mjerenje emisivnosti uzorka prije eksperimenta zagrijavanjem na poznatu temperaturu. Drugi pristup davao je bolje rezultate te je bio jednostavniji za provedbu.

### 4.2 Zaključak

Ova analiza nam sugerira da pri uvjetima ozračavanja materijala zrakom ubrzanih iona visoke energije i struje kakvi se često koriste pri eksperimentima ispitivanja oštećenja uzrokovano zračenjem ili tijekom implantacije iona u materijal nije dovoljno bazirati predviđanja temperature na samo jednom modelu zagrijavanja već na temperaturu utječu mnogi parametri. Također, jednostavno numeričko simuliranje isto dovodi do krivih rezultata ukoliko se način grijanja pojednostavi aproksimirajući se običnim grijačem. Međutim, jednostavne numeričke simulacije dobro opisuju raspodjelu temperature po uzorku. Korištenje termočlanka za određivanje temperature može pružiti iznimno točno očitavanje ali pod uvjetom da je kontakt između uzorka i termočlanka dobar i stalan. No korištenje termočlanka nam ne pruža informaciju o raspodjeli temperature na uzorku. Kao najbolje rješenje za precizno mjerenje temperature te njene distribucije na uzorku ističe se mjerenje infracrvenom kamerom. Kod mjerenja IC kamerom bitna je priprema prije eksperimenta kako bi očitavanje temperature bilo točno. Za kalibraciju kamere ispostavilo se da je najoptimalniji način prethodno zagrijavanje uzorka te određivanje emisivnosti. Ovisno o emisivnosti uzorka dobivena distribucija može biti lošije kvalitete zbog velike refleksije sa uzorka, no i dalje mjerenje IC kamerom pruža najoptimalniji način njenog određivanja.

### 4.3 Zahvale

Ovim putem želim izraziti veliku zahvalnost svom mentoru dr. sc. Tončiju Tadiću, na uloženom vremenu i strpljenju te izvanrednom vodstvu prilikom izrade ovog rada. Također se zahvaljujem asistentu Toniju Dunatovu iz Laboratorija za interakciju ionskih snopova na Institutu Ruđer Bošković na velikoj pomoći pri provedbi ovog rada u djelo.

## Literatura

- [1] <https://www.irb.hr/Zavodi/Zavod-za-eksperimentalnu-fiziku/Laboratorij-za-interakcije-ionskih-snopova-Clanci/Akceleratori>
- [2] T. Tadić *et al.*, *Development of the Dual-Beam Ion Irradiation Facility for Fusion Materials (DiFU)*. *Materials* 2023, 16, 1144
- [3] K. L. Brown and G. W. Tautfest, *Faraday-Cup Monitors for High-Energy Electron Beams*, *Review of Scientific Instruments* 27, 696 (1956).
- [4] D. Benzeggouta and I. Vickridge, *Handbook on Best Practice for Minimising Beam Induced Damage during IBA*, arXiv: Materials Science (2013).
- [5] <http://www.srim.org/SRIM/SRIMINTRO.htm>
- [6] M. W. Hill *et al.*, *Measurement of Sample Temperatures Reached during Proton and Alpha Particle Irradiation of Thin PIXE Targets*, *Nuclear Instruments and Methods* 181, 69 (1981).
- [7] T. A. Cahill *et al.*, *Control of Temperature in Thin Samples during Ion Beam Analysis*, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials and Atoms* 14, 38 (1986).
- [8] J. A. Cookson, *Specimen Damage by Nuclear Microbeams and Its Avoidance*, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials and Atoms* 30, 324 (1988).
- [9] M. Lax, *Temperature Rise Induced by a Laser Beam*, *Journal of Applied Physics* 48, 3919 (1977).
- [10] R. Usamentiaga *et al.*, *Infrared Thermography for Temperature Measurement and Non-Destructive Testing*, *Sensors* 2014, 14
- [11] <https://www.mathworks.com/discovery/finite-element-analysis.html>
- [12] G. P. Nikishkov, *Introduction to the finite element method* University of Aizu (2004): 1-70.
- [13] <https://www.mesurex.com/wp-content/uploads/2018/04/datasheet-optris-pi-640-2.pdf>