

Laserski Indukovana Plazma
Modeli
Dijagnostika
Ekspanzija

Srdjan Bukvić
Miloš Skočić

April 1, 2020

Predgovor

Spektroskopija se na Fizičkom fakultetu proučava duže od pedeset godina. Više istraživačkih grupa su u tom periodu svojim radom na razvoju i usavršavanju spektroskopskih metoda doprinele ugledu beogradske škole spektroskopije, nazivu koji je prihvaćen i van granica zemlje. Ova knjiga je udžbenik za deo predmeta 'Interakcija plazme i lasera sa površinama' koji se izučava u okviru doktorskih studija na Fizičkom fakultetu u Beogradu. Knjiga treba da upozna studente sa metodama spektroskopske dijagnostike prilagodjenim specifičnim osobinama laserski indukovane plazme, kao i sa novijim tehnikama modeliranja koje se primenjuju u proučavanju ovakvih plazmi. Knjiga je nastala kao kompilacija radova publikovanih u zadnjih desetak godina u okviru projekata koji su radjeni u Laboratoriji za spektroskopiju plazme Fizičkog fakulteta. Niz drugih problema iz domena spektroskopije, uključujući bogato eksperimentalno iskustvo iz ove oblasti akumulirano na Fizičkom fakultetu, nisu prikazani u knjizi. Knjiga obuhvata uglavnom problematiku za koju je Laboratorija za spektroskopiju plazme u potpunosti opremljena pa bi savladavanjem izloženog gradiva studenti bili u stanju da se brzo i efikasno uključe u istraživački rad u laboratoriji.

Knjiga ima četiri poglavlja: u prvom su prikazani osnovni modela laserski indukovane plazme, u drugom novije spektroskopske dijagnostičke tehnike za ovakve plazme, treće poglavlje je posvećeno proučavanju radijalne ekspanzije plazme a u četvrtom poglavlju su razmotrene prednosti i nedostaci koje laserski indukovana plazma ima ako se koristi kao spektroskopski izvor.

Sadržaj

Prdgovor	3
1 Modeli laserski indukovane plazme	9
1.1 Model Singha i Narayana	9
1.1.1 Ekspanzija plazme nakon prestanka delovanja lasera . .	13
1.1.2 Sažetak modela Singha i Narayana	14
1.2 Model Annemie Bogaerts i saradnika	17
1.2.1 Zagrevanje mete, topljrnje i isparavanje	17
1.2.2 Ekspanzija isparelog materijala i stvaranje plazme . . .	19
1.2.3 Rezultati modela	19
1.3 Monte Carlo model	26
1.3.1 Model	27
1.3.2 Rezultati MC modela	34
2 Dijagnostika LIP	41
2.1 Spektroskopska dijagnostika	41
2.2 Abelova transformacija i samoapsorpcija	44
2.3 Inverzna Abelova transformacija	48
2.3.1 Razmatranje šuma	50
2.3.2 Definicija 'urf' funkcija	51
2.3.3 Primer	53
2.4 Optical Time Of Flight dijagnostička metoda	54
2.4.1 Veza sa Time Of Flight tehnikom	55
2.4.2 Matematičko opisivanje ekspanzije	57
2.4.3 Geometrijski detalji	58
2.4.4 Fizička pretstava vezana za OTOF signal	60
2.4.5 Vremenski tok elektronske temperature	61
2.4.6 Optički sistem	62
2.4.7 Tipične eksperimentalne situacije	63
2.4.8 Korekcija OTOF profila	67

3	Osobine LIP	69
3.1	Spektri tipični za LIP	69
3.1.1	Uticaj Doplerovog pomeranja	70
3.1.2	Ovalni spektar	72
3.1.3	Inverzna Abelova transformacija i problem samoapsorpcije	73
3.2	Analiza Ovalnih profila	73
3.2.1	Svodjenje na uobičajen spektar	73
3.2.2	Analiza celokupnog ovalnog profila	75
3.2.3	Poredjenje rezultata	77
3.3	Formiranje duplog sloja	79
3.3.1	Tipični eksperimentalni rezultati	79
3.3.2	Energijski balans u duplom sloju	83
4	LIP kao spektroskopski izvor	87
4.1	Tehnika merenja	87
4.1.1	Odredjivanje elektronske temperature i koncentracije	89
4.1.2	Dekonvolucija	92
4.1.3	Pretstavljjanje profila linije, asimetrija i pomeraj	93
4.2	Rezultai Štarkovih parametara za Ge II linije	94
4.3	Pseudo-Voigt	95

Uvod

Laserski Indukovana Plazma (LIP) nastaje kao posledica interakcije snažnog laserskog zračenja, iradiansa (snaga po jedinici površine) reda GW/cm^2 , sa čvrstim telima ili sa gasom na pritiscima ne mnogo manjim od atmosferskog pritiska. Potrebna iradiansa može da se obezbedi upotrebom komercijalnih nanosekundnih impulsnih lasera. U praksi najčešće se koriste Nd:YAG laseri sa energijom impulsa oko 1 J i tipičnim vremenom trajanja impulsa od 5 do 10 ns dok su excimer laseri, sa nešto dužim trajanjem impulsa, danas redje u upotrebi. Laser se može dodatno fokusirati na površinu mete pomoću kvalitetnog sočiva ili objektiva. Iradiansa i vreme osvetljavanja su važni faktori i u značajnoj meri određuju koji su dominantni procesi interakcije laser - čvrsta meta. Interakcija femtosekundnog laserskog impulsa sa površinom čvrste mete se bitno razlikuje i donosi nove efekte koji se ne javljaju pri upotrebi nanosekundnih lasera.

Proces stvaranje plazme se odvija u nekoliko faza koje sve zajedno traju koliko i laserski impuls. U prvoj fazi dolazi do apsorpcije zračenja u meti, zagrevanja osvetljene oblasti, topljenja i isparavanja materijala od koga je meta načinjena. Mali broj atoma pare je zbog visoke temperature jonizovan, pa slobodni elektroni nastali jonizacijom počinju intenzivno da absorbuju lasersko zračenje. Kao posledica nastaje plazma visoke temperature i velike elektronske gustine. Ovako nastala plazma ima cilindričnu simetriju i velikom brzinom se širi u okolni prostor.

U prvom delu ovog udžbenika biće razmotreni jednostavni modeli koji aproksimativno opisuju interakciju zračenja sa površinom mete i potonju ekspanziju plazme. Postoje dva pristupa u razvoju ovakvih modela. U prvom sličaju zamisao je da se fizička slika dovoljno pojednostavi tako da problem može da se opiše analitički, najčešće sistemom diferencijalnih jednačina. Drugi pristup se oslanja na manje ili više komplikovane Monte Carlo simulacije koje na osnovu određenog skupa elementarnih procesa uključenih u simulaciju daju ponašanje makroskopskih parametara karakterističnih za LIP.

Drugi deo udžbenika posvećen je spektroskopskim dijagnostičkim meto-

dama koje se koriste pri izučavanju LIP. Specifičnost laserski indukovane plazme, mala veličina, cilindrična geometrija, velika brzina ekspanzije, veliki gradijenti temperature i koncentracije nameću potrebu da se uobičajene spektroskopske metode prilagode ovim osobinama LIP. Posebna pažnja biće posvećena inverznom abelovom transferu koji predstavlja neizbežan korak u analizi spektroskopskih podataka.

Laserski indukovana plazma je interesantna i kao spektroskopski izvor jer se u emisionom spektru nalaze samo spektralne linije atoma od kojih je sačinjena meta. Pri tome se sa lakoćom obezbeđuju višestruko jonizovana stanja atoma. Zbog velikih gradijenata mogu se na jednostavan način pratiti promene u obliku spektralnih linija koje se emituju iz ublasti sa značajno različitim vrednostima elektronske temperature i koncentracije.

Poglavlje 1

Modeli laserski indukovane plazme

1.1 Model Singha i Narayana

Prvi modeli laserski indukovane plazme datiraju iz osamdesetih godina prošlog veka. Obzirom na mali kapacitet tadašnjih računara većinom su razvijani analitički, teorijski, modeli koji se najčešće svode na sisteme diferencijalnih jednačina. Za pojedine modele sistemi diferencijalnih jednačina mogu da se reše analitički do kraja, dok je u nekim slučajevima potrebno numeričko rešavanje odgovarajućeg sistema. Numerički zadaci takvog obima mogli su efikasno da se urade i na tadašnjim računarima.

Važan korak u razvoju svakog teorijskog modela je pojednostavljivanje realnih procesa ali tako da se očuva fizička suština problema koji se proučava. Pri razmatranj LIP uobičajen prvi korak je svodjenje realnog trodimenzionog problema na jednostavniji jednodimenzioni slučaj, bar u nekim fazama razvoja modela. Godine 1990. Rajiv K. Singh i J. Narayan [1] publikovali su teorijski model koji je u potonjoj literaturi vrlo često citiran. U kratkim crtama ideja modela je sledeća:

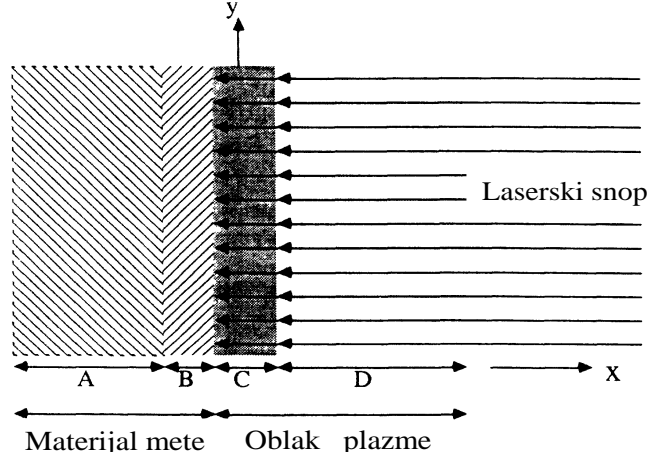
U zavisnosti od vrsta interakcije laserskog snopa sa metom, mogu se uočiti tri odvojena režima: (i) interakcija laserskog snopa sa materijalom mete rezultira isparavanjem površinskih slojeva; (ii) interakciju isparenog materijala sa laserskim snopom rezultira izotermalnim stvaranjem i ekspanzijom plazme, i (iii) anizotropna adijabatska ekspanzija plazme. Prva dva režima započinju s laserskim impulsom i traju dok traje laserski impuls. Treća faza odvija se nakon završetak laserskog impulsa. U modelu je prisutna pretpostavka da se ekspanzija vrši u vakuum.

(i) Snažan laserski snop intenzivno zagreva površinski sloj mete što dovodi

do topljenja i isparavanja atoma iz površinskog sloja, u zavisnosti od iradianse (snage po jedinici površine) laserskog snopa. Obzirom da je debljina površinskog sloja mala u poredjenju sa prečnikom laserskog spota na meti, proces zagrevanja i razmene toplote izmedju slojeva mete može da se razmatra kao jednodimenzioni problem. Dakle, prema modelu Singha i Narayana razmena toplote izmedju slojeva mete se opisuje kao difuzija toplote u jednoj dimenziji, duž pravca normalnog na površinu mete. Meta može biti načinjena od bilo kakvog materijala, u okviru modela razmatraju se mete od čistog metala ili legure. Naime model nije primenljiv za složene materijale kod kojih se usled zagrevanja dešavaju hemijske reakcije. Nekoliko veličina odredjuju kako će se odvijati zagrevanje površinskog sloja metala: koeficijent difuzije toplote D , specifični toplotni kapacitet c , latentna toplota topljenja i isparavanja H_t , H_i , koeficijent refleksije površine metala na talasnoj dužini upotrebljenog lasera R . Ako D , c , H_t , H_i i R imaju male vrednosti površinski sloj će se zagrevati vrlo brzo. U suprotnom preuzeta energija na površini mete će se trošiti na zagrevanje slojeva ispod površine, veliko D , na zagrevanje materijala, veliko c , na topljenje i isparavanje, veliko H_t i H_i .

(ii) Kada površinski sloj dosegne tačku ključanja iznad površine mete formira se sloj isparelih atoma, od kojih je jedan broj jonizovan usled termalne jonizacije. Absorpcija zračenja u ovoj fazi se odvija kroz proces inverznog zakočnog zračenja, koji uključuje absorpciju fotona od strane slobodnih elektrona u polju jona. Plazma, dakle, apsorbira upadno lasersko zračenje u tankom sloju tik uz metu gde je gustina naelektrisanih čestica najveća. Usled zagrevanja plazma expanduje, slojevi udaljeniji od mete su razredjeni i apsorbiraju relativno malo energije u odnosu na sloj plazme tik uz metu. Dalje zagrevanje mete zavisi od količine zračenja koje absorbira plazma iznad površine mete, odnosno od koeficijenta absorpcije plazme. Ako je plazma previše gusta i malo laserskog zračenja dopire do mete, meta se hladi i proces isparavanja salbi. Usled toga smanjuje se gustina plazme, plazma postaje prozračnija pa više energije dolazi do mete, povećava se isparavanje koje pak ograničava dotok energije na metu. Ovaj proces je samousaglašen pa je količina energije koja stiže na metu upravo dovoljna da obezbedi isparavanje potrebno da se nadoknade gubici usled ekspanzije čestica u okolni prostor. Tokom ovog procesa temperatura plazme ostaje uglavnom nepromenjena pa se ovaj režim naziva izotermalni. Slika 1.1.1, preuzeta iz rada [1], ilustruje samousaglašen proces isparavanja.

(iii) Tanak sloj plazme koji apsorbira značajan deo energije laserskog zračenja može da se razmatra, prema Singhu i Narayanu, kao gas na visokoj temperaturi i visokom pritisku koji se u početku nalazi u maloj zapremini uz samu metu da bi mu u nekom trenutku bila omogućena slobodna ekspanzija u vakuum. Zbog velikog gradijenta pritiska na spoljnoj površini u trenutku



Slika 1.1.1: Ilustracija procesa samousaglašenog isparavanja prema [1]. (A) sloj u dubini mete koji ne oseća delovanje lasera. (B) ispareli materijal mete. (C) gusta plazma u kojoj se dominantno vrši apsorpcija zračenja. (D) plazma koja se udaljila od mete i ne apsorbuje zračenje.

kada mu je omogućena ekspanzija, brzina širenja u graničnom sloju može biti vrlo velika. U početnoj fazi širenja gustina plazme može biti vrlo velika, oko 10^{20} čestica po cm^3 , usled čega je srednji slobodni put atoma i jona jako mali pa se ponašanje plazme može opisati fluidnim modelom odnosno jednačinama gasne dinamike. U ovakvoj teorijskoj formulaciji gustina $n(x, y, z, t)$ i pritisak $p(x, y, z, t)$ mogu da se predstave Gausovim funkcijama

$$n(x, y, z, t) = \frac{N_T t}{2^{0.5} \pi^{1.5} \tau X(t) Y(t) Z(t)} \times \exp \left[-\frac{x^2}{2X(t)^2} - \frac{y^2}{2Y(t)^2} - \frac{z^2}{2Z(t)^2} \right], t < \tau \quad (1.1.1)$$

gde je N_T ukupan broj čestica dobijenih isparavanjem mete na kraju laserskog impulsa, u trenutku $t = \tau$. $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ su dimenzije plazme koja se širi duž tri ortogonalne koordinate i odgovaraju mestima na kojima je gustina plazme $\sim 68.3\%$ od maksimalne gustine u središtu plazme. Odgovarajući izraz za pritisak ($p = NkT$) je

$$p(x, y, z, t) = \frac{N_T t k T_0}{2^{0.5} \pi^{1.5} \tau X(t) Y(t) Z(t)} \times \exp \left[-\frac{x^2}{2X(t)^2} - \frac{y^2}{2Y(t)^2} - \frac{z^2}{2Z(t)^2} \right], t < \tau \quad (1.1.2)$$

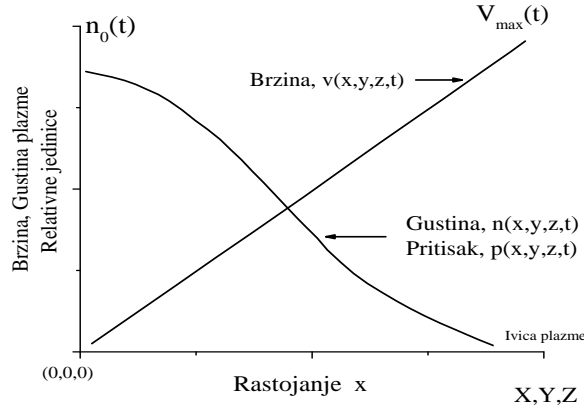
gde je T_0 izotermalna temperatura plazme a k Bolcmanova konstanta. Dakle, jednačine (1.1.1) i (1.1.2) opisuju ekspanziju plazme dok laser osvetljava metu

a izotermalna temperatura se održava samousaglašenim procesom apsorpcije zračenja uz samu površinu mete.

Diferencijalna jednačina za brzinu ekspanzije dobija se nakon što se uključi još i jednačina kontinuiteta [1]

$$\begin{aligned} X(t) \left[\frac{1}{t} \frac{dX}{dt} + \frac{d^2 X}{dt^2} \right] &= Y(t) \left[\frac{1}{t} \frac{dY}{dt} + \frac{d^2 Y}{dt^2} \right] \\ &= Z(t) \left[\frac{1}{t} \frac{dZ}{dt} + \frac{d^2 Z}{dt^2} \right] = \frac{kT_0}{M}, t < \tau \quad (1.1.3) \end{aligned}$$

gde je M masa čestica koje ekspanduju. Gornja jednačina određuje početak ekspanzije ($t < \tau$) duž tri ortogonalna pravca. Početna dimenzija plazme u pravcu ortogonalnom na metu je vrlo mala te je stoga u tom pravcu brzina ekspanzije najveća. Dakle ekspanzija plazme će se dominantno odvijati u pravcu ortogonalnom na površinu mete. Sledi da su na početku, kada su brzine male, ubrzanja najveća. Takodje se vidi da čestice male mase ekspanduju brže.



Slika 1.1.2: Ilustracija procesa ekspanzije plazme. Treba uočiti da je brzina čestica na periferiji najveća a da je rast brzine od središta, gde je brzina mala, ka periferiji linearan.

Raspodela brzine i gustine čestica plazme data je na slici 1.1.2. Uz površinu mete gustina je najveća i opada ka periferiji u skladu sa jednačinom (1.1.1). Brzine čestica plazme uz metu su male i linearno rastu ka periferiji. Na samom rubu plazme, u oblasti jako malih gustina, brzine čestica plazme mogu biti vrlo velike, 5-8 puta veće od brzine zvuka. Obzirom da je jednačina (1.1.3) dobijena iz fluidnog modela koji se koristi za opisivanje ekspanzije gasova, brzine na periferiji se iskazuju preko brzine zvuka u oblasti najveće gustine.

1.1.1 Ekspanzija plazme nakon prestanka delovanja lasera

Prethodna analiza odnosila se na situaciju kada laser deluje i obezbedjuje samousaglašenim procesom konstantan priliv čestica sa mete i konstantnu temperaturu u oblasti tik uz metu. U takvim uslovima izbor izotermalnog modela za opisivanje ekspanzije sasvim je opravdan. Nakon završetka laserskog impulsa situacija se menja, nema više priliva čestica sa mete, temperatura opada a zbog velikih gradijenata pritiska plazma nastavlja da se širi. Uobičajeno da se u takvim uslovima ekspanzija opisuje adijabatskim modelom koji povezuje promenu temperature sa promenom dimenzija plazme

$$T[X(t)Y(t)Z(t)]^{\gamma-1} = \text{const} \quad (1.1.4)$$

gde je $\gamma = c_p/c_v$ odnos specifičnih toplotnih kapaciteta pri konstantnom pritisku i konstantnoj zapremini. Termalna energija se brzo transformiše u kinetičku energiju čestica tako da plazma u konačnom ishodu može da dostigne vrlo velike brzine. U toku procesa ekspanzije temperatura brzo opada sve dok ne postane dovoljno niska da započne proces rekombinacije jona i elektrona. U svakom događaju (tročestične) rekombinacije elektron dobija energiju koja odgovara potencijalu jonizacije pa se proces hlađenja usporava a ekspanzija nastavlja za račun unutrašnje energije plazme. Maksimalna brzina koju čestice gasa koji se širi u vakuum mogu da dostignu je data izrazom $2a/\gamma - 1$, gde je a brzina zvuka, $a = \sqrt{\gamma RT/M}$. Možemo zaključiti da je maksimalna brzina oko 3-10 puta veća od brzine zvuka u zavisnosti od vrednosti γ .

U adijabatskom režimu širenja plazme brzina ekspanzije povećava se na račun smanjenja unutrašnje energije. Obzirom da nema priliva čestica sa mete izrazi za gustinu i pritisak mogu se izraziti na sličan način kao u jednačinama (1.1.1), (1.1.2) osim što član t/τ nije potreban jer je vodio računa o prilivu čestica sa mete,

$$n(x, y, z, t) = \frac{N_T}{2^{0.5}\pi^{1.5}X(t)Y(t)Z(t)} \times \exp \left[-\frac{x^2}{2X(t)^2} - \frac{y^2}{2Y(t)^2} - \frac{z^2}{2Z(t)^2} \right], t > \tau \quad (1.1.5)$$

$$p(x, y, z, t) = \frac{N_T k T_0}{2^{0.5}\pi^{1.5}X(t)Y(t)Z(t)} \times \exp \left[-\frac{x^2}{2X(t)^2} - \frac{y^2}{2Y(t)^2} - \frac{z^2}{2Z(t)^2} \right], t > \tau. \quad (1.1.6)$$

Jednačina koja opisuje ekspanziju (jednačina kretanja) ima sličnu formu kao (1.1.3). Za detalje videti [1].

$$\begin{aligned}
 X(t) \left[\frac{d^2 X}{dt^2} \right] &= Y(t) \left[\frac{d^2 Y}{dt^2} \right] \\
 &= Z(t) \left[\frac{d^2 Z}{dt^2} \right] \\
 &= \frac{kT_0}{M} \left[\frac{X_0 Y_0 Z_0}{X(t) Y(t) Z(t)} \right]^{\gamma-1}, t > \tau.
 \end{aligned} \tag{1.1.7}$$

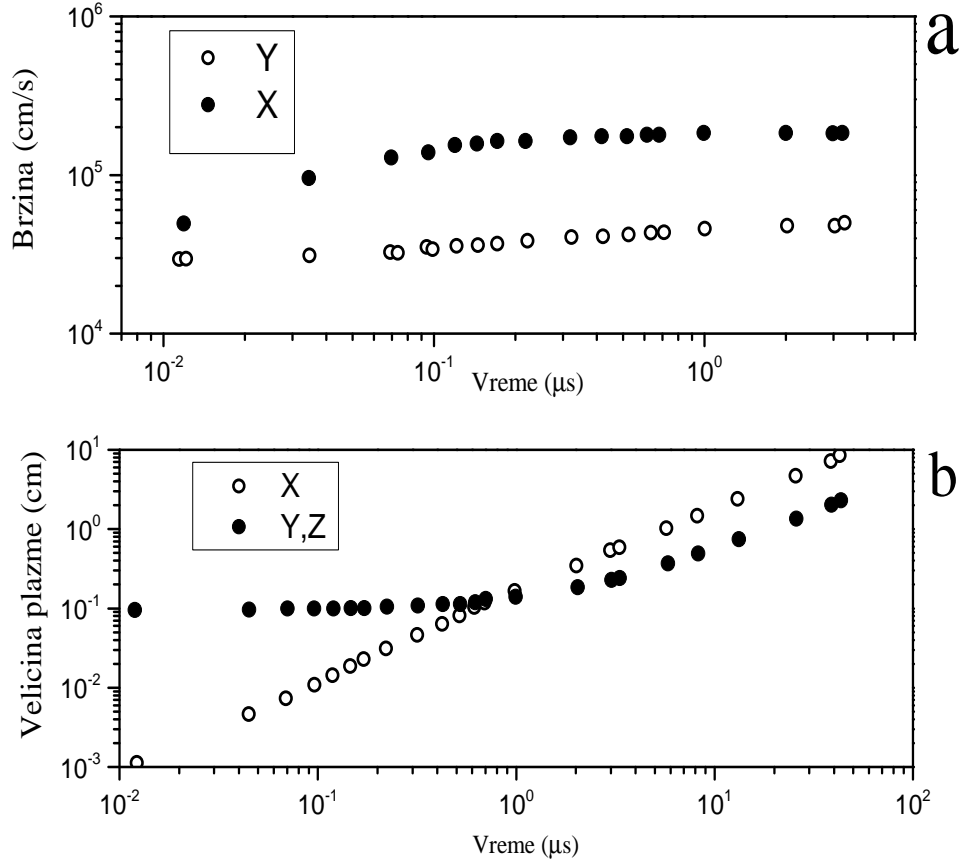
Veličine X_0, Y_0, Z_0 su početne dimenzije koje je plazma imala u trenutku završetaka laserskog impulsa, $t = \tau$. Gornja jednačina pokazuje da ubrzanje plazme zavisi od temperature, početnih dimenzija plazme i mase čestica koje expanduju. Treba naglasiti da se gornji rezultat oslanja na hidrodinamički model i da je brzina ekspanzije određena gradijentima pritiska. Jednačina (1.1.7), dakle, važi za sve čestice u plazmi uključujući jone, elektrone, neutralne čestice, molekule itd. U zavisnosti od njihovih masa i brzine ekspanzije će biti različite.¹ Sve diferencijalne jednačine rešavane su numerički oslanjajući se na Runge Kutta metodu.

Na slici 1.1.3 prikazana je veličina plazme i brzina ekspanzije u funkciji vremena u skladu sa modelom Singha i Narayana [1]. Važna osobina koju model predviđa je anizotropija usled različitih dimenzija plazme u početnom trenutku. Dimenzija X_0 koja odgovara 'debljini' plazme u jednačini (1.1.7) predstavlja debljinu sloja u kome se vršila absorpcija zračenja i manja je od veličine laserskog spota R_0 na meti, to jest $X_0 < R_0 = Y_0 = Z_0$. Usled toga brzina ekspanzije će biti najveća duž pravca x , ortogonalno na površinu mete, odnosno plazma će biti izdužena u pravcu x .

1.1.2 Sažetak modela Singha i Narayana

Prema ovom modelu interakcija lasera sa površinom mete ima samousaglašen karakter, apsorpcija laserskog zračenja se vrši u tankom sloju tik uz metu a do mete stiže količina zračenja upravo dovoljna da održava temperaturu površine mete na vrednosti potrebnoj da se usled procesa izparavanja nadoknađuju gubici materijala uzrokovani ekspanzijom u okolni prostor. U ovoj fazi, za

¹Treba uočiti da će zbog male mase elektroni imati najveću brzinu ekspanzije u skladu sa (1.1.7). Obzirom da se pozitivni joni kreću sporije pojaviće se električno polje na granici plazme. Reč je o ekspanziji u vakuum, te se ovaj efekt razlikuje od pojave unutrašnjeg električnog polja kod ambipolarne difuzije i ne može se do kraja opisati u okviru fluidnog modela.



Slika 1.1.3: Na grafiku (a) prikazane su brzine duž x (crni kružici) i duž y odnosno z pravca (beli kružici). Vidi se da je brzina duž x veća i da za kraće vreme dostiže saturacionu vrednost. Na grafiku (b) prikazana je veličina plazme u funkciji vremena, crni kružici su y i z koordinata! a beli x koordinata! Uočljivo je da se s početka plazma razvija duž x (ortogonalno na metu) a kad x dimenzija postane samerljiva sa ostale dve određene veličinom spota, plazma počinje da se uvećava duž sve tri ose pri čemu trajno ostaje izdužena u smer x ose. Račun je sproveden za excimer laser ($\lambda = 308$ nm, $\tau = 45$ ns), temperaturu mete od 2200 K, temperaturu plazme na početku adijabatske faze od 10000 K i veličinu spota od 2×2 mm. Atomska masa $M=89$ odgovara Yttrijumu a za γ je uzeta vrednost 1.66.

$t < \tau$, ponašanje plazme se aproksimira izotermnim fluidnim modelom sa temperaturom koja odgovara temperaturi površine mete.

Nakon prestanka lasera, $t > \tau$, plazma slobodno ekspanduje u okolni prostor a proces ekspanzije se aproksimira adijabatskim fluidnim modelom. Unutrašnja energija plazme usled visoke temperature transformiše se u kinetičku energiju ekspanzije. Temperatura se brzo smanjuje dok ne opadne do vrednosti kada proces rekombinacije postane dominantan. Tokom tog procesa (tročestične rekombinacije) opadanje temperature je sporije jer se deo energije utrošen na jonizaciju atoma 'vraća' u formi kinetičke energije elektronima koji je prenose i na teške čestice. Ekspanzija ima anizotropni

karakter, brzina ekspanzije je najveća u pravcu duž kojeg je dimenzija plazme u početnom trenutku bila najmanja.

1.2 Model Annemie Bogaerts i saradnika

Model koji su razvili Bogaerts i saradnici [2] datira iz 2003. godine i značajno je detaljniji je od modela Singha i Narayana [1]. U Modelu posebna pažnja je posvećena svakom procesu koji učestvuje u nizu procesa koji dovode do stvaranja i ekspanzije plazme. Iako model ima opšti karakter razvijen je za interakciju laserskog zračenja sa bakarnom metom. Razlog je vrlo jednostavan, za detaljnu analizu potrebno je poznavati sve parametre sistema te on mora biti potpuno određen. Izabran je bakar jer se za taj metal mogu pronaći praktično svi potrebni podaci, tačka topljenja i klučanja, refleksivnost, koeficijent apsorpcije svetlosti, toplotni kapaciteti itd. U ovom pregledu biće spomenuti najvažniji procesi i najvažniji rezultati, analitičke i numeričke tehnike rešavanja pojedinih problema biće spomenute samo za najvažnije procese.

1.2.1 Zagrevanje mete, topljenje i isparavanje

Ovaj proces razradjen je vrlo detaljno. Usled delovanja lasera površina mete se zagreva, topi i na kraju isparava. Raspodela temperature u unutrašnjosti mete računa se korišćenjem jednačine za provodjenje toplote. Dužina oblasti u kojoj se u bakru vrši apsorpcija laserskog zračenja je oko 1.3×10^{-8} m što je mnogo manje od veličine laserskog spota na meti te se problem provodjenja toplote u bakru može razmatrati u jednoj dimenziji, na sličan način kao u [1]. Odgovarajući izraz je oblika

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{k}{C_p \rho} \right) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} + \frac{\alpha}{C_p \rho} I(x, t) \right] \quad (1.2.1)$$

gde T predstavlja temperaturu unutar mete, x je rastojanje od površine, t je vreme, k je termalna provodljivost bakra, C_p je toplotni kapacitet, ρ je gustina a α je absorpcioni koeficijent laserskog zračenja $I(x, t)$ bakra. U okviru modela nelinearnost gornjih koeficijenata se zanemaruje odnosno pretpostavlja se da su termalna svojstva bakra nezavisna od temperature. Ova pretpostavka nije sasvim tačna ali umnogome olakšava račun. Jednačina (1.2.1) sama po sebi zahteva numeričko rešavanje i odgovarajuću metodologiju adekvatnu za ovakve probleme. Prvi član na desnoj strani gornje jednačine predstavlja termalnu provodnost dok drugi član opisuje absorbovanu energiju laserskog zračenja. $I(x, t)$, iradiansa laserskog zračenja, je funkcija vremena i rastojanja od površine mete (unutar metel!) i može se predstaviti kao

$$I(x, t) = I_0 \exp(-\alpha x)[1 - \Re]. \quad (1.2.2)$$

I_0 je intenzitet laserskog zračenja na površini mete a \mathfrak{R} je reflektivnost bakra na talasnoj dužini lasera.

Kada temperatura na površini postane vrlo visoka isparavanje bakra postaje značajno. Pritisak pare se računa na osnovu temperature površine integrirajući Clausius-Clapeyronovu jednačinu

$$P_{\text{vap}}T_s = p_0 \exp \left[\frac{\Delta H_{1v}(T_s - T_b)}{RT_sT_b} \right]. \quad (1.2.3)$$

Oznake imaju sledeće značenje: T_s i T_b su temperatura površine i temperatura ključanja na pritisku $p_0 = 1 \text{ atm}$, ΔH_{1v} je toplota isparavanja a R je gasna konstanta. Da bi jednačina mogla da se reši za svaki podatak mora da se zna tačna brojna vrednost.

Znajući pritisak pare može se izračunati gustina atoma bakra oslanjajući se na jednačinu stanja idealnog gasa, naravno uz pretpostavku da ta jednačina dovoljno dobro opisuje ponašanje pare bakra

$$\rho_{\text{vap},s} = \frac{p_{\text{vap},s}}{kT_s}.$$

Indeks s označava da se veličina odnosi na površinu bakra a k je Boltzmanova konstanta.

Na ovom mestu se uvodi nova aproksimacija, naime pretpostavka da atomi pare bakra (bakar u gasovitom stanju) napuštaju površinu tako da su im brzine u skladu sa Maxwellovom raspodelom u jednoj dimenziji. U tom slučaju srednja brzina atoma bakra iznosi

$$v_{\text{vap},s} = \sqrt{\frac{2kT_s}{\pi m}}$$

gde je m masa atoma bakra. Na ovaj način procenjene veličine na površini bakra, $\rho_{\text{vap},s}$, $v_{\text{vap},s}$ i T_s koriste se kao ulazni parametri (granični uslovi) za sledeću fazu modela.

Uočava se da je u modelu Bogaerts i saradnika [2] svaki korak u razvoju modela detaljno analiziran i na odgovarajući način kvantifikovan. I pored želje za egzaktnošću pojedine fizičke situacije su pojednostavljene da bi problem ostao analitički i numerički traktabilan. Ovakav pristup je opravdan i primenjen je i u svim ostalim fazama izgradnje modela sa ciljem da se komplikovana realnost svede na jednostavniji ali realističan model. U analizi ostalih faza modela laserski indukovane plazme zadržaćemo se samo na opisu metodologije i primenjenih aproksimacija upućujući čitaoca na originalan rad.

1.2.2 Ekspanzija isparelog materijala i stvaranje plazme

Ekspanzija isparelog materijala opisuje se Ojlerovim jednačinama dinamike fluida koje izražavaju očuvanje mase, impulsa i energije. Obzirom da je para bakra izložena delovanju laser i apsorbuje energiju u jednačini za održanje energije mora da bude prisutan i član koji vodi računa o ovom procesu. Takođe, zbog visoke temperature na kojoj se isparavanje odvija termin 'para' nije do kraja pogodan. Naime para je u značajnoj meri jonizovana, te pored atoma i jona sadrži i slobodne elektrone. Dakle umesto termina para, koji asocira na proces priliva čestica isparavanjem sa površine mete, tačnije je koristiti reč plazma. Absorpcija laserskog zračenja se, u skladu sa ovim, uglavnom odvija tako što slobodni elektroni apsorbuju energiju u procesu koji je inverzan za kočnom zračenju i naziva se 'proces inverznog za kočnog zračenja' (inverse bremsstrahlung). Apsorpcija energije se vrši samo na talasnoj dužini lasera, dok se emisija energije procesom za kočnog zračenja odvija u širokom spektru talasnih dužina. Oba procesa, i apsorpcija i emisija, moraju biti uključeni u treću Ojlerovu jednačinu za očuvanje energije.

Iako su Ojlerove jednačine, sa stanovišta dinamike fluida egzaktna, izrazi kojima se opisuju emisija i apsorpcija zračenja nisu. Aproksimativni karakter ovih izraza (i ne samo ovih) čini da čitav model ima aproksimativni karakter. S druge strane osmišljavanje kvalitetnijih aproksimacija ostavlja prostor za unapređivanje celokupnog modela.

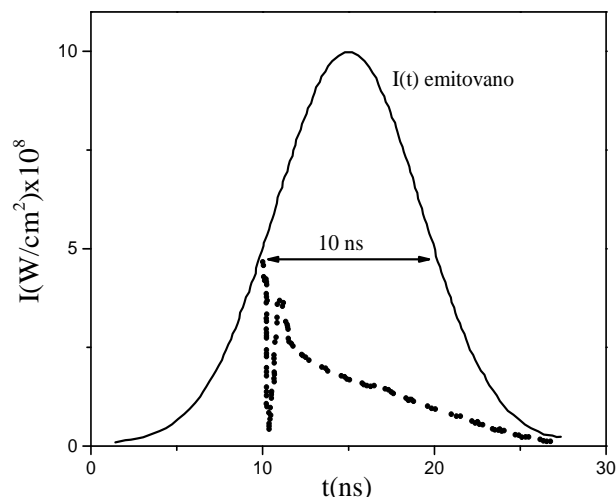
Sledeći važan korak u modelu je procena broja atoma bakra koji nisu jonizivani (Cu) koji su jednom jonizovani (Cu^+) i koji su jonizovani dva puta (Cu^{2+}). Ravnoteža koja postoji između Cu i Cu^+ i elektrona opisuje se jednom jednačinom Saha a ravnoteža između Cu^+ i Cu^{2+} i elektrona sa drugom jednačinom Saha. U slučaju da postoje i Cu^{3+} joni bila bi potrebna i treća jednačina Saha. Treba naglasiti da oslanjanje na jednačinu Saha odgovara pretpostavci da je plazma bar u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži.

Iako je sistem jednačina koji opisuje model komplikovan, ne radi o diferencijalnim već o algebarskim jednačinama koje se numerički rešavaju mnogo lakše i brže. Za numeričko rešavanje sistema od pet algebarskih jednačina autori su koristili Njutn-Rapsonov metod. Rešenja su koncentracija nejonizovanih atoma (Cu), jednom jonizovanih (Cu^+), dva puta jonizovanih (Cu^{2+}) atoma, koncentracija slobodnih elektrona i temperatura.

1.2.3 Rezultati modela

Broj rezultata koji se mogu dobiti iz ovog modela vrlo je veliki. Svi rezultati se dobijeni za odredjen izbor 'spoljašnjih' parametara. Talasna dužina lasera je 266 nm a vremenski profil intenziteta ima formu Gausove funkcije

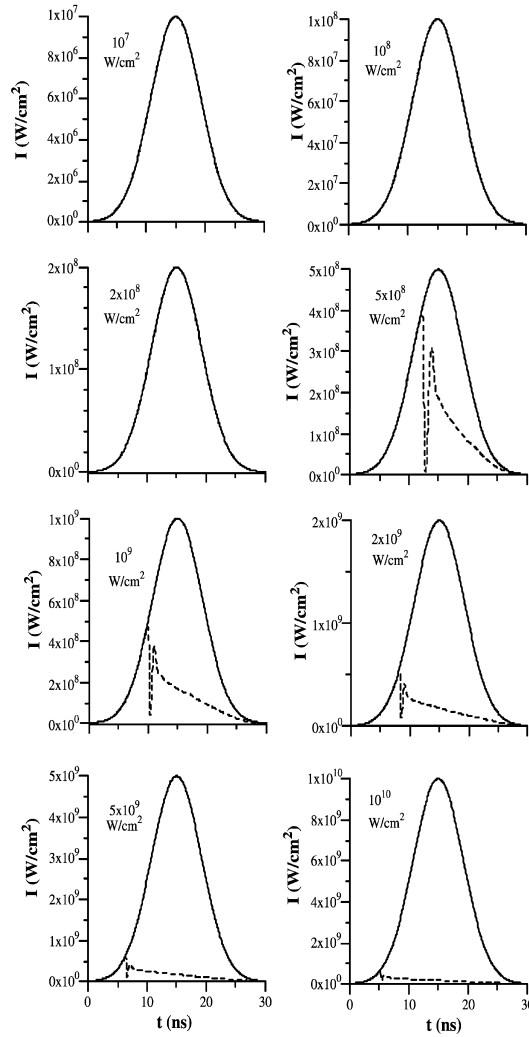
sa poluširinom od 10 ns. Maksimalan intenzitet (iradiansa) je 109 W/cm^2 a ukupna emitovana energija po jedinici površine (fluens) je 10.6 J/cm^2 .



Slika 1.2.1: Vremenski profil intenziteta lasera odgovara Gausovoj distribuciji sa širinom na polovini visine (poliširinom) od 10 ns. Maksimalna iradiansa je 109 W/cm^2 . Isprekidana linija predstavlja intenzitet lasera koji je dospeo do mete usled apsorpcije u plazmi.

Na slici 1.2.1 se vidi vrlo važan rezultat ovog modela, kako izgleda intenzitet lasera koji dolazi na površinu mete, isprekidana linija na slici. Do 10 ns celokupni intenzitet lasera dospeva na metu, to je vreme koje odgovara zagrevanju mete i dostizanju temperature kada isparavanje postaje značajno. Nakon toga, usled apsorpcije zračenja u plazmi, dolazi do naglog pada intenziteta na meti zbog čega se smanjuje isparavanje te plazma postaje prozračnija. Vrlo brzo, zbog novog priliva energije meta se zagreva i dostiže se kvazistacionarno stanje u kome nema naglih promena. Uočava se da samo mali deo energije dospeva na metu, veći deo absorbira plazma.

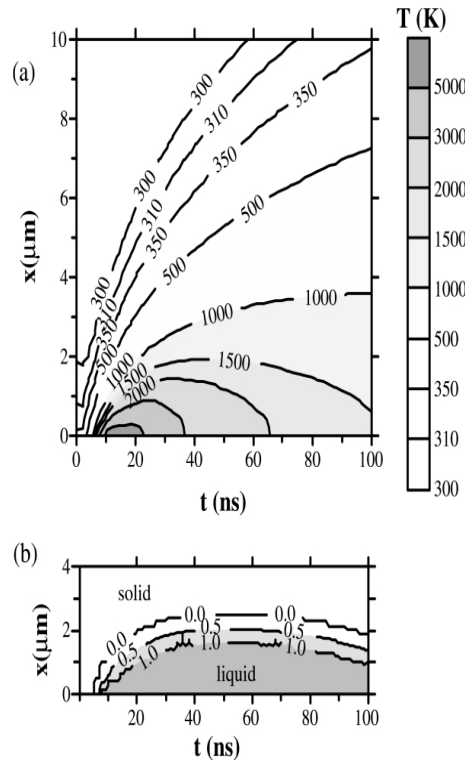
Takodje važan rezultat je zavisnost intenziteta zračenja koje dospe na površinu mete od primenjenog intenziteta lasera, slika 1.2.2. Model pokazuje da za male primenjene intenzitete nema ekraniranja, odnosno da celokupni intenzitet dospeva do mete. Očigledno, zbog malog intenziteta površina mete se ne zagreva do temperature kada isparavanje postaje značajan proces. Kada je u pitanju meta od bakra i laser na 266 nm granična vrednost iradianse je oko $2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$. Za veće iradijanse dolazi do stvaranja plazme i ekraniranja mete zbog apsorpcije zračenja. Sa porastom snage ekraniranje postaje sve izrazitije, odnosno sve manji deo upadne energije dospeva na metu. U apsolutnom iznosu energija koja dospeva na površinu mete uglavnom ne za-



Slika 1.2.2: Slika ilustruje količinu absorbovane energije laserskog zračenja u plazmi u zavisnosti od intenziteta lasera. Za male intenzitete, manje od $2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$, apsorpcije nema i celokupna energija lasera dospeva na površinu mete. Za veće energije, iradiansa veća od 10^9 W/cm^2 , značajan deo energije se absorbuje u plazmi. Treba uočiti da je energija koja stiže do površine mete uglavnom ista po apsolutnom iznosu, bez razlike na upadnu energiju.

visi od upadne energije. Ovaj rezultat je donekle očekivan i u skladu je sa idejom Singha i Narayana [1] o samousaglašenom karakteru interakcije laser-plazma-metal.

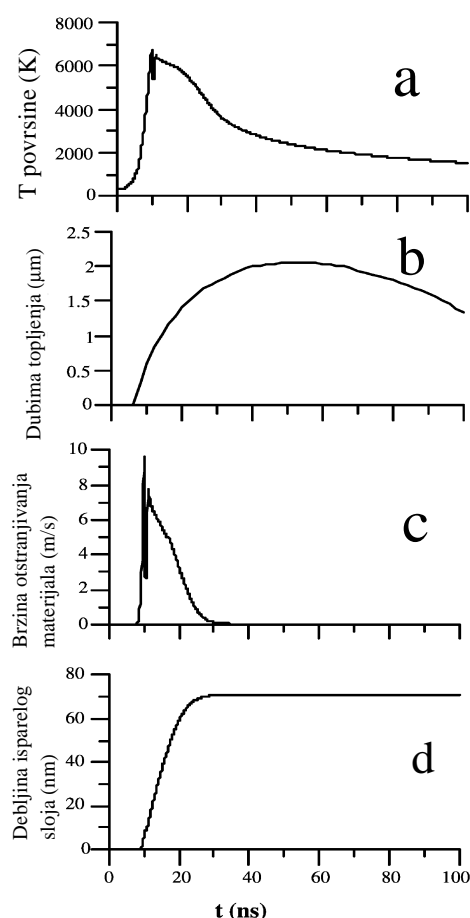
Sljedeći interesantan rezultat, raspodela temperature u unutrašnjosti mete u funkciji vremena, prikazan je na slici 1.2.3a. Najveća vrednost temperature je na površini mete, oko 6750 K, i dostiže se u trenutku kada je iradijansa lasera maksimalna, oko 10-20 ns. Nakon prestanka laserskog impulsa temperatura u unutrašnjosti mete se i dalje povećava usled provodjenja toplote ali



Slika 1.2.3: (a) Raspodela temperature u unutrašnjosti metala u zavisnosti od vremena. (b) Oblati u kojima postoji bakar u tečnom i čvrstom stanju u funkciji vremena.

oblast u kojoj se zapaža povećanje temperature ostaje ograničena na nekih $10 \mu\text{m}$ od površine mete. Na slici 1.2.3b prikazana je oblast, unutar mete, u kojoj postoji rastopljen metal (tečna faza) oivičena linijom -1.0-, oblast u kojoj egzistiraju obe faze, oivičena linijom -0.5-, i oblast čvrstog bakra, linija -0.0-. Zapaža se da u relativno dugom periodu, oko 100 ns, nakon laserskog impulsa tečna faza na površini metala i dalje postoji sa gotovo neizmenjenom debljinom od oko $2 \mu\text{m}$, iako se temperatura površine značajno smanjila, sa 6750 K na oko 1500 K.

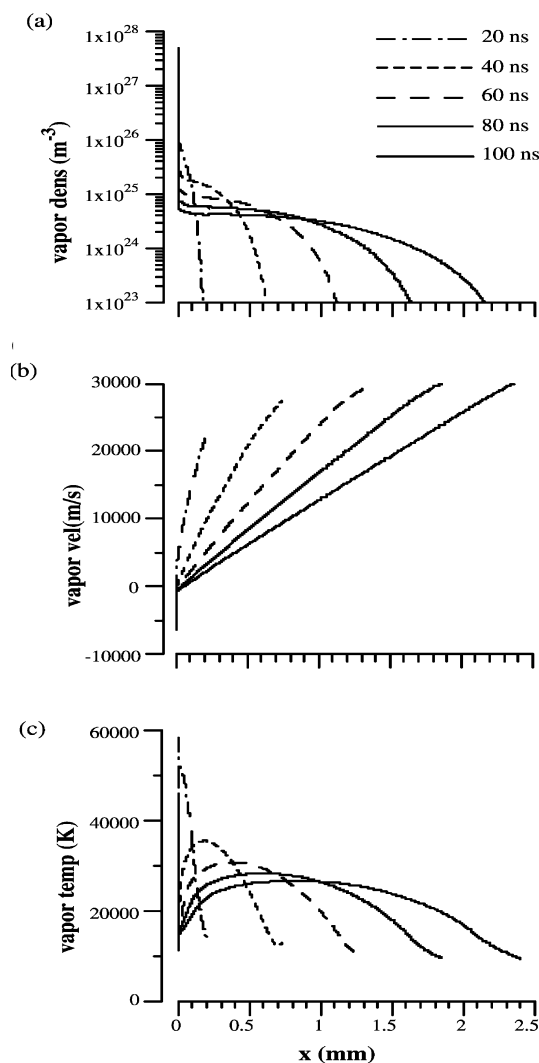
Slični rezultati, ali prikazani na uobičajen način, dati su na slici 1.2.4. Panel (a) prikazuje kako se temperatura površine menja sa vremenom. Nakon maksimalne vrednosti koja se dostiže u trenutku kada je intenzitet lasera najveći temperatura relativno sporo opada ostajući viša od temperature topljenja bakra (1358 K) u trajanju dužem od 10 ns. Dubina do koje je bakar rastopljen (panel b) raste i nakon prestanka lasera, do nekih 50 ns, usled prenošenja toplote sa istopljenog površinskog sloja koji je u početku zagrejan do oko 6750 K. Panel (c) prikazuje brzinu kretanja površinskog sloja usled odstranjivanja materijala isparavanjem (recession rate). Prikazana u



Slika 1.2.4: (a) Raspodela temperature u unutrašnjosti metala u zavisnosti od vremena. (b) Oblati u kojima postoji bakar u tečnom i čvrstom stanju u funkciji vremena.

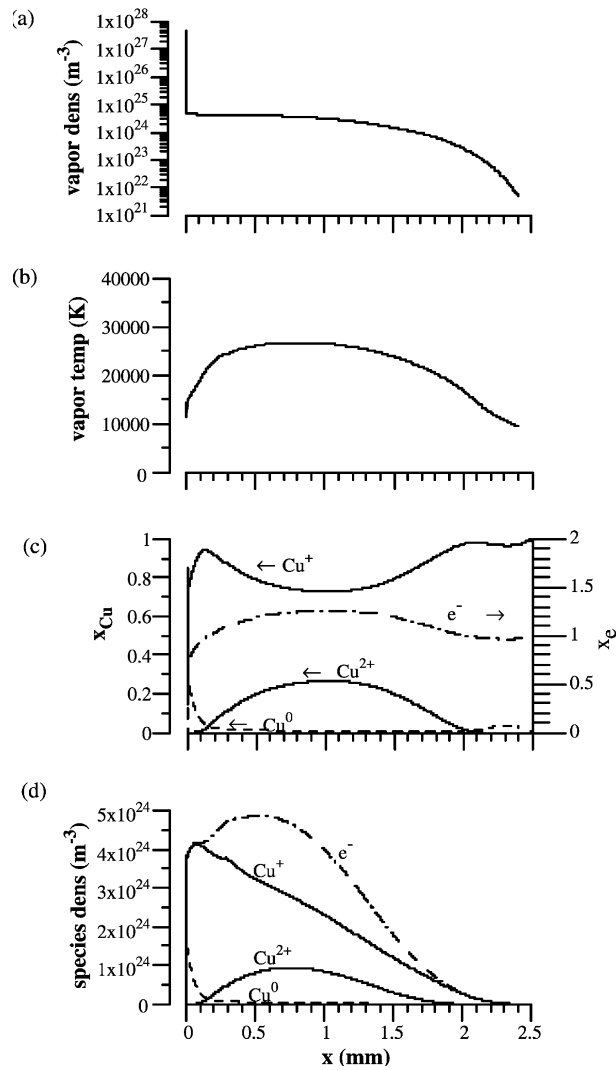
uobičajenim jedinicama ta brzina je iznenadjujuće velika. Treba imati u vidu da je snaga po jedinici površine ogromna i da bi laser sa takvom gustinom snage zaista uklonio 'sloj' od nekoliko metara bakra za 1 s. Na poslednjem panelu (d) prikazana je stvarna debljina isparelog sloja bakra za vreme delovanja lasera i iznosi oko 70 nm.

Druga važna grupa rezultata odnosi se na osobine plazme a ne mete. Na slici 1.2.5 prikazane su vrednosti za gustinu plazme (a), brzinu ekspanzije (b) i temperaturu (c) u funkciji rastojanja od površine mete i u zavisnosti od trenutka kada su veličine izračunate. U ranoj fazi, oko 20 ns kada laser još uvek osvetljava metu, gustina plazme je vrlo velika a oblast u kojoj se plazma formirala je pak vrlo mala, oko 0.2 mm. Brzina ekspanzije na periferiji je oko 20000 m/s i vidi se da gotovo linearno raste sa udaljavanjem od mete, u skladu sa predviđanjem fluidnog modela Singha i Narayana [1]. Temperatura plazme u ovom trenutku je ekstremno visoka i prelazi vrednost od 50000 K,



Slika 1.2.5: (a) Gustuina plazme, (b) brzina ekspanzije, (c) temperatura. Date su vrednosti za svaku od veličina u funkciji rastojanja od površine mete (x) i u zavisnosti od trenutka u kome su prikazane vrednosti izračunate. Vrednosti u različitim vremenskim trenucima su prikazane različitim crtičastim linijama.

panel (c). U svim trenucima nakon 20. ns laserskog impulsa više neme te je plazma u fazi hladjenja i ekspanzija se odvija na račun unutrašnje energije, o čemu je već bilo reči. U 100. ns, usled ekspanzije relativno velika oblast je obuhvaćena plazmom, oko 2 mm od mete, ali se gustina plazme smanjila za više od jednog reda veličine a temperatura je duplo manja i kreće se oko vrednosti od 25000 K u središtu plazme (rastojanje od ~ 1 mm od mete) a na periferiji je oko 10000 K. Brzina čestica plazme na samoj periferiji se ne menja mnogo, vrednosti se kteću oko 30000 m/s pri čemu je promena brzine u funkciji rastojanja od površine mete linearna.



Slika 1.2.6: (a) Ukupni pritisak plazme, (b) temperatura, (c) relativne zastupljenost atoma i jona u pojedinim jonskim stanjima, (d) koncentracije atoma i jona u pojedinim jonskim stanjima.

Obzirom da je u model Bogaerts i saradnika uključena i jednačina Saha koja određuje balans između uzastopnih jonizacionih stanja moguće je dobiti čitav niz rezultata koji se odnose na prisustvo atoma, jona i elektrona u plazmi. Na slici 1.2.6 prikazani su neki rezultati koji se odnose na atomska i jonska stanja u 100. ns nakon laserskog impulsa. Na panelu (c) prikazani su relativni odnosi broja atoma, Cu^0 , jedanom jonizovanih atoma Cu^+ i dvaputa jonizovanih atoma Cu^{2+} . Sa grafika se vidi da je zbog visoke temperature relativni udeo (nejonizovanih) atoma relativno mali, odnosno većina teških čestica nalazi se u jonizovanom stanju. U središtu plazme, gde je temperatura najveća, ima i do 25% atoma dva puta jonizovanog bakra dok je relativni udeo

atoma jednom jonizovanog bakra oko 75%. Nejonizovanih atoma praktično nema. Na periferiji plazme, zbog manje temperature, relativni udeo Cu^{2+} postaje mali, dominira jednom jonizovan bakar Cu^+ i u maloj meri se pojavljuje nejonizovan bakar Cu^0 . Treba napomenuti da se procentualni udeli svih čestica sabiraju u 1, dok broj elektrona može biti veći od broja teških čestica zbog višestruke jonizacije, odnosno prisustva Cu^{2+} .

Oslanjajući se na ove rezultate i imajući u vidu kako izgledaju ukupna gustina i temperatura, paneli (a) i (b), moguće je izračunati gustine i pritiske pojedinih komponenti plazme. Na panelu (d) prikazana je koncentracija pojedinih komponenti plazme u apsolutnim jedinicama. Strm pad na periferiji je očekivan na osnovu grafika (a) koji je, treba uočiti, dat u logaritamskoj razmeri.

1.3 Monte Carlo model

Ideja ovakvih modela je da se prati kretanje pojedinih čestica u vremenu, sudari koji se dešavaju, procesi koji se dešavaju u sudarima (razmena impulsa, jonizacija, ekscitacija itd.) interakcija naelektrisanih čestica sa električnim i magnetnim poljem itd., jednom rečju sve. Za takav pristup potrebni su enormni računarski kapaciteti tako da se i u ovakvim modelima realnost aproksimira najvažnijim procesima za koje preseki moraju biti poznati. Iako se u ovakvim modelima problem, u našem slučaju ekspanzija laserski indukovane plazme, razmatra na nivou elementarnih procesa rezultati koji se dobijaju su makroskopske veličine koje se mogu izmeriti u eksperimentu.

Kada je u pitanju LIP od ovakvih modela se očekuje da opišu ekspanziju plazme ne samo u vakuum već i u atmosferu okružujućeg gasa, da daju rezultate koji mogu da se porede sa spektroskopskim merenjima, da detaljno opišu transfer energije između elektrona i teških čestica i ulogu velikih gradijenata koncentracije i temperature u početnoj fazi ekspanzije. Model ovakvog tipa, razmotren u radu [3], biće detaljnije prikazan u ovom poglavlju. Model je zasnovan na pretpostavci da se ekspanzija laserski indukovane plazme može verodostojno opisati proučavajući kinematiku teških čestica, atoma i jona u plazmi. Model je podržan jednostavnom ali efikasnom Monte Carlo simulacijom, koja je sačinjena tako da se dobijeni rezultati mogu direktno upoređivati sa spektroskopskim merenjima. Pored toga simulacija se bavi problemom postojanja Lokalne Termodinamičke Ravnoteže (LTR) u laserski indukovanoj plazmi. Zbog velikih gradijenata temperature, koncentracije i pritiska i izrazite nestacionarnosti nije lako proceniti da li je i kojoj fazi ekspanzije je LIP u stanju LTR [4].

1.3.1 Model

U okviru predloženog modela teške čestice (atomi joni) razmatraju se na različit način u odnosu na slobodne elektrone. Svaka teška čestica je predstavljena svojom masom, pozicijom i vektorom brzine u datom trenutku. Kretanje i *elastični* sudari teških čestica prate se detaljno. S druge strane kretanje elektrona ne prati se uopšte, slobodni elektroni su opsani jedino lokalnom vrednošću koncentracije i temperature. Koncentracije elektrona i teških čestica povezane su međusobno, pretpostavljajući postojanje LTR, preko jednačine Saha. Na taj način svi *neelastični* sudari su zamenjeni jedinačinom Saha. S druge strane *elastični* sudari elektrona se u simulaciji razmatraju detaljno.

O okviru ovakvih pretpostavki ekspanzija plazme je dominantno određena kinematikom teških čestica koja je u značajnoj meri neosetljiva na unutrašnje stanje plazme, recimo da li je plazma u stanju LTR ili ne. Na ovaj način neke važne osobine, karakteristično vreme ekspanzije plazme na primer, ne zavise od unutrašnjeg stanja plazme. S druge strane elektronska koncentracija, elektronska temperatura, stepen jonizacije, populisanost pobudjenih stanja i slično mogu se proceniti oslanjajući se na pretpostavku o postojanju LTR.

Važna, očekivana, karakteristika LIP je cilindrična simetrija u odnosu na osu definisanu laserskim zrakom. Da bi plazma u realnosti zaista imala cilindričnu simetriju potrebno je da materijal mete bude homogen i da laserski zrak ima Gausovski profil intenziteta, što je u praksi uglavnom zadovoljeno. Obzirom da po prirodi stvari plazma ima cilindričnu simetriju najjednostavnije je da se ekspanzija plazme posmatra u cilindričnom koordinatnom sistemu. U tom slučaju položaj svake teške čestice zadat je radijus vektorom r i udaljenošću od mete z . Sa stanovišta simulacije svodjenje realnog prostora na dvodimenzioni prostor predstavlja veliku uštedu u računarskom resursu a takodje i u vremenu potrebnom da se simulacija završi. Kod plazmi proizvedenih nanosekundnim laserom ne očekuje se pojava električnih polja koja bi uticala na kretanje čestica pa je za kinematički deo simulacije (kretanje teških čestica) odabran 'Direct Simulation Monte Carlo' DSMC metod [5].

Osnovna ideja DSMC metoda je da se kretanje teških čestica prati u nalinim vremeskim intervalima. Ako je vremenski interval dovoljno mali samo najbliže (susedne) čestice mogu da se sudare pri čemu je veličina oblasti susedstva definisana proizvodom vdt gde je v brzina čestice koja se posmatra u datom trenutku a dt je vremenski interval ili vremenski korak, kako se još naziva. Uobičajeno se vremenski korak bira tako da veličina oblasti susedstva, ili ćelije, bude manja od srednjeg slobodnog puta. Drugi uslov koji veličina ćelija treba da zadovolji je prisustvo samo malih gradijenata koncentracije

unutar ćelije. Nakon što se izgradi mreža ćelija koje zadovoljavaju ove uslove, kretanje čestice i iz date pozicije $r_i(t)$ u novu poziciju račina se na jednostavan način $r_i(t + \Delta t) = r_i(t) + v_i(t)\Delta t$. Nakon ovog koraka proverava se da li se elastični sudar sa nekom od susednih čestica desio i ako jeste izračunava se nova vrednost brzine $v_i(t + \Delta t)$.

Nakon što se gornja procedura obavi u svim ćelijama za jedan vremenski korak, rešava se jednačina Saha da se ažuriraju vrednosti elektronske koncentracije, elektronske temperature i stepena jonizacije. Nakon toga proverava se da li je zadovoljen kriterijum za postojanje LTR [6]. Opisana postupak ponavlja se u svakom vremenskom koraku. Po pravilu odstupanje od LTR dešava se u oblastima gde je došlo do smanjenja koncentracije teških čestica usled ekspanzije, uglavnom na spoljašnjoj garnici plazme. Izvan te granice moguća je samo gruba procena elektronske temperature i koncentracije dok se praćenje kretanja teških čestica odvija na uobičajen način.

Elastični sudari

Deo koncepta ovog modela je da se tačni položaji i brzine pojedinačnih elektrona ne prate. S druge strane elastični sudari elektrona sa teškim česticama i razmena energije izračunavaju se na osnovu procene broja sudara u svakoj ćeliji. Razmena energije izračunava se u skladu sa jednačinama (1.3.1 - 1.3.2), [7]

$$\Delta E_{ea} = \frac{2m_e}{m_a} \frac{3k}{2} (T_e - T_a) n_e f_{ea} V \Delta t \quad (1.3.1)$$

$$\Delta E_{ei} = \frac{2m_e}{m_i} \frac{3k}{2} (T_e - T_i) n_e f_{ei} V \Delta t \quad (1.3.2)$$

gde je n_e elektronska koncentracija, V zapremina ćelije, k je Bolcmanova konstanta. m_e , m_a , m_i i T_e , T_a , T_i su masa elektrona, atoma i jona odnosno temperature elektrona, atoma i jona. *Elektron-atom* (f_{ea}) i *elektron-ion* (f_{ei}) su frekvencije eleastičnih sudara i računaju se u skladu sa sledećim izrazima (1.3.3) - (1.3.4)

$$f_{ea} = \frac{1}{2} \langle v_r \rangle \sigma_{ea} n_a \quad (1.3.3)$$

$$f_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{n_i \Lambda}{\sqrt{m_e} (kT_e)^{3/2}} \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \quad (1.3.4)$$

gde je $\langle v_r \rangle$ srednja relativna brzina, σ_{ea} je *efektivni* presek za elektron atom sudare n_a i n_i gustine atoma i jona, Λ je Kulonov logaritam, e je elementarno naelektrisanje, ϵ_0 dielektrična konstanta vakuma a z naelektrisanje jona.

Za *atom-atom* i *atom-jon* sudare iskorišćene je model krutih sfera sa presekom $\sigma = \pi d^2$, gde je d *efektivni* prečnik čestice. Ukupan broj sudara računat je metodom "no time counter" (NTC) koju je predložio Bird u radu [5]. NTC je metod za *efikasno* računanje ukupnog broja sudara. U skladu sa ovim metodom prvo se računa maksimalan broj sudara a zatim se učesnici u sudaru prihvataju sa odgovarajućom verovatnoćom. Ovakvim postupkom se broj operacija značajno smanjuje.

Interakcija između naelektrisanih čestica je računata u skladu sa metodom koji je predložio Nanbu [8],[9]. Da bi se prevazišle teškoće u vezi sa malim uglovima pojedinačnih rasejanja i ekstremno malim vremenskim koracima potrebnim da se simulacija kretanja obavi, Nanbu je predložio statistički pristup koji treba da zameni veliki broj pojedinačnih sudara pod malim uglom jednim kumulativnim sudarom sa velikim uglom rasejanja.

Zračenje plazme

U početnoj fazi ekspanzije plazme količina energije emitovana u obliku kontinualnog spektra je značajno veća od energije emitovane u formi linijskog spektra. Iako u toku ekspanzije energija emitovana u formi kontinualnog zračenja postepeno opada pretpostavlja se da je ovakva emisija dominantna i da je plazma u stanju bliskom LTR. U cilju pojednostavljenja kontinualno zračenje se aproksimira zakočnim zračenjem, jednačina (1.3.5) preuzeta je iz [10].

$$p_{tot} = \frac{\sum_i n_i z_i^2 n_e e^6}{24\pi^2 \epsilon_0^3 c^3 m_e \hbar} \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} \quad (1.3.5)$$

gde je n_i koncentracija pojedinih jonizacionih stanja, n_e je koncentracija elektrona, m_e je masa elektrona, c je brzina svetlosti, k Bolcmanova konstanta, z_i naelektrisanje jona a T_e je elektronska temperatura.

Elektronska koncentracija i temperatura

Pod pretpostavkom da su zadovoljeni uslovi potrebni da plazma bude u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže elektronska temperatura i elektronska koncentracija mogu se dobiti rešavanjem jednačine Saha [11]. Imajući u vidu moguće vrednost elektronske temperature pretpostavićemo da su moguća tri jonizaciona stanja; nejonizovani atomi, jednom i dva puta jonizovani joni. Željeni parametri plazme mogu se dobiti rešavanjem sistema jednačina (1.3.6-1.3.10)

$$\frac{n_e n_{i1}}{n_0} = \frac{2Z_{i1}}{Z_0} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_1/kT_e} \quad (1.3.6)$$

$$\frac{n_e n_{i2}}{n_{i1}} = \frac{2Z_{i2}}{Z_{i1}} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_2/kT_e} \quad (1.3.7)$$

$$n_0 + n_{i1} + n_{i2} = n_{tot} \quad (1.3.8)$$

$$n_{i1} + 2n_{i2} = n_e \quad (1.3.9)$$

$$\varepsilon = \frac{3}{2} n_e k T_e + \chi_1 n_{i1} + (\chi_1 + \chi_2) n_{i2} \quad (1.3.10)$$

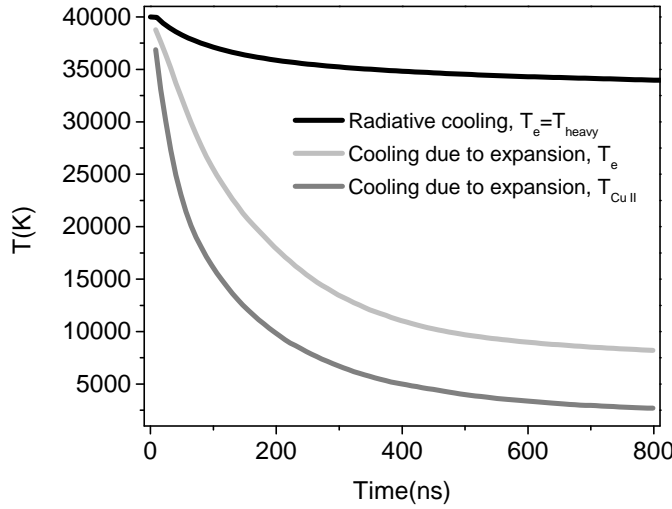
gde Z_0 , Z_{i1} i Z_{i2} označavaju particione funkcije atoma, jednom i dva puta jonizovanih jona, n_0 , n_{i1} , n_{i2} su koncentracije atoma jednom i dva puta jonizovanih jona, k je Bolcmanova konstanta, h je Plankova konstanta a m_e je masa elektrona. χ_1 i χ_2 su energije jonizacije atoma i jednom jonizovanog jona. Jednačine (1.3.6) i (1.3.7) određuju Saha ravnotežu između uzastopnih jonizacionih stanja dok jednačina (1.3.8), (1.3.9) i (1.3.10) predstavljaju zakon održanja mase, naelektrisanja i energije. n_{tot} je ukupna koncentracija svih teških čestica a ε gustinu energije koja je na raspolaganju za jonizacione procese. Pod pretpostavkom da su n_{tot} i ε poznate veličine moguće je izračunati T_e , n_e , n_0 , n_{i1} , n_{i2} . U slučaju da se razmatra ekspanzija u atmosferu okružujućeg gasa, pored jednačina (1.3.6-1.3.10) potrebne su još dve jednačine; jedna da opiše balans između sukcesivnih jonizacionih stanja okružujućeg gasa i druga za očuvanje mase ambijentalnog gasa. U simulaciji gornji sistem jednačina se rešava za sve ćelije u svakom vremenskom intervalu.

Hladjenje plazme

Radiativno hladjenje plazme Do sada smo izlagali osnovne ideje modela [3] koje važe bez razlike na konkretne uslove; od kog materijala je meta, šta je okružujući gas, kakvi su početni uslovi od kojih simulacija kreće i sl.

Važna osobina plazme koja se nalazi u stanju LTR je relativno mali gubitak energije usled radijativnih procesa. Pretpostavimo za trenutak da je osnovni proces hladjenja plazme radijativni mehanizam. U svakom vremenskom koraku elektronska temperatura će se smanjivati u skladu sa jednačinom (1.3.5). Razmena energije u elastičnim sudarima između elektrona i teških čestica zatim obezbeđuje hladjenje atoma i jona. Obzirom da je rejat za radijativno hladjenje manji nego rejat za prenos energije sa elektrona na

teške čestice obe komponente će imati istu temperaturu, $T_e = T$, videti sliku 1.3.1.

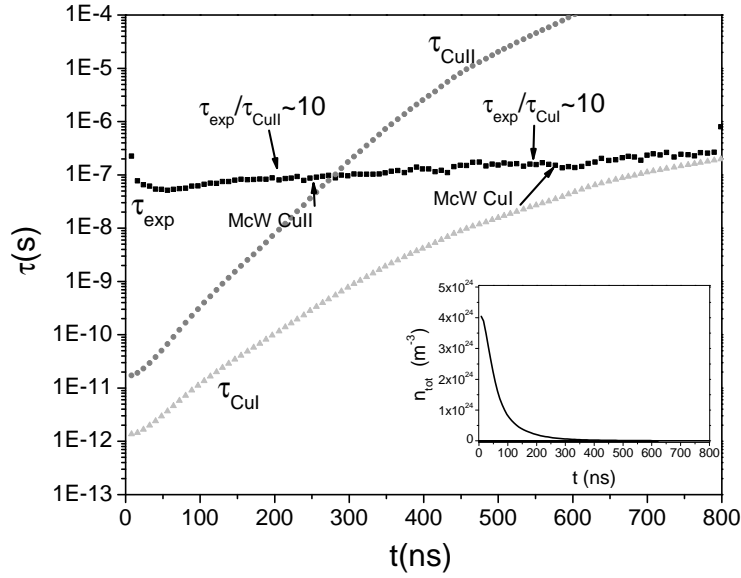


Slika 1.3.1: Crna linija: Hladjenje homogene plazme bakra samo zbog radijativne emisije. Elektronska temperatura T_e ista je kao temperatura teških čestica T . Brzina hladjenja je relativno mala. Sive linije: Hladjenje plazme bakra usled ekspanzije u atmosferu vodonika na pritisku od 200 Pa. Početna zapremina, od koje ekspanzija kreće, je cilindar sa radiusom 0,5 mm i visinom 0,125 mm što odgovara zapremini od $\approx 0.1 \text{ mm}^3$. Razmena energije između elektrona i teških čestica nije dovoljna da obezbedi jednakost temperatura. Obe prikazane temperature su usrednjene po celoj zapremini plazme.

Ekspanzija plazme i postojanje LTR

Da bi laboratorijska plazma bila u stanju LTR elektronska temperatura i koncentracija moraju biti dovoljno visoki da obezbede preimućstvo elektronskih sudara nad radijativnim procesima. Kao što je naglašeno u radu [4] intenzivna ekspanzija laserski indukovane plazme može dovesti do odstupanja od LTR čak i ako je McWhirter-ov kriterijum [6] zadovoljen. To se dešava kada je karakteristično vreme raspada plazme samerljivo ili kraće od vremena potrebnog da se uspostavi LTR kroz brojne elektronske sudare [11]. Oslanjajući se na model opisan u prethodnom odeljku možemo da procenimo karakteristično vreme za ekspanziju laserski proizvedene plazme u tipičnim eksperimentalnim uslovima. Spektroskopska merenja pokazuju da je spektar LIP, neposredno nakon laserskog impulsa, kontinualan i bez spektralnih linija na talasnim dužinama gde se očekuju. Ova osobina ukazuje da je plazma optički debela i u ravnoteži, pretpostavljamo, bliskoj termodinamičkoj ravnoteži. Tek 50-100 ns nakon laserskog impulsa spektralne linije

se pojavljuju omogućavajući grubu procenu elektronske temperature i koncentracije. U skladu sa našim merenjima srednja elektronska temperatura u tim trenucima je oko $T_e \sim 20000$ K a elektronska koncentracija oko $N_e \sim 10^{24} \text{ m}^{-3}$, za metu od bakra, pritisak okružujućega gasa ispod 1000-1500 Pa, energiju laserskog impulsa od ~ 30 -40 mJ i dijametar laserskog snopa na meti od ~ 0.5 mm. U skladu sa ovim možemo smatrati da je ~ 100 ns ranije, u trenutku $t = 0$, plazma bila u LTR sa $T_e = 40000$ K i $N_e = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$.



Slika 1.3.2: Glavni grafik: Crna linija τ_{exp} je karakteristično vreme ekspanzije u prvih 800 ns dobijeno iz simulacije. τ_{CuII} (siva linija) je relaksaciono vreme za Cu II, τ_{CuI} (svetlo siva linija) za Cu I. Relaksaciona vremena su procenjena koristeći jenačinu (1.3.11). Na slici su označeni trenuci kada decay usled ekspanzije nadvlada ekscitaciju elektronskim sudarima za Cu II ($\tau_{\text{exp}}/\tau_{\text{CuII}} \sim 10$) i Cu I ($\tau_{\text{exp}}/\tau_{\text{CuI}} \sim 10$). Inset: Decay koncentracije teških čestica, $\tau_{\text{exp}} \sim \frac{n(t)}{dn(t)/dt}$.

Na slici (1.3.2) (inset) pretstavljena je *usrednjena* koncentracija teških čestica u toku ekspanzije plazme. Karakteristično vreme ekspanzije, $\tau_{\text{exp}} \sim \frac{n}{dn/dt} \sim 10^{-7}$ s, je gotovo nepromenljivo u širokom intervalu nagoveštavajući da se plazma raspada eksponencijalno. Kao procena vremena relaksacije plazme τ_{rlx} može se prihvatiti preporuka iz rada [4].²

$$\begin{aligned} \tau_{\text{rlx}} &\approx \frac{1}{n_e \langle \sigma_{12} v \rangle} = \\ &= \frac{6.34 \cdot 10^4}{n_e f_{12} \langle \bar{g} \rangle} \Delta E_{21} (kT)^{1/2} \exp\left(\frac{\Delta E_{21}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (1.3.11)$$

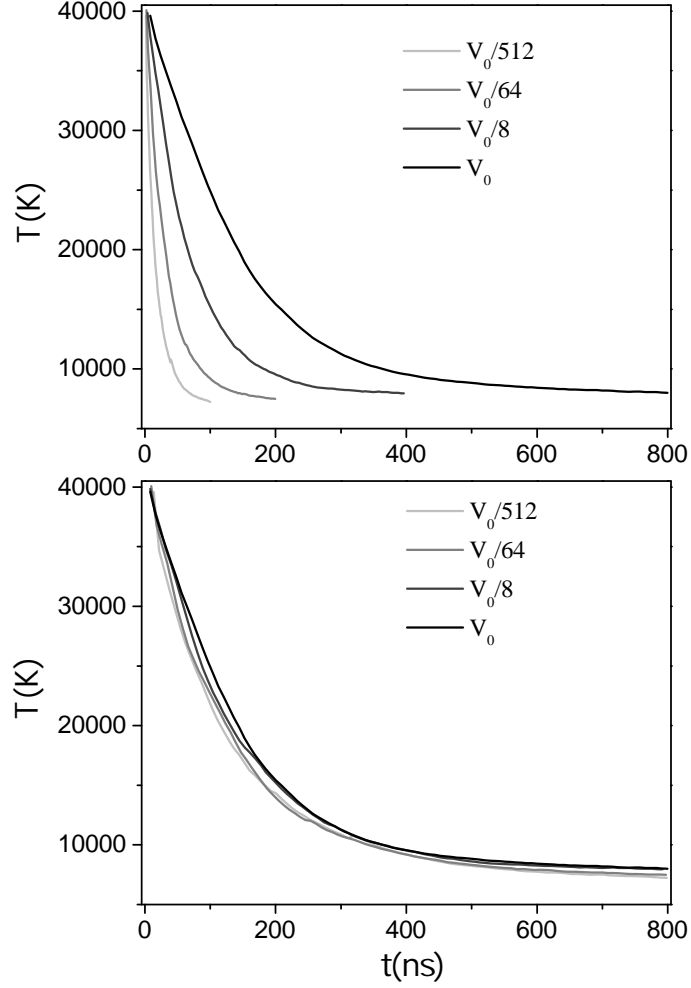
²Relaksaciono vreme plazme se može aproksimirati relaksacionim vremenom prvog pobudjenog rezonantnog nivoa obzirom da je to najsporiji proces koji uključuje osnovno stanje.

gde je ΔE_{21} energetski procep izmedju osnovnog stanja i prvog pobudjenog stanja u eV (3.8 eV za Cu I, 9.1 eV za Cu II), $\langle \bar{g} \rangle$ je efektivni Gauntov faktor dok je kT temperatura izražena u eV. Upoređujući τ_{exp} i τ_{rlx} lako se vidi da su pobudjena stanja u Cu II u skladu sa LTR u prvih ~ 200 ns dok za Cu I to važi u toku prvih ~ 600 ns. To znači da u prvih ~ 200 ns možemo da procenimo populaciju pobudjenih stanja i za Cu I i za Cu II oslanjajući se na Boltzmanovu raspodelu. Nakon dvestote nanosekunde samo su pobudjena stanja za Cu I u skladu sa LTR dok nakon ~ 600 ns elektronska koncentracija nije dovoljna da održi plazmu bakra u stanju termodinamičke ravnoteže. Glavni razlog je smanjenje elektronske temperature i koncentracije usled ekspanzije i u skladu sa jednačinom (1.3.11) porast vremena relaksacije koje je određeno elektronskim sudarima. Na slici 1.3.2 su označeni trenuci kada bi LIP trebala da napusti LTR u skladu sa McWhirter-ovim kriterijumom, približno 50 ns kasnije u odnosu na dikej usled ekspanzije za Cu II i ~ 30 ns za Cu I. Nakon ~ 600 ns plazma nije više u stanju LTR međjutim simulacija i dalje daje grubu procenu stepena jonizacije i prostornu raspodelu Cu atoma.

Na periferiji plazme, u graničnoj oblasti, određena količina vodonika je prisutna u plazmi bakra. Energetski procep za prvi pobudjeni nivo u atomu vodonika je 10.2 eV, gotovo tri puta više od odgovarajuće vrednosti za Cu I. Usled toga vodonik napušta LTR ravnotežu ranije pa nije moguće proceniti populaciju vodonikovih pobudjenih stanja na osnovu Boltzmanove raspodele. Važno je uočiti da dokle god su Cu I atomi u LTR moguća je pouzdana procena elektronske temperature i koncentracije koja je pre svega određena brojnim sudarima elektrona sa atomima bakra. Zbog toga je relativno jednostavno proceniti populaciju najnižih pobudjenih stanja vodonika na osnovu jednostavnog sudarnog radijativnog modela.

Utica j početne zapremine na ekspanziju plazme

Na slici 1.3.3a predstavljene su elektronske temperature u toku ekspanzije za različite početne zapremine. Zapaža se da je karakteristično vreme hlađenja srazmerano sa linearnim dimenzijama početne zapremine. Ovakav rezultat se mogao očekivati, naime gubitak čestica (bilo koje vrste) dešava se kroz 'spoljašnju površinu' plazme koja je srazmerna sa l^2 dok je ukupan broj čestica srazmeran sa l^3 , gde l označava karakterističnu linearnu dimenziju plazme. Da bi pojasnili ovo razmatranje skalirali smo vremensku osu za svaku početnu zapreminu sa vrednošću l_0/l_i gde je l_0 linearna dimenzija najveće početne zapremine. Očigledno poklapanje (colaps) krivih na slici 1.3.3b označava da mehanizam ekspanzije ostaje isti za širok izbor početnih zapremina plazme. Ova osobina je posledica kinematike teških čestica i važi za niske pritiske okružujućeg gasa i za ranu fazu ekspanzije.



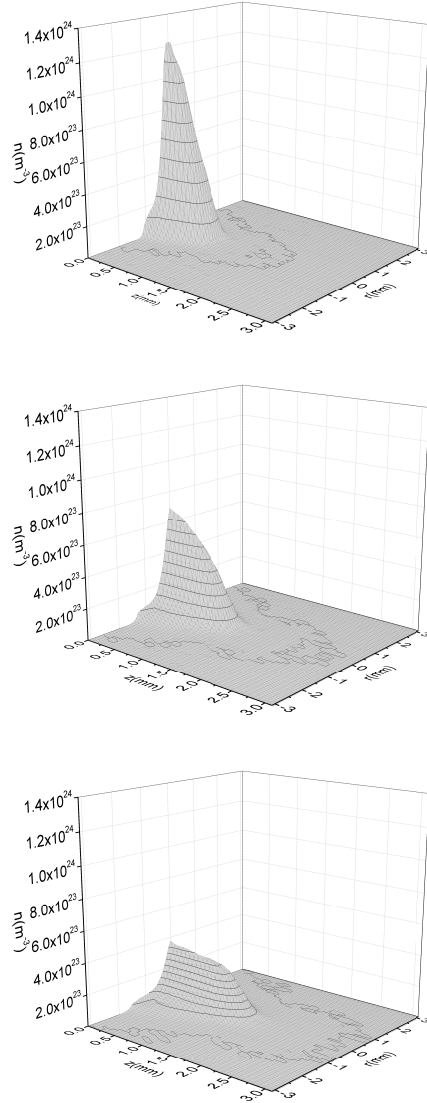
Slika 1.3.3: Panel (a): Srednja temperatura plazme za različite vrednosti početne zapremine. Zapremina V_0 je cilindar sa radijusom od 0.5 mm i visinom od 0.125 mm što odgovara zapremini $V_0 \approx 0.1 \text{ mm}^3$. Za svaku sledeću zapreminu karakteristične dimenzije su duplo manje, podeljene sa 2. Početna elektronska gustina i temperatura su $n_e = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 40000 \text{ K}$. Okružujući gas je vodonik na pritisku od 200 Pa. Panel (b): Vremenska osa za najveću zapreminu V_0 je nepromenjena. Za početnu zapreminu $V_0/8$ vremenska osa pomnožena je sa 2 za $V_0/64$ sa 4 i za $V_0/512$ sa 8.

1.3.2 Rezultati MC modela

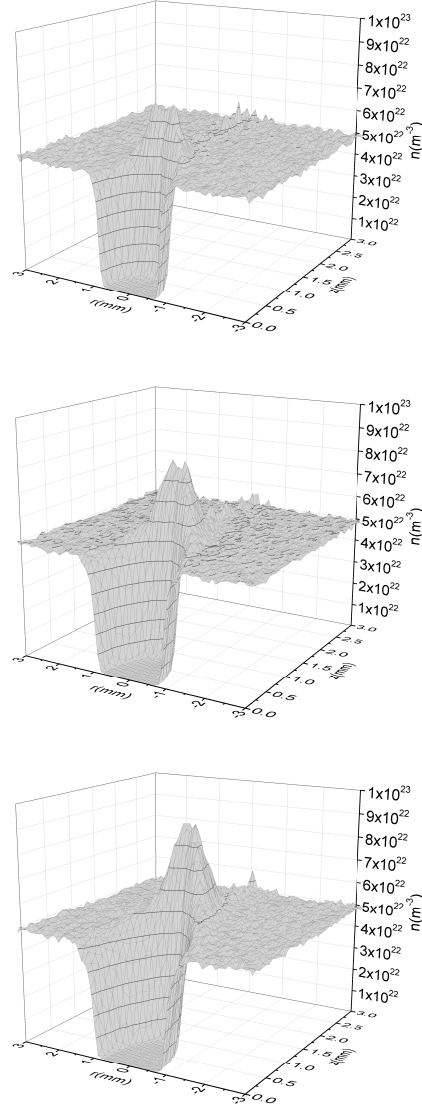
Raspodela teških čestica

Prvo će biti pretstavljeni rezultati koji se odnose na kinematiku teških čestica odnosno na evoluciju prostorne raspodele atoma bakra i vodonika, slike 1.3.4 i 1.3.5. Vidi se da je maksimum koncentracije bakra uvek u središtu plazme i da se postepeno smanjuje ka periferiji. Raspodela vodonika je suštinski

drugačija - unutar plazme koncentracija vodonika je najmanje za red veličine manja od ambijentalne koncentracije sa naglašenim maksimumom na granici plazme. Maximum koncentracije je izrazitiji u smeru ekspanzije zbog kretanja centra mase. Ova karakteristika je u skladu sa kvalitativnom idejom o potiskivanju okolnog gasa na periferiji plazme.



Slika 1.3.4: Izračunata gustina bakra u 120 ns (gornji panel), 170 ns (srednji panel) i 220 ns (donji panel) nakon laserskog impulsa. Početni uslovi: gustina bakra $n = 5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, temperatura $T_{Cu} = 40000 \text{ K}$, temperatura vodonika $T_H = 300 \text{ K}$, početna zapremina $V_0 \approx 0.1 \text{ mm}^{-3}$, broj kompjuterskih čestica 33×10^6 , broj ćelija 1.5×10^6 , početni vremenski korak 2 ps. Pogled je ka meti.



Slika 1.3.5: Izračunata gustina vodonika u 120 ns (gornji panel), 170 ns (srednji panel), i 220 ns (donji panel) nakon laserskog impulsa. Početni uslovi su isti kao na slici 1.3.4. Nešto veći šum duž ose $z = 0$ je artefakt koji potiče od cilindričnog sistema upotrebljenog u simulaciji. Pogled je ka meti.

Intenzitet linija bakra

$T_e(t, z, r)$ i $n_e(t, z, r)$ su dobijeni rešavanjem sistema jednačina (1.3.6-1.3.10) u svakoj ćeliji na poziciji z , r za svaki vremenski korak, trenutak t usimulaciji, slika 1.3.6. Nakon toga, podrazumevajući važenje LTR, izračunate su relativne populacije pobudjenih stanja u skladu sa Bolcmanovom raspodelom

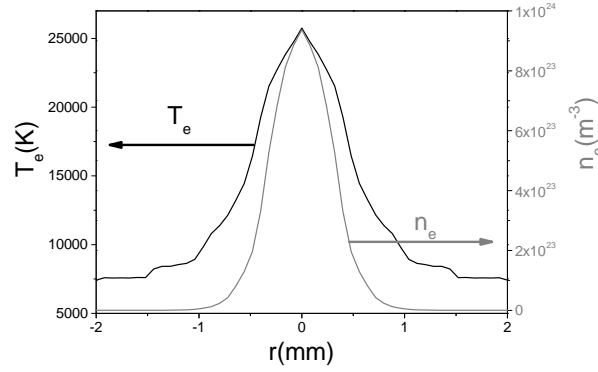
za poznato $T_e(t, z, r)$.

$$n_i(t, z, r) = n_0(t, z, r)(g_i/g_0)e^{-E_i/kT_e(t, z, r)} \quad (1.3.12)$$

gde su $n_0(t, z, r)$ i $n_i(t, z, r)$ koncentracije osnovnog stanja i ekscitovanog stanja i u trenutku t na poziciji z, r . g_0 i g_i su odgovarajuće statističke težine, E_i je ekscitaciona energija, k je Bolcmanova konstanta. Relativni intenzitet $I_{ij}(t, z, r)$ spektralne linije usled radijativnog prelaza iz stanja i u stanje j dat je sa

$$I_{ij}(t, z, r) = G \cdot h\nu A_{ij} n_0(t, z, r)(g_i/g_0)e^{-E_i/kT_e(t, z, r)} \quad (1.3.13)$$

gde je A_{ij} verovatnoća prelaza a G je karakteristika optičkog sistema.



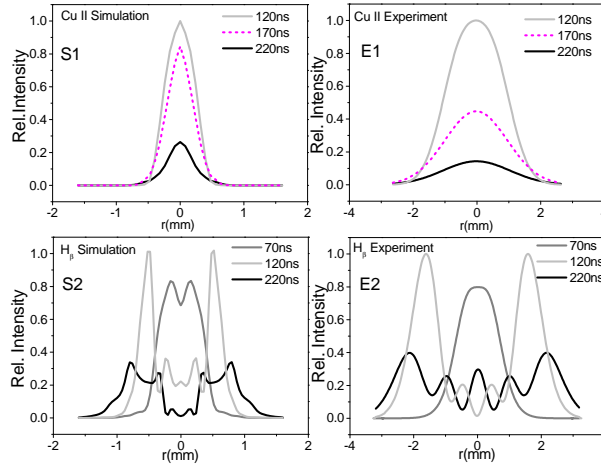
Slika 1.3.6: Radialni profili elektronske temperature (crna linija) i elektronske gustine (siva linija) dobijeni iz modela na poziciji $z=0.5$ mm od mete i u trenutku $t=120$ ns nakon početka simulacije.

Intenzitet vodonikovih linija

Već je napomenuto da vodonik relativno brzo napušta stanje LTR zbog velike ekscitacione energije prvog pobudjenog stanja, u odnosu na bakar. Zbog toga nije moguće izračunati populacije vodonikovih pobudjenih stanja oslanjajući se na Bolcmanovu raspodelu. Da bi se izborili sa ovom poteškoćom primenili smo jednostavan sudarno radijativni model [11],[12] koji se zasniva na činjenici da su poznati $T_e(t, z, r)$ i $n_e(t, z, r)$. Model uzima u razmatranje osnovno i samo prva tri pobudjena stanja. Porast populacije stanja i ostvaruje se sledećim procesima: pobudjenjem u sudaru sa elektronima sa svim stanjima nižim od stanja i uključujući osnovno stanje, deekscitacijom svih viših stanja elektronskim udarima uključujući radijativnu deekscitaciju i tročestičnu rekombinaciju. Smanjenje populacije stanja i ostvaruje se procesima: prenosom ekscitacije sa stanja i na viša i niža stanja u sudaru sa

elektronima uključujući radijativnu deekscitaciju i jonizaciju elektronskim udarom. Rešavanjem odgovarajućeg sistema algebarskih jednačina mogu se dobiti koncentracije $n_i(t, z, r)$ izabranih pobudjenih stanja vodonika. Intenzitet spektralne linije dat je sa $I_{ij}(t, z, r) = G \cdot h\nu A_{ij} n_i(t, z, r)$.

Na slici 1.3.7 su prikazani relativni intenziteti Cu II 485.5 nm i H_β linije u blizini mete ($z=0.5$ mm) u tri karakteristična vremena nakon laserskog impulsa, snimljeni eksperimentalno - desna strana, i dobijeni u simulaciji - leva strana slike. Eksperimentalni rezultati pokazuju da Cu II linija ima maksimalni intenzitet u središtu plazme dok H_β dostiže maksimum u graničnoj oblasti. Prema modelu ovakvo ponašanje je posledica činjenice da bakar i vodonik imaju različite raspodele u oblasti ekspandujuće plazme. U središtu plazme gustina bakra je najvrća a zbog velike elektronske temperature i koncentracije linije Cu II imaju maksimalan intenzitet. S druge strane koncentracija vodonika je maksimalna na periferiji, slika 1.3.5 zbog čega se intenzitet H_β povećava ka granici bakar - vodonik iako su elektronska temperatura i koncentracija manji nego u središtu plazme.



Slika 1.3.7: Radijalni profili Cu II 485.5 nm i H_β linije dobijeni eksperimentalno i u modelu na 0.5 mm od mete u 70, 120, 170, 220 nanosekundi nakon laserskog impulsa. Eksperimentalni profili snimljeni su sa ekspozicijom od 20 ns i dobijeni kao rezultat inverzne Abelove transformacije [13] primenjene na spektre snimljene u 'imaging modu' kamere. Paneli S1 i E1: Simulirani i eksperimentalni profili za Cu II 485.5 nm liniju. U 70 ns Cu II linija je ispod granice detekcije za $z=0.5$ mm. Paneli S2 i E2: H_β radijalni profili snimljeni i dobijeni iz simulacije, izostavljen je profil snimljen u 170 ns. Oblik i relativni intenziteti profila se u razumnoj meri slažu dok je brzina ekspanzije oko dva puta manja u modelu. Početni uslovi simulacije su $T=40000$ K, $N_e=1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $V_0=0.1 \text{ mm}^{-3}$.

Analiza rezultata

Početni uslovi Sa slike 1.3.7 se vidi da je u eksperimentu ekspanzija oko dva puta brža nego što se dobija u simulaciji. U skladu sa početnim uslovom

plazma je u nultom trenutku homogena a raspodela brzina čestica izotropna. Brzina ekspanzije zavisi i od jedne i od druge veličine. Viša temperatura favorizuje bržu ekspanziju čime bi se rezultati modela primakli eksperimentalnim. Početna anizotropija raspodele teških čestica po brzinama takodje bi povećala brzinu ekspanzije ali bi unela i neke nove elemente u proces ekspanzije, uključujući stvaranje udarnog talasa. U nastavku udžbenika biće prikazani rezultati koji idu u prilog ovakvoj korekciji. Treba imati u vidu da prema modelu Singha i Narayana [1] na kraju izotermalne faze, kada započinje adijabatska ekspanzija, čestice plazme imaju anizotropnu raspodelu po brzinama.

LTR

U skladu sa našom analizom dovoljno velika početna zapremina čini da ekspanzija nije tako brza i obezbeđuje uslove za važenje LTR na mikrosekundnoj skali za neutralni odnosno submikrosekundnoj skali za jonizovani bakar. U takvim uslovima plazma napušta LTR uglavnom zbog narušenja McWhirterovog kriterijuma a ne zbog brze ekspanzije. Medjutim za malu početnu zapreminu postojanje LTR je ograničeno na par stotina nanisekundi ili manje u zavisnosti od elektronske temperature.

U simulaciji postojanje LTR u toku prvih ~ 200 ns za Cu II i ~ 600 ns za Cu I je posledica izabranog početnog uslova. Relaksaciono vreme, jednačina (1.3.11), za vruću i gustu Cu plazmu ($T_e \sim 40000$ K, $N_e \sim 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$) je izuzetno kratko ($\tau \lesssim 10^{-10}$ s) tako da plazma vrlo brzo relaksira u stanje termodinamičke ravnoteže.

U izloženom modelu plazma je okarakterisana sa prostorno srednjim vrednostima elektronske temperature i koncentracije i srednjom vrednošću gustine teških čestica takodje usrednjene prostorno. Na taj način efekti velikih gradijenata, koji u realnosti postoje, ispoljavaju se kao brzo smanjenje elektronske koncentracije. Rezultat ovakvog uprošćenja je da središte plazme sporije napušta LTR nego što je prikazano na slici 1.3.2 dok granična oblast plazme napušta LTR za kraće vreme nego na slici 1.3.2.

Poglavlje 2

Dijagnostika LIP

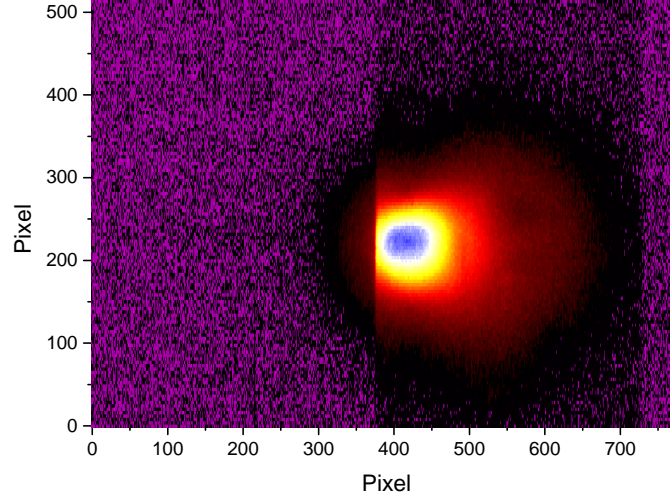
2.1 Spektroskopska dijagnostika

Dijagnostika Laserski indukovane plazme se uglavnom oslanja na spektroskopske metode i tehnike razvijene za proučavanje impulsnih desorpcionih tokova u vakuum, pre svega tehnike merenja vremena preleta, u originalu Time Of Flight (TOF) tehnika. Velika brzina ekspanzije, cilindrična geometrija, veliki gradijenti temperature i gustine nameću potrebu da se uobičajene dijagnostičke tehnike prilagode ovim odlikama LIP.

Mnoge od standardnih spektroskopskih tehnike počivaju na pretpostavci da je plazma u stanju LTR (ili bar u stanju bluskom LTR) te da se može govoriti o temperaturi elektrona, jona, neutralnih čestica itd., [11]. U stanju lokalne termodinamičke ravnoteže plazma, po pravilu, emituje linijski spektar koji je osnova za neke od uobičajenih dijagnostičkih metoda. Pri tome se očekuje da je plazma optički tanka, odnosno da samo emituje zračenje dok apsorpcija¹ može da se zanemari. U realnosti ova pretpostavka mora da se proveriti, zapravo da se ustanovi da li je samoapsorpcija zanemarljiva ili, što je manje povoljno, dovoljno mala da njeni efekti mogu da se kompenzuju. Problem nije karakterističan samo za LIP, međjutim cilindrična geometrija kao jedna od odlika LIP nameće potrebu za novim pristupom u rešavanju poteškoća vezanih za samoapsorpciju.

U analizi ovog problema važnu ulogu ima način na koji se vrše spektroskopska merenja. Poslednjih godina spektroskopske kamere su postale sastavni deo modernih spektrografa, a u slučaju proučavanja laserski indukovane plazme takav način snimanja spektara gotovo da je jedini moguć. Spektroskopska kamera(ili CCD kako se u praksi naziva) je suštinski slična

¹Za apsorpciju u ovom kontekstu obično se koristi termin *samoapsorpcija* ili *reapsorpcija*. Nadalje ćemo koristiti termin *saoapsorpcija*.

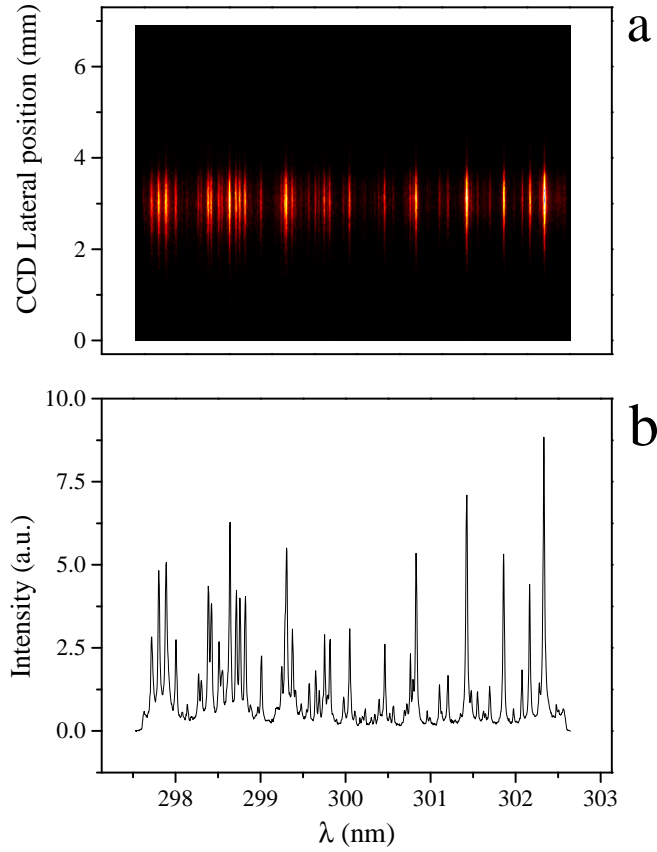


Slika 2.1.1: Slika plazme načinjene kamerom u nultom redu spektrogra. U tom slučaju spektrograf se ponaša samo kao skup objektiv. Slika je monohromna a boje koje se vide ilustruju različite intenzitete, najveći intenzitet je obojen plavo, najslabiji tamno crveno. Snimak je načinjen u 50 ns a ekspozicija je bila 1 ns.

običnoj fotografskoj kameri. Glavna razlika je visoka osetljivost i mogućnost da se koriste vrlo kratke ekspozicije, reda 1 ns. Obe osobine su odlučujuće važne kada su u pitanju spektroskopska merenja laserski indukovane plazme. Na slici 2.1.1 prikazan je snimak plazme molibdena načinjen u nultom redu spektrogra dok je na slici 2.1.2 prikazan snimak načinjen u prvom redu kada se spektrograf ponaša na uobičajen način. Na panelu *a* se vidi slika spektra, onako kako bi spektar izgledao da je snimljen na filmskoj ploči. Duž x-ose su talasne dužine a duž y-ose je prikazan intenzitet LIP kako zavisi od visine na datoj talasnoj dužini. Dakle spektralna slika $F(\lambda, y)$, u suštini (λ, y) matrica, sadrži mnogo više informacija od uobičajenog spektra.² Na panelu *b* je prikazan isti spektar na uobičajen način, ili FVB spektar u žargonu. Spektralna slika ili 'image' je važna za analizu pojave samoapsorpcije u LIP.

Treba uočiti da laserski indukovana plazma nema jasno ocrtanu granicu. Kada se ide od središta ka periferiji svetljenje se postepeno smanjuje dok ne postane narazlučivo od šuma, kao što se vidi na slici 2.1.1. Ako se posmatra slika spektra ili image, slika 2.1.2a, uočava se da je intenzitet spektralnih linija uvek najveći u središtu i postepeno opada ka periferiji, gde je teško uočiti granicu svetljenja. U tipičnoj eksperimentalnoj postavci plazma se

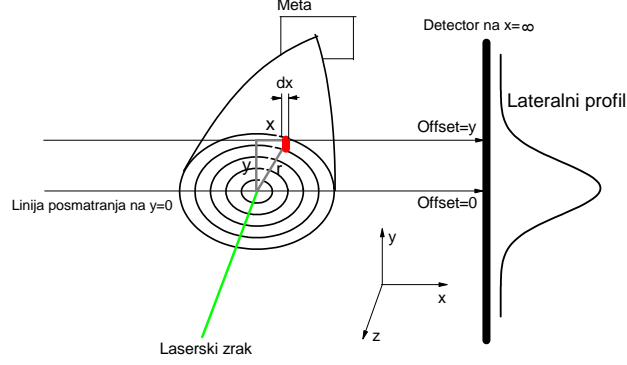
²Uobičajen spektar, označava se skraćenicom FVB od Full Vertical Binning, se iz slike dobija na sledeći način $FVB = F(\lambda) = \sum_i F(\lambda, y_i)$. Dakle intenziteti u svakoj tački y_i za isto λ se sabere i pridruže talasnoj dužini λ .



Slika 2.1.2: Panel a: Slika spektra molibdena načinjena kamerom u prvom redu spektrografa u 500 ns sa ekspozicijom od 30 ns. Panel b: Isti spektar prikazan na uobičajen način.

posmatra sa strane, lik plazme se projektuje na ulazni slit spektrografa a detektor registruje intenzitet duž određene linije posmatranja na visini y u odnosu na centralnu liniju posmatranja $y = 0$, pogledati sliku 2.1.3. U takvoj postavci izmereni intenzitet predstavlja integralnu vrednost svetljenja duž određenje linije posmatranja. Ako se kao detektor koristi CCD tada je moguće istovremeno izmeriti svetljenje duž velikog broja linija posmatranja, svaka na različitoj visini y , odnosno na različitoj talasnoj dužini λ . Skup intenziteta koje je registrovao CCD na istoj talasnoj dužini λ a za različite vrednosti y (različite linije posmatranja) naziva se lateralni profil $F_\lambda(y)$, za razliku od celokupne slike $F(\lambda, y)$ koju je CCD registrovao i na kojoj se nalazi veliki broj lateralnih profila snimljenih za različite vrednosti λ u istom trenutku.

Polazeći od lateralnog profila $F_\lambda(y)$, moguće je izračunati funkciju radijalne emisivnosti, $\varepsilon_\lambda(r)$ na datoj talasnoj dužini. Obzirom da slika $F(\lambda, y)$



Slika 2.1.3: Šema tipične eksperimentalne postavke.

sadrži lateralne profile za veliki broj talasnih dužina λ moguće je dobiti funkciju radijalne emisivnosti $\varepsilon(\lambda, r)$ za izmereni opseg talasnih dužina.

2.2 Abelova transformacija i samoapsorpcija

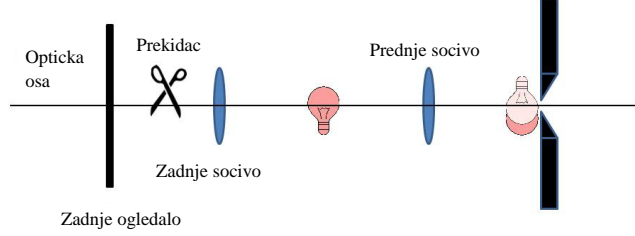
Ako je LIP radijalno simetrična oko ose definisane laserskim zrakom tada emisiona funkcija $\varepsilon_\lambda(r)$ zavisi samo od radijalne koordinate r na datoj talasnoj dužini λ . U slučaju da na datoj talasnoj dužini nema samoapsorpcije lateralni profil $F_\lambda(y)$ predstavlja Abelovu transformaciju (u direktnom smeru) emisije funkcije $\varepsilon_\lambda(r)$

$$F_\lambda(y) = 2 \int_{r=y}^{r=\infty} \frac{\varepsilon_\lambda(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \equiv \int_{x=-\infty}^{x=\infty} \varepsilon_\lambda(r) dx. \quad (2.2.1)$$

Obzirom da raspolažemo slikom $F(\lambda, y)$ koja sadrži veliki broj lateralnih profila na različitim talasnim dužinama λ direktnu Abelovu transformaciju možemo zapisati na sledeći način:

$$F(\lambda, y) = 2 \int_{r=y}^{r=\infty} \frac{\varepsilon(\lambda, r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \equiv \int_{x=-\infty}^{x=\infty} \varepsilon(\lambda, r) dx. \quad (2.2.2)$$

Gornja relacija predstavlja definiciju Abelove transformacije pod pretpostavkom da $\varepsilon(\lambda, r)$ teži nuli brže od $1/r$. Poslednja ekvivalentnost u jednačini (2.2.2) sledi iz dva očigledna identiteta: $r^2 = x^2 + y^2$, $dx = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$. Ako je spektralna slika (matrica) $F(\lambda, y)$ poznata emisiona funkcija $\varepsilon(\lambda, r)$ može da se



Slika 2.2.1: Šema tipične eksperimentalne postavke sa zadnjim ogledalom za procenu samoapsorpcije.

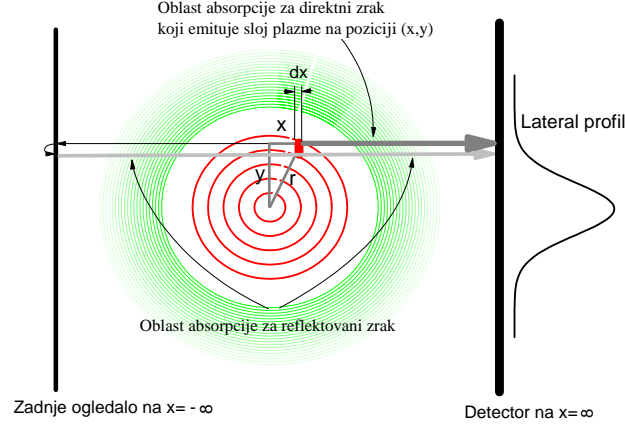
dobije korišćenjem inverzne Abelove transformacije

$$\varepsilon(\lambda, r) = -\frac{1}{\pi} \int_{y=r}^{y=\infty} \frac{dF(\lambda, y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (2.2.3)$$

Ako plazma nije optički tanka tada je snimljeni lateralni profil $F_\lambda(y)$ delimično samoabsorbovan i inverzna Abelova transformacija nije moguća. U realnosti to nije samo jedan lateralni profil već deo spektralne slike predstavljene matricom $F(\lambda, y)$. Zgodan način da se prevaziđe ovaj problem je upotreba zadnjeg ogledala, pogledati radove [14, 15]. Ideja je da se snime dva spectra $F_2(\lambda, y)$ sa zadnjim ogledalom i $F_1(\lambda, y)$ bez zadnjeg ogledala. Zadnje ogledalo je zapravo sistem koji se sastoji od ravnog ogledala i konkavnog sočiva pažljivo podešenih tako da obezbede savršeno preklapanje plazme i njenog reflektovanog lika, slika 2.2.1. Pored emisione funkcije $\varepsilon(\lambda, r)$ za trenutak će mo uvesti pomoćnu funkciju $k(\lambda, r)$, koja takodje ima cilindričnu simetriju, i opisuje apsorpcione osobine plazme na poziciji r u zavisnosti od talasne dužine λ . Interesuje nas količina svetla registrovana detektorom, $dF_1(\lambda, y)$, a koja potiče iz sloja plazme debljine dx , koji se nalazi na liniji posmatranja y i na poziciji x , slika 2.2.2.

$$dF_1(\lambda, y) = \varepsilon(\lambda, r) dx \cdot e^{-\int_x^\infty k(\lambda, r) dx}. \quad (2.2.4)$$

Izraz $e^{-\int_x^\infty k(\lambda, r) dx}$ opisuje apsorpciju svetlost emitovanu slojem plazme na poziciji (x, y) a koja prolazi kroz absorber $k(\lambda, r)$ i stiže do detektora na poziciji $(x \rightarrow \infty, y)$. Da bismo olakšali rad sa izrazom $e^{-\int_x^\infty k(\lambda, r) dx}$ uvešćemo dve pomoćne funkcije



Slika 2.2.2: Radi jednostavnosti oblast emisije (crveno) i oblast u kojoj dolazi do apsorpcije (zeleno) su odvojene. Tamno sivim je označena oblast u kojoj se absorbuje direktni zrak emitovan iz sloja plazme na poziciji (x, y) . Odgovarajuća optička debljina je $\int_x^\infty k(\lambda, r)dx$. Bledo sivom bojom označena je oblast absorpcije reflektovanog zraka, odgovarajuća optička debljina je $\int_{-\infty}^\infty k(\lambda, r)dx$. Sa $k(\lambda, r)$ je označena apsorpciona funkcija.

$$\text{urf}(\lambda, x, y) = \int_0^x k(\lambda, r)dx$$

$$\text{urfc}(\lambda, x, y) = \int_x^\infty k(\lambda, r)dx.$$

Funkcija urf opisuje optičku debljinu merenu od 0 do x , dok urfc odgovara optičkoj debljini mereno od x do bekonačnosti. Osnovne osobine ovih funkcija date su u Prilogu 2.3.2. Dakle,

$$e^{-\int_x^\infty k(\lambda, r)dx} = e^{-\text{urfc}(\lambda, x, y)}.$$

Maksimalna vrednost funkcije urfc je $2C$ pri čemu konstanta $C(\lambda, y) = \int_0^\infty k(\lambda, r)dx$ zavisi od rastojanja y i oblika funkcije $k(\lambda, r)$.³ Ako je $C \ll 1$, slučaj kada je korekcija efekata samoapsorpcije moguća, izraz (2.2.4) postaje

$$\begin{aligned} dF_1(\lambda, y) &\approx \varepsilon(\lambda, r)dx \cdot [1 - \text{urfc}(\lambda, x, y)] \\ &= \varepsilon(\lambda, r)dx \cdot [1 - \{C(\lambda, y) - \text{urf}(\lambda, x, y)\}]. \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

Ukupni intenzitet duž linije posmatranja koja se nalazi na rastojanju y je

$$F_1(\lambda, y) = \int_{-\infty}^\infty dF_1(\lambda, y) = [1 - C(\lambda, y)] \int_{-\infty}^\infty \varepsilon(\lambda, r)dx + \int_{-\infty}^\infty \varepsilon(\lambda, r) \cdot \text{urf}(\lambda, x, y)dx.$$

³ $2C$ je ukupna optička debljina duž linije posmatranja y .

Poslednji integral $\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\lambda, r) \cdot \text{urf}(\lambda, x, y) dx \equiv 0$ jer je argument neparna funkcija kao proizvod parne ε i neparne funkcije urf. Stoga gornja jednačina može da se pojednostavi na sledeći način

$$F_1(\lambda, y) = F_0(\lambda, y)[1 - C(\lambda, y)] \quad (2.2.6)$$

gde F_1 odgovara intenzitetu duž linije posmatranja bez zadnjeg ogledala dok je $F_0(\lambda, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\lambda, r) dx$ intenzitet koji bi se dobio u slučaju zanemarljive samoapsorpcije, videti jednačinu (2.2.2).

Sa montiranim zadnjim ogledalom određen deo svetlosti se usmerava nazad kroz plazmu. Usled samoapsorpcije samo deo koji je prošao kroz plazmu stiže do detektora

$$F_2(\lambda, y) = F_1(\lambda, y) + G \cdot F_1(\lambda, y) \cdot T(\lambda, y). \quad (2.2.7)$$

Konstanta $G < 1$ opisuje deo svetlosti koji se vraća nazad u plazmu uzimajući u obzir reflektivnost ogledala, prozračnost sočiva itd. dok je

$$T(\lambda, y) = e^{-\int_{-\infty}^{\infty} k(\lambda, r) dx}$$

transmisiona funkcija. Za malu absorpciju

$$T(\lambda, y) \approx 1 - \int_{-\infty}^{\infty} k(\lambda, r) dx = 1 - \text{urfc}(\lambda, x \rightarrow -\infty, y) = 1 - 2C(\lambda, y).$$

Prema tome za spektralnu sliku F_2 , snimljenu sa zadnjim ogledalom, možemo da napišemo

$$F_2(\lambda, y) = F_1(\lambda, y) + G \cdot F_1(\lambda, y) \cdot [1 - 2C(\lambda, y)]. \quad (2.2.8)$$

Oslanjajući se na jednačine (2.2.6) i Eq.(2.2.8) moguće je izračunati kako bi izgledala spektralna slika F_0 u slučaju zanemarljive samoapsorpcije.

$$F_0(\lambda, y) = \frac{2F_1(\lambda, y)}{1 + \frac{F_2(\lambda, y) - F_1(\lambda, y)}{GF_1(\lambda, y)}}. \quad (2.2.9)$$

Izraz $\frac{F_2 - F_1}{GF_1}$ je zapravo transmisija, videti jednačinu (2.2.7). Za optički tanku plazmu, $T = 1$, korigovana slika F_0 se ne razlikuje od F_1 snimljene sa zadnjim ogledalom. U slučaju da postoji samoapsorpcija, intenzitet korigovane slike biće uvećan obzirom da je $T < 1$.

Jednačina (2.2.9) važi za svaki piksel slike snimlje CCD čipom spektroskopske kamere. Treba naglasiti da pozadinski šum (background) mora da

se ukloni sa svake slike pre nego što se primeni jednačina (2.2.9). Prikladan način za uklanjanje pozadinskog šuma dat je u radu [16].

Pre nego što se primeni jednačina (2.2.9) treba odrediti efektivnu refleksivnost zadnjeg ogledal, odnosno udeo svetla koji se vraća nazad u plazmu a opisan je konstantom G . Ova veličina se obično određuje na krilima spektralne linije, daleko od centra, gde je samoapsorpcija zanemarljiva, kao odnos $G = \frac{F_2 - F_1}{F_1}$. Dobar izbor je i analiza kontinualnog zračenja obzirom da na njega ne utiče samoapsorpcija. Ako su spektri snimljeni kao slike sa mnogo šuma veličina G može se odrediti iz FVB spektra za koji je odnos signal/šum povoljniji.

Važno je da se *procena* apsorpcije načini pre nego što se iskoristi jednačina (2.2.9) obzirom da korekcija ima smisla jedino ako je optička debljina $C(\lambda, y) \ll 1$. Apsorpcija $A(\lambda, y) = 1 - T(\lambda, y) = 1 - \frac{F_2(\lambda, y) - F_1(\lambda, y)}{GF_1(\lambda, y)}$ se može najlakše proceniti za lateralni profil koji prolazi kroz maksimum (vrh) linije. Ako je plazma optički tanka vrednost apsorpcije treba da je manje više konstantna duž lateralnog profila sa vrednošću bliskom nuli. Loša procena za G ima za posledicu da je absorpcija duž lateralnog profila konstanta ali manja ili veća od nule. Jasan maksimum apsorpcionog koeficijenta označava prisustvo samoapsorpcije. Ako je maksimalna vrednost manja od 0.5 sve aproksimacije važe i može se izračunati korigovani spektralni lik⁴ u skladu sa jednačinom (2.2.9).

Pretpostavka na koju se oslanja predložena korekcija efekata samoapsorpcije podrazumeva da su obe funkcije, i emisiona $\varepsilon(\lambda, r)$ i apsorpciona $k(\lambda, r)$, radijalno simetrične i teže nuli brže od $1/r$. Povećanje optičkog sistema treba da bude uskladjeno sa time, odnosno da obezbedi da lateralni profili snimljeni na CCD-u budu vidljivi od maksimalnog intenziteta u središtu do nultog intenziteta na periferiji. Drugim rečima spektralna slika treba da ima taman deo pri dnu i pri vrhu, slika 2.1.2a.

2.3 Inverzna Abelova transformacija

Ako raspoložemo spektralnom slikom F_0 , koja je korigovana na efekte samoapsorpcije, izračunavanje emisione funkcije $\varepsilon(\lambda, r)$ svodi se na upotrebu inverzne Abelove transformacije:

$$\varepsilon(\lambda, r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dF_0(\lambda, y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (2.3.1)$$

⁴Za absorpciju manju od 0.5 greška načinjena zamenjujući eksponencijalnu funkciju sa prva dva člana u razvoju je do 10% što je obično manje od neodređenosti koje potiču od šuma i odstupanja plazme od cilindrične simetrije.

Iako je inverzna Abelova transformacija dobro definisan matematički postupak, primena te transformacije u praksi skopčana je sa brojnim poteškoćama. Naime, prisustvo šuma u realnim podacima čini da su numeričke realizacije jednačine (2.3.1) u manjoj ili većoj meri numerički nestabilne. U cilju prevazilaženja ovih poteškoća razvijeni su brojni numerički algoritmi [17, 18, 19, 20]. Osnova za numeričku proceduru koju ćemo mi upotrebljavati data je u radu [20]. U pitanju je elegantna tehnika prilagodjena za upotrebu u situacijama kada granica plazme nije jasno određena, tipičan slučaj koji se susreće kod laserski indukovane plazme. Pretpostavimo da je emisiona funkcija ε Gausovog tipa $\varepsilon(r) = be^{-\alpha^2 r^2}$. U tom slučaju lateralni profil, određen direktnom Abelovom transformacijom jednačina (2.2.2), biće:

$$\begin{aligned} F(y) &= b \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha^2 r^2} dx = b \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha^2 (x^2 + y^2)} dx \\ &= be^{-\alpha^2 y^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha^2 x^2} dx = b \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} e^{-\alpha^2 y^2}. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Dakle Gausova funkcija se transformiše u Gausovu funkciju, parametar α (recipročna širina) ostaje nepromenjen dok prvobitni intenzitet b nakon transformacije ima vrednost $b \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} = a$.

Pretpostavljamo da snimljeni lateralni profili, korigovani na samoapsorpciju, mogu da se pretstave sumom Gausovih funkcija na sledeći način⁵

$$F(y) = a_0 + a_1 e^{-\alpha^2 (y-c)^2} \left[1 + \sum_{i=2}^n a_i e^{-(i-1)\beta^2 (y-c)^2} \right]. \quad (2.3.3)$$

Koeficijent a_0 odgovara baznoj liniji lateralnog profila c je centar simetrije lateralnog profila dok koeficijenti a_i odgovaraju intenzitetima pojedinih Gausovih funkcija u sumu. Koeficijent α opisuje asimptotsko ponašanje funkcije $F(y)$ dok $(i-1)\beta^2$, $i > 1$ opisuje širine odgovarajućih Gausovih funkcija. Emisiona funkcija $\varepsilon(r)$, inverzni Abelov transform funkcije (2.3.3), ima sledeći izgled:

$$\varepsilon(r) = b_1 e^{-\alpha^2 r^2} \left[1 + \sum_{i=2}^n b_i e^{-(i-1)\beta^2 r^2} \right] \quad (2.3.4)$$

gde je

$$b_1 = a_1 \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}}$$

⁵Izostavljen je indeks λ u F kao i koeficijente $\{a_i\}$, α , β da bi zapis bio pregledniji.

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

Lateralni profil snimljen kamerom je zapravo skup podataka $\{y_j, F_j\}$ dužine m , ($j = 1, 2, \dots, m$). Ako jednačinu (2.3.3) shvatimo kao modelnu funkciju lateralnog profila, odgovarajući koeficijenti a_i ($i = 0, 1, 2, \dots, n$), α, β, c mogu da se odrede fitovanjem koristeći uobičajen metod najmanjih kvadrata. Oblik emisione funkcije $\varepsilon(r)$ se zna, jednačina (2.3.4), treba samo da izračunamo koeficijente b_i . Na ovaj način problem određivanja inverzne Abelove funkcije svodi se na tehniku fitovanja.

U jednačini (2.3.3) figuriše n , broj Gausijana u sumi. Izbor broja n zavisi od našeg prethodnog znanja o tome kakva se radijalna raspodela emitira očekuje, a sa druge strane od kvaliteta snimka, posebno od količine šuma kojim su opterećeni izvorni podaci. Što je broj Gausijana veći forma lateralnog profila je bolje reprodukovana funkcijom (2.3.3). Ako je pak snimak lošijeg kvaliteta detalji su maskirani šumom tako da fit funkcija za veliko n počinje da reprodukuje strukturu šuma umesto raspodelu intenziteta koja potiče od izvora zračenja. Za $n=2$, i u slučaju šumnih snimaka, moguće je detektovati slabije svetljenje u središtu plazme i kada se to na prvi pogled ne bi očekivalo. Korišćenje velikih vrednosti za n je opravdana ako se očekuje složena struktura radijalne raspodele emisije i ako je snimak sa malo šuma.

Nakon što se inverzna Abelova transformacija uradi za sve lateralne profile $F_0(\lambda, y)$ (sve vrednosti λ) moguće je izračunati kako izgleda profil spektralne linije, $L_r(\lambda)$, emitovane iz plazme na radijalnom rastojanju r oslanjajući se na funkciju $\varepsilon(\lambda, r)$. Za dato $r = r_0$ spektralna linija je određena skupom tačaka $L_{r_0}(\lambda) = \varepsilon(\lambda, r_0)$ za sve vrednosti λ .

2.3.1 Razmatranje šuma

Šum koji postoji u snimljenim lateralnim profilima preslikava se u greške parametara kojim se opisuje spektralna linija. Drugi izvor grešaka u parametrizaciji spektralne linije je nepotpuna cilindrična simetrija LIP. Ponekad autori primenjuju numeričke procedure za uklanjanje šuma (smoothing) odnosno procedure kojima se vrši simetrizacija lateralnih profila sa namerom da se efekti koji potiču od ove dve smetnje umanje. Ovakav pristup pojednostavljuje naknadnu numeriku ali ostavlja nepredvidiv trag na parametrizaciji spektralne linije dok su odgovarajuće greške parametara po pravilu pocenjene.

Izraz (2.3.3) je parna funkcija i predstavlja simetričnu reprezentaciju ukupnog lateralnog profila snimljenog u eksperimentu. Najbolji parametri te funkcije obezbeđuju 'najbolje slaganje' funkcije i eksperimentalnog lateralnog profila u smislu metode najmanjih kvadrata. Na taj način moguća asimetrija

prisutna u eksperimentalnim podacima odražava se na vrednosti najboljih parametara i na njihove greške. Proizilazi da uklanjanje šuma i simetrizacija nisu neophodni. Konačan rezultat je realistično rasipanje tačaka u profilima spektralnih linija nakon inverzne Abelove transformacije koje je srazmerno prisustvu šuma u originalnim podacima i drugim nesavršenostima koje prate merenje.

Poseban način za smanjenje šuma u profilima spektralnih linija, nakon što je završena inverzna Abelova transformacija može se obaviti na sledeći način. Umesto da definišemo spektralnu liniju koja 'potiče' sa radijusa r_0 kao skup tačaka $\varepsilon(\lambda, r_0)$ za svako λ uvešćemo sledeću definiciju

$$L_{r_0, \Delta r}(\lambda) = \frac{\int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} \varepsilon(\lambda, r) dr}{\pi[(r_0 + \Delta r)^2 - r_0^2]} \quad \text{for all } \lambda. \quad (2.3.5)$$

Intenzitet linije je srazmeran ukupnoj emisiji koja potiče iz prstena čiji je unutrašnji poluprečnik r_0 a spoljašnji $r_0 + \Delta r$ normalizovan na površinu prstena. Na ovaj način se vidi samo integralna promena u emisioj funkciji u intervalu $r_0, r_0 + \Delta r$ dok su lokalne fluktuacije manje izražene. Spektralna linija izračunata kao $L_{r_0=0, R}(\lambda)$, gde je $r_0 + \Delta r \equiv R$ dovoljno veliko odgovara profilu koji smo označili sa FVB. Ako je cela procedura odradjena kako treba oblik spektralne linije izračunate na gornji način i eksperimentalnog FVB profila ne bi trebali mnogo da se razlikuju uključujući i količinu šuma.

U nekim situacijama količina šuma u korigovanom spektru $F_0(\lambda, y)$ je toliko velika da je proces računanja inverzne Abelove transformacije numerički nestabilan. Preostaje jedino da se preskoči inverzna Abelova transformacija a da se korigovani spektar svede na FVB oblik. Time se gubi radijalna raspodela intenziteta ali se i dalje raspolaže spektrom korigovanim na efekte samoapsorpcije.

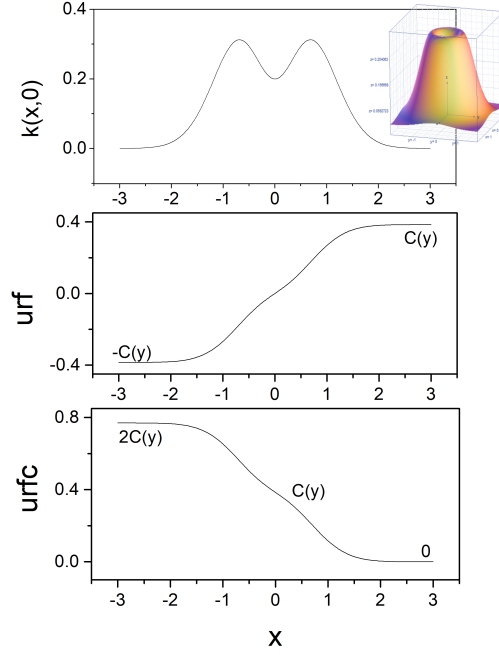
2.3.2 Definicija 'urf' funkcija

Pretpostavlja se da radijalno simetrična funkcija $k(r)$ teži nuli brže nego $1/r$.⁶ Radijalna koordinata r povezana je sa x i y na sledeći način: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Dakle funkcija $k(r)$ zavisi od x i y na simetričan način. Definisaćemo dve pomoćne funkcije⁷

$$\text{urf}(x, y) = \int_0^x k(r) dx$$

⁶Radi jednostavnosti i preglednost zapisa izostavljen je indeks λ , i.e $k(r) \equiv k(\lambda, r)$.

⁷U slučaju da je $k(r)$ Gaussian, funkcija urf postaje error funkcija - erf, a urfc komplementarna error funkcija - erfc. Navedene osobine ovde uvedenih funkcija urf i urfc su podskup dobro poznatih osobina error funkcije.



Slika 2.3.1: Izgled funkcija $\text{urf}(x, y) = \int_0^x k(r) dx$ and $\text{urfc}(x, y) = \int_x^\infty k(r) dx$ za proizvoljnu radialno simetričnu funkciju $k(r)$.

$$\text{urfc}(x, y) = \int_x^\infty k(r) dx.$$

Sledi da integral $\int_0^\infty k(r) dx$ postoji a njegova vrednost C zavisi samo od y , naime

$$\text{urf}(\infty, y) = \int_0^\infty k(r) dx = C(y).$$

Na sličan način je

$$\text{urf}(-x, y) = \int_0^{-x} k(r) dx = - \int_{-x}^0 k(r) dx = -\text{urf}(x, y)$$

te se vidi da je funkcija urf neparna. Imajući u vidu definiciju funkcije urfc moguće je ju je izraziti preko urf funkcije, zapravo

$$\text{urfc}(x, y) = C(y) - \text{urf}(x, y).$$

Vidi se da funkcija urfc niti je parna niti je neparna i da ima sledeće karakteristične vrednosti:

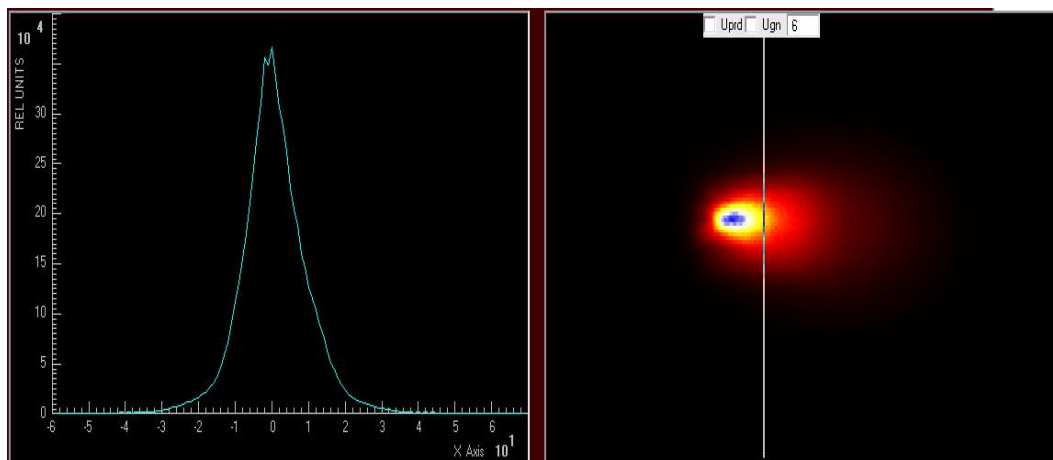
$$\text{urfc}(x \rightarrow \infty, y) = 0$$

$$\text{urfc}(x = 0, y) = C(y)$$

$$\text{urfc}(x \rightarrow -\infty, y) = 2C(y).$$

2.3.3 Primer

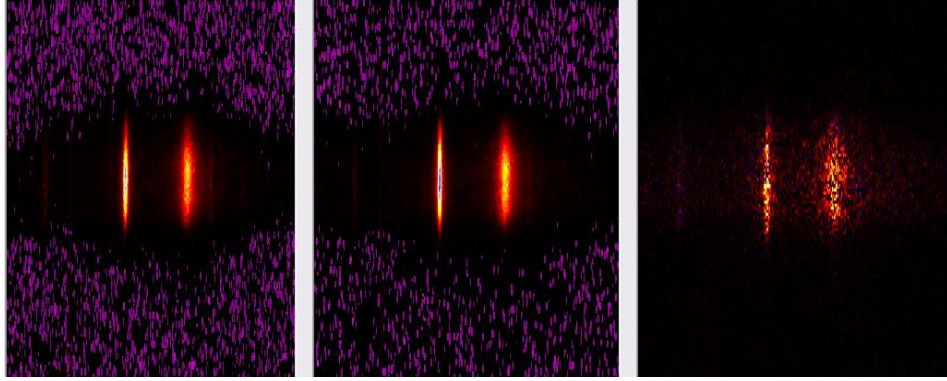
Na slici 2.3.2 prikazan je lik plazme snimljen u nultom redu spektrogra. Na levom panelu je lateralni profil snimljen na označenom mestu. Izvesna asimetrija, vidljiva na lateralnom profilu, je posledica fluktuacija oblika plazme koje se mogu uočiti u snimcima načinjenim za različite pucnje lasera. Nesavršeno podešen optički sistem takodje može da uzrokuje asimetriju. Sve slike ovde prikazane snimljene su sa 128 tačaka po vertikali, što predstavlja razuman kompromis izmedju razlaganja i nivoa šuma.



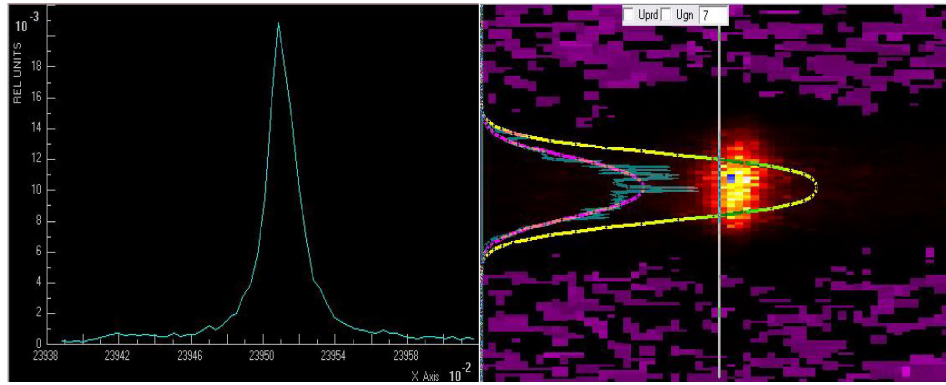
Slika 2.3.2: Na desnom panelu prikazana je slika plazme snimljena u nultom redu spektrogra u 70 ns nakon laserskog impulsa. Pritisak vazduha u komori je 7000 Pa. Verikalno razlaganje je spuštено sa 512 na 128 tačaka. Svaka tačka predstavlja usrednjenu vrednost 4 susedna piksela po vertikali. Na taj način šum je smanjen duplo dok je verikalno razlaganje i dalje zadovoljavajuće. Vertikalna linija označava poziciju za koju je izračunat lateralni profil prikazan na desnom panelu. Abscisa na desnom panelu je reskalirana tako da se maksimum lateralnog profila nalazi na poziciji $x = 0$.

Slika 2.3.3 prikazuje linije jonizovanog bakra, Cu II 240.01 nm (4s-4p prelaz) i 240.33 nm (4p-5s prelaz) [21] snimljene bez zadnjeg ogledala - levi panel, i sa zadnjim ogledalom srednji panel. Na desnom panelu prikazana je razlika, spektar koji se dobija nakon što se od srednjeg oduzme spektar prikazan na levom panelu.

Da bi se uradila korekcija na samoapsorpciju, jednačina (2.2.9), pored spektralnih likova F_0 , F_1 i F_2 potrebno je proceniti i veličinu G - refleksivnost ogledala. Ta procena načinjena je na osnovu intenziteta izmerenih na krilima linije i iznosi približno $G=0.15$. Slika 2.3.4 ilustruje kako izgledaju Lateralni profil, odgovarajući najbolji fit i odgovarajući radijalni profil nakon inverzne Abelove transformacije. Na slici je takodje prikazana i linija Cu II 240.01 nm koja potiče iz oblasti $0.26 \text{ mm} < r < 0.52 \text{ mm}$, dobijena kao konačan rezultat.



Slika 2.3.3: Cu II 240.01 nm i 240.33 nm spektralne linije snimljene bez zadnjeg ogledala - levi panel, i sa zadnjim ogledalom - srednji panel. U oba slučaja background je numerički uklonjen koristeći proceduru prikazanu u [16]. Porpurnom bojom su obeležene tačke sa negativnim vrednostima intenziteta kao posledica uklanjanja backgrounda. Slika na desnom panelu ilustruje neto efekt zadnjeg ogledala, dobijena je oduzimanjem slike snimljene bez zadnjeg ogledala od slike snimljene sa ogledalom. $F(\lambda, y) = F_{sa}(\lambda, y) - F_{bez}(\lambda, y)$ za svako λ i y .

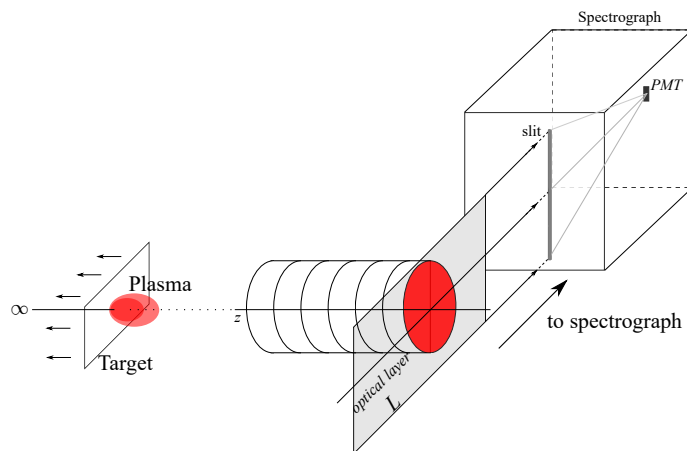


Slika 2.3.4: Na desnom panelu prikazan je korigovan spektralni lik linije Cu II 240.01 nm prema jednačini (2.2.9). Plavom linijom označen je lateralni profil dok ljubičasta linija predstavlja najbolji fit - jednačina (2.3.3). Žuta linija označava inverzni Abelov transform, jednačina (2.3.4). Na levom panelu prikazana je linija Cu II 240.01 nm na uobičajen način, rekonstruisana nakon inverznog Abelovog transformata. Profil linije $L(\lambda)$ odgovara integralnoj emisiji iz oblasti $0.26 \text{ mm} < r < 0.52 \text{ mm}$.

2.4 Optical Time Of Flight dijagnostička metoda

Ova tehnika je iskorišćena za procenu brzine ekspanzije jona i atoma, a u ovom poglavlju ćemo razmotriti detalja vezane za tehniku merenja i neka ograničenja koja su posledica prirode OTOF tehnike. U tipičnoj postavci plazma se posmatra sa strane, lik se projektuje na ulazni slit monohromatora, spektrograf nije neophodan, a ako se koristi mora se podesiti da radi kao monohromator. Posmatra se jedna talasna dužina, po pravilu spektralna linija pobudjenog atoma ili jona.

Intenzitet svetla koje prikupi optički sistem na određenoj talasnoj dužini



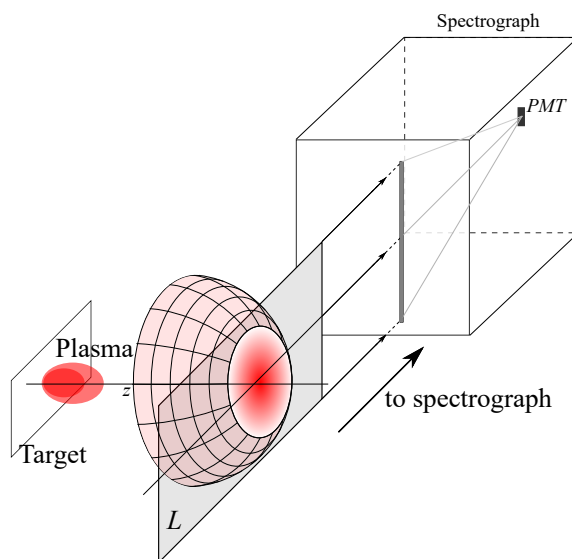
Slika 2.4.1: Najjednostavnija konfiguracija za snimanje OTOF signala, laserski impuls indukuje plazmu na udaljenoj meti tako da je front ekspanzije skoro ravan kada stigne na poziciju slita. Fotomultiplikator registruje samo zračenje koje potiče iz tankog sloja neposredno ispred slita čija debljina odgovara širini ulaznog slita. Konačna debljina sloja zavisi od optičkog povećanja sistema koji projektuje lik plazme na slit. Sloj o kome je reč naziva se optički sloj.

srazmeran je broju atoma ili jona pobudjenih u stanje j koji pretrpe radijativnu deekscitaciju dok se nalaze u oblasti ispred ulaznog slita monohromatora. Ako je meta koju laser osvetljava udaljena od mesta na kome se vrši posmatranje (pozicija slita) ekspanzija u oblasti slita je uglavnom duž pravca z te se može govoriti o ekspanziji u jednoj dimenziji. Drugim rečima front plazme je gotovo ravna površina normalna na pravac prostiranja, slika 2.4.1. Svi emiteri koji se nalaze u tankom sloju, definisanim optičkim sistemom koji prokuplja svetlo, u trenutku t imaju istu brzinu u skladu sa $v = z/t$, gde je z pozicija slita u odnosu na metu. Debljina tog sloja, naziva se optički sloj, srazmerna je širini ulaznog slita spektrografa.

OTOF tehniku mnogi autori koristi za proučavanje raspodele čestica po brzinama koje emituje laserski infukovana plazma u početnom trenutku, [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. U većini eksperimenata plazma ekspanduje u atmosferu okružujućeg gasa koji je na niskom pritisku, po pravilu mnjem od 1 Pa, tako da su promene funkcije raspodele čestica po brzinama zanemarljive ako je rastojanje izmedju plazme i tačke posmatranje na centimetarskoj skali. U takvoj postavci, međjutim, ekspanzioni front nije više ravan već zakrivljen i ta zakrivljenost čini da je proučavanje funkcije raspodele čestica po brzinama komplikovanije nego u ravnoj geometriji, slika 2.4.2.

2.4.1 Veza sa Time Of Flight tehnikom

Sa tehničke strane OTOF je vrsta Time Of Flight (TOF) merenja koja su razvijena u zadnjih 30-40 godina za proučavanje impulsnih desorpcionih



Slika 2.4.2: Realistična OTOF postavka sa zakrivljenim frontom plazme na mestu gde se nalazi ulazni slit spektrografa. U optičkom sloju L se sada nalaze čestice sa različitim brzinama što otežava izračunavanje raspodele po brzinama u odnosu na ravnu geometriju.

tokova u vakuum [31, 32, 33, 34]. Umesto optičke detekcije u originalnim TOF merenjima za detekciju naelektrisanih čestice koriste se detektori u obliku Faradejevog kaveza na rastojanjima od nekoliko desetina centimetara ili više u odnosu na izvor, [33, 35, 36, 37]. Zbog velikog rastojanja izmedju izvora naelektrisanih čestica i detektora (tipične linearne dimenzije detektora u tom slučaju mogu da se zanemare) zakrivljenost ekspanzionog fronta može da se ignoriše i na taj način izračunavanje funkcije raspodele po brzinama svede na jednodimenzioni slučaj, [31]. Našu analizu ćemo započeti od dobro poznatih izraza za TOF signal. Smatraćemo da se tokom ekspanzije teške čestice kreću praktično bez sudara i da je laserski spot na površini mete dovoljno mali pa ekspanzija ima približno sferni karakter, [1, 38, 39]. U realnosti ove pretpostavke nisu u potpunosti zadovoljene. Na samom početku ekspanzije sudari izmedju teških čestica su brojni ako je količina materijala koju laser rasprši sa mete velika, ali zbog ekspanzije broj sudara brzo opada. Za malu količinu raspršenog materijala pretpostavka da se tokom ekspanzije sudari teških čestica retko dešavaju zadovoljena je od samog početka, [38].

2.4.2 Matematičko opisivanje ekspanzije

Pretpostavićemo da se usled delovanja lasera sa površine mete oslobodi N_0 čestica za kratko vreme. Raspodela čestica po brzinama je Maksvelovska,

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT}\right)} \quad (2.4.1)$$

gde je k Bolcmanova konstanta, T je temperatura teških čestica a m njihova masa. Broj čestica čije su brzine u intervalu v , $v + dv$ iznosi $dN = N_0 f(v) dv$. U trenutku t čestice su razmazane u malom prostornom intervalu $dr = t dv$ oko pozicije $r = vt$. Odgovarajuća zapremina u kojoj se čestice nalaze je $dV = 4\pi r^2 dr$. Malo razmazivanje čestica rezultira u gustini $n(r, t) = dN/dV = \frac{N_0 f(v)}{4\pi r^2 t}$. Ako zamenimo $f(v)$, jednačina (2.4.1), u izraz za n i uz uslov $v = r/t$ dobijamo konačan izraz za gustinu čestica.

$$n(r, t) = b N_0 \frac{1}{t^3} \exp \left(-\frac{r^2}{w^2 t^2} \right) \quad (2.4.2)$$

gde je $m/2kT = 1/w^2$; w je najverovatnija brzina a $b = (m/2\pi kT)^{3/2} = \pi^{-3/2} w^{-3}$. Jednačina (2.4.2) u Dekartovim koordinatama, $r^2 = x_c^2 + y_c^2 + z_c^2$, ima formu zgodnu za daljnju analizu OTOF signala,

$$n(x_c, y_c, z_c, t) = b N_0 \frac{1}{t^3} \exp \left[\frac{-(x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)}{w^2 t^2} \right]. \quad (2.4.3)$$

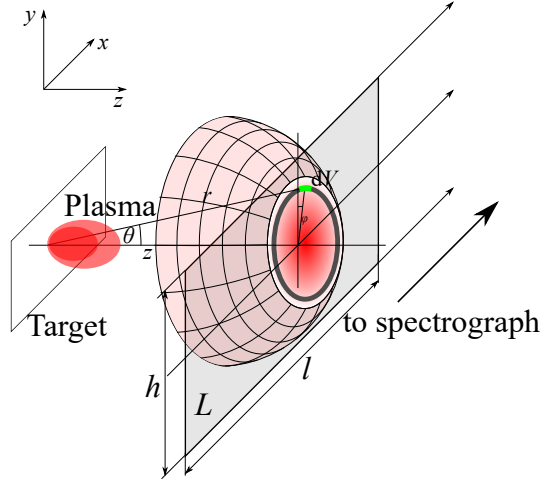
Ovde su x_c , y_c i z_c koordinate u sistemu centrs mase. Do sada smo pretpostavljali da se centear mase ne kće. Karakteristika laserski indukovane plazme je globalno kretanje duž ose normalne na površinu mete (z osa u našem slučaju) zbog refleksije čestica od površine mete. Neka je v_c brzina centra mase duž z ose u laboratorijskom sistemu. Tada su koordinate x , y , z u laboratorijskom sistemu povezane sa koordinatama u sistemu centra mase na sledeći način $x_c = x$, $y_c = y$, $z_c = z - v_c t$. Jenačina 2.4.3 prelazi u

$$n(x, y, z, t) = b N_0 \frac{1}{t^3} \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2 + (z - v_c t)^2)}{w^2 t^2} \right]. \quad (2.4.4)$$

Odgovarajući flux duž y ose je $J = v_z n = (z/t) n$ ili

$$J(x, y, z, t) = z b N_0 \frac{1}{t^4} \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2 + (z - v_c t)^2)}{w^2 t^2} \right]. \quad (2.4.5)$$

Praktično isti izraz predložen je u radu Utterbeka i saradnika iz 1976. godine, videti [31]. Gornja jednačina (2.4.5) je osnova za takozvanu šiftovanu Maksvel Bolcmanovu (SMB) funkciju i istoimenu proceduru za fitovanje, [24, 28, 29, 32]. Razmotrićemo detaljnije taj metod u sledećem poglavlju.



Slika 2.4.3: Realističan oblik zakrivljenog fronta ekspandujuće plazme na poziciji ulaznog slita. Verikalni otvor slita (visina slita) je maksimalan. Crni prsten ilustruje pozicije čestice koje se nalaze u optičkom sloju L i imaju iste brzine. Zelenom bojom je označena mala zapremina $dV = dx dy dz = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi$.

2.4.3 Geometrijski detalji

Na slici 2.4.3 ilustrovani su detalji karakteristični za OTOF eksperiment. Visina optičkog sloja odgovara visini ulaznog slita h . Zelenom bojom je označena mala zapremina $dV = dx dy dz = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi$ u kojoj se nalaze čestice koje imaju istu brzinu $\vec{v} = \vec{r}/t$ u trenutku posmatranja t . Broj čestica dQ koje u jedinici vremena prodju kroz presek $z=\text{const}$ ⁸

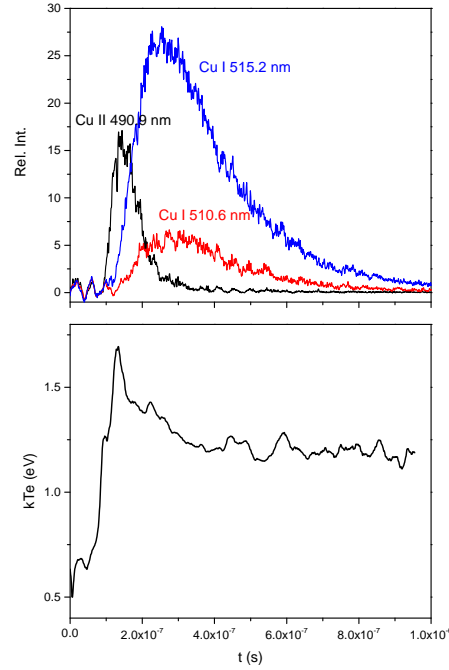
$$dQ(x, y, z, t) = zbN_0 \frac{1}{t^4} \exp \left[\frac{-[x^2 + y^2 + (z - v_c t)^2]}{w^2 t^2} \right] dx dy. \quad (2.4.6)$$

Ukupan broj čestica koje ulaze u optički sloj L u jedinici vremena, imajući na umu kretanje centra mase, iznosi

$$Q(z, t) = zbN_0 \frac{1}{t^4} e^{-\frac{(z-v_c t)^2}{w^2 t^2}} \int_{-h/2}^{h/2} e^{-\frac{y^2}{w^2 t^2}} dy \int_{-l/2}^{l/2} e^{-\frac{x^2}{w^2 t^2}} dx \quad (2.4.7)$$

gde je h visina ulaznog slita. Podrazumeva se da je centar ulaznog slita (po visini) na poziciji $y = 0$ cm. l označava dužinu oblasti, duž linije posmatranja, iz koje optički sistem prikuplja svetlo. Vrednost za l zavisi od oštirske dubine koja je određena optičkim sistemom. U ovoj analizi smatramo da

⁸Prolazeći kroz ravan $z=\text{const}$ pobudjene čestice postaju 'vidljive' za optički sistem ako dodje do radijativne deekscitacije.



Slika 2.4.4: Panel a. Tri OTOF signala snimljena na rastojanju $z = 2$ mm od mete. Crni signal predstavlja OTOF za liniju Cu II 490.9 nm, energija gornjeg nivoa $E_i = 16.85$ eV, plavi za liniju Cu I 515.3, sa $E_i = 6.19$ eV i crveni za liniju Cu I 510.6 nm, $E_i = 3.82$ eV. Talasne dužine i energije gornjih nivoa su uzete iz NIST-a, [40]. Panel b. Ekscitaciona temperatura elektrona izračunata pod uslovom da važi LTR.

se optički sistem sastoji samo od dva ili više kolimatora bez sočiva. Kasnije ćemo razmotriti i drugačije optičke sisteme.

Svi integrali u jednačini 2.4.7 su istog tipa i svode se na error funkciju, to jest $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du = \text{erf}(x)$. Nakon integracije ukupan broj čestica koje ulaze u optički sloj u jedinici vremena je

$$Q(z, t) = zbN_0 \frac{w^2}{t^2} e^{-\frac{(z-v_{ct})^2}{w^2 t^2}} \text{erf}\left(\frac{h}{2tw}\right) \text{erf}\left(\frac{l}{2tw}\right). \quad (2.4.8)$$

Za određene eksperimentalne uslove error funkcije u (2.4.8) mogu dodatno da se pojednostave. U slučaju da je visina slita h mala, to jest $h \ll 2tw$, član $\text{erf}\left(\frac{h}{2tw}\right)$ postaje $\left(\frac{h}{2tw}\right)$ što čini da je asimptotski tok u jednačini (2.4.8) brži. Druga error funkcija za veliku oštirinsku dubinu, veliko l , može se takodje uprostiti, $\text{erf}\left(\frac{l}{2tw}\right) \rightarrow 1$. Čak i tada asimptotski tok jednačine (2.4.8) i jednačine (2.4.5), na kojoj se zasniva SMB fit, nije isti.

2.4.4 Fizička pretstava vezana za OTOF signal

Intenzitet svetla koje prikupi optički sistem (na određenoj talasnoj dužini) srazmeran je broju atoma ili jona pobudjenim u stanje j a koji pretrpe radijativnu deekscitaciju dok se nalaze u optičkom sloju. Ovaj broj je različit od broja čestica koje ulaze u optički sloj, jednačia (2.4.8). Broj čestica u optičkom sloju, pobudjenih u stanje j , menja se na samo zbog procesa ekspanzije već i zbog prenosa ekscitacije u sudarima teških čestica sa elektronima. Sledi da jednačina (2.4.8), sama po sebi egzaktna, nije dovoljna za tačno opisivanje OTOF signala. Stepenn neegzaktnosti zavisi od unutrašnjeg stanja plazme koja se širi. Najpovoljniji slučaj, sa stanovišta proučavanja OTOF signala, je situacija kada su procesi populacije i depopulacije posmatranog stanja j u ravnoteži. Tada se broj atoma pobudjenih u stanje j menja ponajviše zbog ekspanzije dok su procesi pobudjenja manje važni. Količina svetla koje prikupi optički sistem u tom slučaju srazmerna je broju čestica koje pretrpe radijativnu deekscitaciju dok se nalaze u optičkom sloju debljine Δz . Ovaj broj zavisi od brzine čestica. Za brze čestice vreme potrebno da atom/ion prođu kroz optički sloj, $\Delta t = \Delta z/v_z$, je kratko i verovatnoća za radijativnu deekscitaciju je manja nego za spore čestice. Možemo zaključiti da je detektovani intenzitet svetla srazmeran broju čestica koje pretrpe radijativnu deekscitaciju dok se nalaze u optičkom sloju $I(z, t) \propto Q(z, t) \frac{\Delta z}{v_z} \propto \Delta z \frac{t}{z} Q(z, t)$, to jest

$$I(z, t) \propto \frac{\Delta z}{t} e^{-\frac{(z-v_z t)^2}{w^2 t^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{h}{2tw}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2tw}\right). \quad (2.4.9)$$

Δz je debljina optičkog sloja i srazmerna je otvoru (širini) ulaznog slita.

U principu nije lako ustanoviti da li su procesi populacije i depopulacije u LIP u ravnoteži. Ako je plazma blizu stanja lokalne termodinamičke ravnoteže prenos ekscitacije se dominantno odvija uz pomoć elektrona, odnosno procesi populacije i depopulacije određenog stanja dešavaju se u sudarima sa elektronima. U tom slučaju populacija pobudjenih stanja je u skladu sa Bolcmanovom raspodelom i zavisi samo od temperature elektrona. Ako se temperatura elektrona ne menja mnogo u toku ekspanzije procesi populacije i depopulacije su (približno) u ravnoteži i ne menjau se sa vremenom.

Čak i tada OTOF signali snimljeni za dve spektralne linije atoma, koje potiču sa različitih gornjih stanja, u principu nisu isti. U zavisnosti od izbora linija i eksperimentalnih uslova razlike mogu biti zanemarljive ili vrlo uočljive. Može se zaključiti da OTOF signal snimljen samo za jednu (atomsku) liniju nije dovoljan za procenu temperature teških čestica čak i u slučaju kada je plazma blizu LTR. Intenzitet jonskih spektralnih linija je u još većoj meri zavistan od prenosa ekscitacije u plazmi a odgovarajući OTOF signali teži

za interpretaciju.

Broj merenja koja su potrebna da bi se potvrdilo da je LIP u stanju LTR je relativno velik, dok je neka merenja teško izvesti, [4]. Drugi način da se prouči unutrašnje stanje plazme u procesu ekspanzije je oslanjanje na složene numeričke simulacije. U nedavno predloženoj kompleksnoj Monte Carlo simulaciji [3] pokazano je da su pobudjena stanja atoma bakra u LTR u toku prve mikrosekunde nakon laserskog impulsa dok je za jone to vreme oko $\sim 0.2 \mu\text{s}$.

2.4.5 Vremenski tok elektronske temperature

Na slici 2.4.4a prikazan je OTOF signal snimljen za dve linije atomskog bakra, Cu I 515.2 i Cu I 510.6 nm, i jednu liniju jona bakra Cu II 490.9 nm. Maksimum intenziteta jonske linije pojavljuje se ~ 100 ns ranije nego maksimumi intenziteta za obe atomske linije. Po pravilu to se tumači kao posledica veće brzine centra mase, v_c , koji odgovara kretanju jona. Kao što smo napomenuli, za vreme $t < 1 \mu\text{s}$ pobudjena stanja atoma bakra su u stanju LTR i oslanjajući se na intenzitete dve spektralne linije moguće je grubo proceniti elektronsku (excitacionu) temperaturu T_e kao funkciju vremena,

$$kT_e(t) = (E_1 - E_2) / \ln \left(\frac{I_1(t) \lambda_1 g_2 A_2}{I_2(t) \lambda_2 g_1 A_1} \right), \quad (2.4.10)$$

ovde je E energija gornjrg stanja prelaza, λ je talasna dužina prelaza, g statistička težina gornjeg nivoa a A je verovatnoća prelaza. Indeksi 1 i 2 se odnose na liniju Cu I 515.2 odnosno Cu I 510.6 nm.⁹ Vidi se da $kT_e(t)$, slika 2.4.4b, postiže maksimalnu vrednost kada i OTOF signal za jonsku liniju Cu II 490.9 nm. Ovo poklapanje ne mora biti slučajnost, naime, velika koncentracija Cu^+ jona moguća je samo u ranim trenucima kada je elektronska temperatura dovoljno visoka. Strm pad OTOF signala oko $t \sim 200$ ns može da se pripiše procesu ekspanzije ali i smanjenju elektronske temperature. Sledi da procesi populacije i depopulacije za gornji nivo linije Cu II 490.9 nm nisu u ravnoteži, dominantan proces je rekombinacija, tako da nije bezbedno koristiti jednačinu (2.4.9) za analizu OTOF signala linije Cu II 490.9 nm.

Uvid u sliku 2.4.4b otkriva da elektronska temperatura za $t > 350$ ispoljava samo fluktuacije bez vidljivog opadanja. U skladu sa našom analizom procesi populacije i depopulacije su u ravnoteži a promene OTOF signala

⁹Ove dve linije su izabrane jer imaju neke zgodne osobine: energijska razlika između gornjih nivoa je značajna, talasne dužine se ne razlikuju mnogo tako da nije potrebna radiometrijska kalibracija spektroskopa a verovatnoće prelaza su poznate sa dovoljnom tačnošću.

su uglavnom zbog ekspanzije. To znači da je najveći deo OTOF signala za atomske linije Cu I 515.2 i Cu I 510.6 nm posledica ekspanzije te se možemo osloniti na jednačinu (2.4.9) u anlizi OTOF signala. Za $t < 350$ elektronska temperatura se značajno menja te se prednja ivica OTOF signala i za atomske linije ne opisuje egzaktno jednačinom (2.4.9). Kao posledica temperatura teških čestica T i brzina centra mase v_c dobijeni fitovanjem u skladu sa (2.4.9) su približnog karaktera. Nije lako proceniti stvarni stepen netačnosti vrednosti za T i v_c ali su greške koje prikazuje procedura za fitovanje procenjene, ponekad i za red veličine.

U skladu sa predloženom analizom potrebno je snimiti OTOF signal bar za dve linije da bi se dobila makar gruba procena toka elektronske temperature u toku ekspanzije. Ako je vremenski interval u kome je elektronska temperatura približno konstantna dovoljno dugačak da pokriva veći deo OTOF signala i pod pretpostavkom da važi LTR moguće je iskoristiti jednačinu (2.4.9) za procenu temperature T i brzine v_c centra mase teških čestica. Pitanje je koji od dva snimljena OTOF signala treba iskoristiti za analizu. Imajući na umu da procedura fitovanja obezbeđuje samo aproksimativne vrednosti moguće je upotrebiti bilo koji ako su procenjene vrednosti za T i v_c razumno saglasne. Ako vrednosti nisu saglasne u odeljku 2.4.8 je dat jedan način za korekciju.

2.4.6 Optički sistem

Optički sistem definiše količinu svetla koje dospeva na ulazni slit spektrografa a takodje utiče i na asimptotski tok, zavisnost koja je opisana error funkcijama u jednačini (2.4.9). Najčešće se optički sistem sastoji od samo jednog sočiva, bez dijafragme, koje projektuje lik plazme na slit spektrografa. U tom slučaju količina prikupljenog svetla je maksimalna, odnos signal - šum najpovoljniji ali optički sloj nije više tanka oblast ograničena sa dve paralelne ravni već ima formu izduženog konusa tako da OTOF signal ne potiče od čestica sa istom brzinom v_z već je usrednjen na malom intervalu brzina. Dubinska oštrina, označena sa l u jednačini (2.4.9) zavisi od osobina upotrebljenog sočiva, [41].

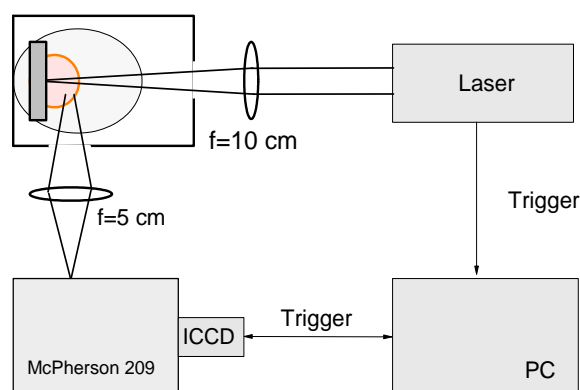
Ako se tik uz sočivo postavi dijafragma sa uzanim pravougaonim otvorom koji je paralelan sa ulaznim slitom odnos signal - šum će biti lošiji ali će optički sloj biti tanak, određen sa dve paralelne ravni, i u njemu će se nalaziti samo čestice sa istom brzinom v_z . Dubinska oštrina je u tom slučaju velika tako da $\text{erf}\left(\frac{l}{2tw}\right) \rightarrow 1$ te se jednačina (2.4.9) može dodatno pojednostaviti

$$I(z, t) \propto \frac{\Delta z}{t} e^{-\frac{(z-v_c t)^2}{w^2 t^2}} \text{erf}\left(\frac{h}{2tw}\right). \quad (2.4.11)$$

2.4.7 Tipične eksperimentalne situacije

Eksperimentalna postavka

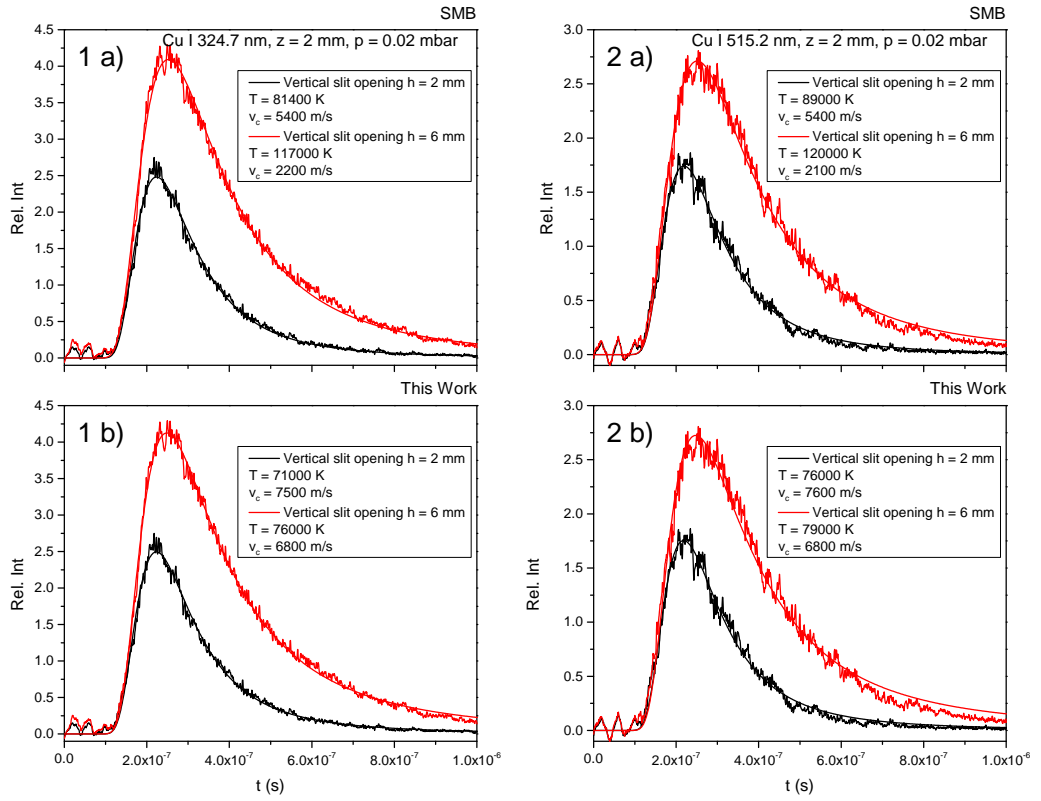
Uobičajena eksperimentalna postavka prikazana je na slici 2.4.5. Laser upotrebljen za osvetljavanje mete je Nd:YAG, EKSPLA NL 311 na emisionoj liniji od 532 nm (drugi harmonik lasera, osnovni je na 1064 nm). Dužina impulsa je oko 5 ns, učestanost 1 Hz a energija oslobodjena u jednom impulsu oko 1 mJ, što odgovara gustini energije od $\sim 10 \text{ J/cm}^2$. Meta je načinjena od bakra i postavljena je u komoru koja je povezana na vakuumski sitem, tako da se mogu kontrolisati i pritisak i vrsta gasa u komori. Ukoliko bi laser stalno osvetljavao istu tačku na meti došlo bi do oštećenja, tako da se čitava komora sa metom nalazi na postolju koje može da se pokreće u vertikalnoj ravni. Kretanje komore je kompjuterski nadzirano i sinhronizovano sa radom lasera. Rezultati koji će biti prikazani dobijeni su merenjem u atmosferi vazduha na pritisku od 20 Pa ($\sim 2 \times 10^{-4}$ atm). Spektroskopska kamera Andor DH740-18F-03 iStar montirana je na McPherson model 209 spektrograf fokalne dužine 1.33 m sa rešetkom od 2400 zareza po milimetru. Da bi šum bio što je moguće manji CCD čip kamere je ohladjen na -20°C . Instrumentalni profil detekcionog sistema (spektrograf + kamera) je oko 8.7 pm. Plazma se posmatra sa strane a lik se projektuje na ulazni slit spektrografa širine $50 \mu\text{m}$ sa jediničnim optičkim povećanjem. Laserski spot na meti je mali tako da je ekspanzija izotropna i u skladu sa pretpostavkama iznetim na početku sekcije 2.4.2 i u radu Anisimova, [38].



Slika 2.4.5: Skica eksperimentalne postavke sa uprošćenim prikazom toplog fronta plazme. Emisiona linija lasera je 532 nm a fokalna dužina sočiva iskorišćenog za fokusiranje je 10 cm.

OTOF signal za različite visine ulaznog slita

Prvo ćemo ilustrovati uticaj visine ulaznog slita na OTOF signal. Na slici 2.4.6 prikazani su OTOF signali za dve Cu I linije (324.7 nm i 515.3 nm) snimljeni na rastojanju $z=2$ mm od mete za i za visine ulaznog slita od 2 mm i 6 mm. Širina slita bila je $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ dok je centralna diafragma, postavljena tik uz sočivo, imala obliku slita širine 0.25 mm. Snimljeni OTOF signali fitovani su koristeći SMB izraz (2.4.5) odnosno modelnu funkciju (2.4.9) predloženu u radu [42].



Slika 2.4.6: OTOF signali za Cu I 324.7 nm (oznaka 1) i 515.2 nm (oznaka 2) snimljeni za visine ulaznog slita od 2 mm (crno) i 6 mm (crveno). Širina ulaznog slita u oba slučaja bila je $50 \mu\text{m}$. Centralna diafragma, montirana tik uz sočivo, imala je oblik slita širine 0.25 mm a dužina je odgovarala prečniku sočiva. Signali su snimljeni na $z = 2$ mm od mete. **Paneli a:** Pune linije predstavljaju najbolje fitove u skladu sa SMB funkcijom, (2.4.5). Obe vrednosti, i temperatura T i brzina centra mase v_c , procenjene iz podataka za različite visine ulaznog slita su neprihvatljivo različite. **Paneli b:** Pune linije su najbolji fitovi u skladu sa izrazom (2.4.9). Vrednosti za temperaturu se slažu u okviru greške za obe visine slita. Brzine centra mase v_c se neznatno razlikuju, neslaganje je oko $\sim 10\%$.

Na prvi pogled oba modela fituju jednako dobro, slika 2.4.6. Da bi kvantitativno ocenili koja funkcija bolje opisuje podatke na svakom panelu prikazanom na slici (2.4.6) prikazane su temperature T i brzine centra mase

v_c procenjene iz oba modela. Rezultati za sve vrednosti visine slita (2 mm - 6 mm) su prikazani u tabeli 2.1. Uočava se da su vrednosti za T i v_c dobijene na osnovu SMB fita nekonzistentne. S druge strane model predložen u radu [42], funkcija (2.4.9), daje konzistentne vrednosti za temperaturu, dok vrednosti za v_c pokazuju neznatan sistematski rast od $\sim 10\%$ sa porastom visine slita, tabela 2.1.

Table 2.1: Temperature T i brzine centra mase v_c za pet različitih visina h ulaznog slita. OTOF signali su iz merenja za Cu I 515.3 nm na poziciji $z = 2$ mm od mete.

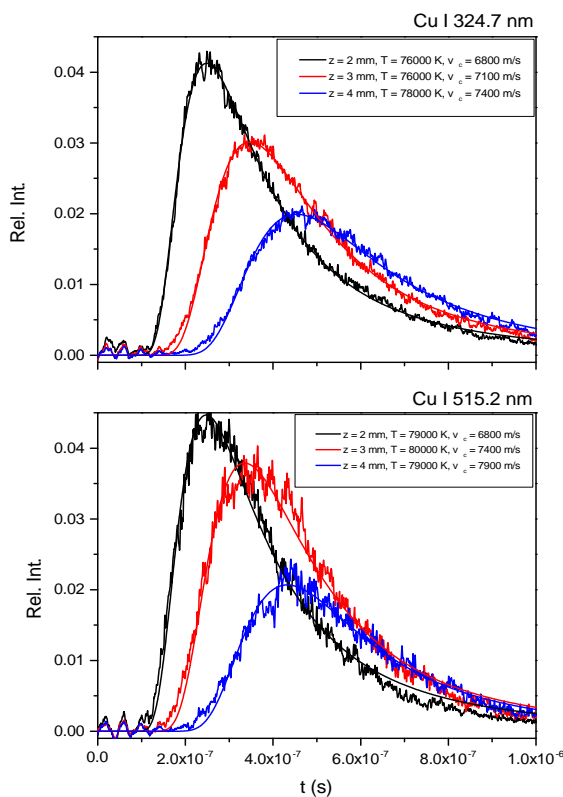
h (mm)	Funkcija (2.4.9)		SMB	
	T (K)	v_c (m/s)	T (K)	v_c (m/s)
2	76000	7600	89000	5400
3	79000	7300	97000	4300
4	74000	7000	91000	3900
5	74000	6800	99000	3100
6	79000	6800	120000	2100

OTOF na različitim rastojanjima od mete

Da bi proverili glavnu pretpostavku, da je ekspanzija plazme odvija bez sudara teških čestica, snimljeni su OTOF signali za linije Cu I 324.7 i 515.3 nm na tri različita rastojanja od mete, videti sliku 2.4.7. Za obe spektralne linije T ima praktično konstantnu vrednost dok v_c ima blagi rast od $\sim 8\%$ za Cu I 324.7 nm i $\sim 12\%$ za Cu I 515.2 nm. Može se zaključiti da za rastojanja veća od 2 mm sudari izmedju teških čestica nisu učestali i ne utiču приметно na njihovu temperaturu. Malo rasipanje rezultata za T i v_c mereno za $z \geq 2$ mm može se, međutim, tumačiti i kao posledica nepotpuno zadovoljene pretpostavke o ekspanziji bez sudara teških čestica.

Podešavanje slita po visini

Na kraju sekcije 2.4.2 naglasili smo da centar slita treba da bude na poziciji $y = 0$, videti sliku 2.4.3. Loše podešen optički sistem, u smislu da se sredina slita (po visini) ne podudara sa visinom na koju je podešen laserski snop, ima za posledicu da OTOF signal više nije korektno opisan jednačinom (2.4.8) i (2.4.9) tako da su parametri najboljeg fita zapravo pogrešno procenjeni. Brzina centra mase v_c je vrlo osetljiva na poravnanje optičkog sistema u gornjem smislu, pogotovo ako je visina slita mala. Greška u poravnavanju od



Slika 2.4.7: OTOF signal snimljen za visinu slita od 6 mm na tri različita rastojanja od mete.

svega nekoliko milimetara može sasvim da onemogući upoređivanje rezultata iz različitih eksperimenata.

Zasićenje fotomultiplikatora

Šum koji postoji u OTOF signalu je delom posledica fluktuacija u plazmi a drugim delom dolazi od električnih smetnji koje prikupe kablovi za povezivanje. Povećanje radnog napona na fotomultiplikatoru po pravilu popravlja odnos signal - šum ali može da dovede do zasićenja (saturacije) fotomultiplikatora u maksimumu signala koje se okom teško primeti. Ako je OTOF signal čak i blago saturisan procedura za fitovanje daće pogrešne vrednosti za T i v_c bez razlike koja se funkcija koristi, SMB ili jednačina (2.4.9). Jednostavan način da se proveri da li je fotomultiplikator u linearnom režimu je povećanje otvora slita za duplo. Pošto je OTOF signal srazmeran širini slita, jednačina (2.4.9), intenzitet signala i u maksimumu treba da bude dva puta veći. Ako to nije slučaj vrlo verovatno da je fotomultiplikator u određenoj meri saturisan.

2.4.8 Korekcija OTOF profila

U stanju LTR broj atoma pobudjenih u stanje i zavisi samo od elektronske temperature T_e u skladu sa Bolcmanovom raspodelom:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i e^{-E_i/kT_e}}{Z}, \quad (2.4.12)$$

gde je n_i gustina atoma pobudjenih u stanje i , dok je n ukupna gustina, g_i je statistička težina stanja i , E_i je energija pobudjenja stanja i , dok je Z particiona funkcija. Imajući na umu da je intenzitet I_{ij} spektralne linije čije je gornje stanje i , donje stanje j data izrazom $I_{ij} \propto n_i h c A_{ij} / \lambda_{ij}$ ukupna koncentracija atoma može se napisati kao:

$$n(t) \propto Z \frac{I_{ij}(t) \lambda_{ij}}{g_i A_{ij}} e^{\frac{E_i}{kT_e(t)}}, \quad (2.4.13)$$

gde je h Plankova konstanta, c brzina svetlosti, $A(i, j)$ verovatnoća prelaza a λ_{ij} je talasna dužina spektralne linije. Treba uočiti da je u jednačini (2.4.13) $T_e(t)$ elektronska temperatura u funkciji vremena, slika Fig.2.4.4b. Obe veličine $I_{ij}(t)$ i $T_e(t)$, u jednačini (2.4.13) nisu glatke funkcije tako da korigovana vrednost $n(t)$ može biti opterećena šumom.

Poglavlje 3

Osobine LIP

Za proučavanje osobina laerski indukovane plazme i interakcije laserskog zračenja sa površinom mete korušćene su najrazličitije tehnike [43]. Metod zasnovan na upotrebi brzih kamera, obično se posmatra ceo vidljivi spektar, [44] [22] [45] daje uvid u kinematičke osobine LIP, srednju brzinu ekspanzije, usporavanje usled prisustva okružujućeg gasa itd. Šedografija je druga tehnika rutinski korišćena zadnjih godina. Ovaj metod omogućava vizuelizaciju ekspanzije plazme usled prostornih promena indeksa prelamanja [46, 47, 48]. Kada je u pitanju proučavanje udarnih talasa šedografija je metod izbora.

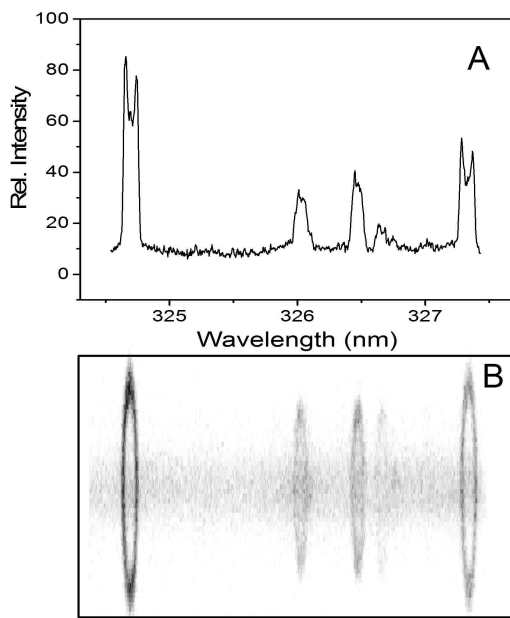
U ovm poglavlju pozabavićemo se prevashodno spektroskopskom dijagnostikom i nekim novijim rezultatima dobijenim pažljivom analizom spektara snimljenih u obliku spektralnih slika spektroskopskom CCD kamerom [49]. Kao što smo napomenuli spektralna slika, ili 'image' u žargonu, sadrži mnogo više informacija nego spektar snimljen na uobičajen način. Napor potreban da se uradi inverzna Abelova transformacija je mala cena za dobitak i preglednost koju pruža 'imaging' mode CCD kamere.

3.1 Spektri tipični za LIP

Tipičan eksperiment za analizu OTOF signala se suštinski ne razlikuje od već opisane u sekcijama 2.4.7. Energija lasera upotrebljena za ovu priliku je veća i iznosi ~ 80 mJ što odgovara iradijans od ~ 8 GW/cm².

Na slici 3.1.1 prikazan je spektar linija bakra Cu I 324.75 nm i 327.40 nm snimljen na standardni način (A) i u 'imaging' modu kamere, sa lateralnim ili vertikalnim razlaganjem (B). Slika ilustruje prednosti koje pruža iamging mode, ne samo kada je u pitanju problem vezan za korekciju samoapsorpcije već u preglednosti i razumevanju procesa koji utiču na formu spektralnih linija. Iskoristićemo spektar snimljen u imaging modu kamere da pokažemo,

korak po korak, da je ovalni oblik spektralnih linija uzrokovan Doplerovim efektom i na osnovu tih rezultata razmotriti neke od interesantnih osobina vezanih za LIP.



Slika 3.1.1: Panel A: Spektar linija bakra Cu I 324.75 nm i 327.40 nm snimljen na uobičajen način bez lateralnog razlaganja (FVB mode). Udubljenje koje se vidi na obe linije nije posledica izražene samoapsorpcije već je posledica Doplerovog efekta. Dve slabije linije koje se vide su O III 326.098 nm i 326.546 nm. Panel B: Isti spektar snimljen u 'imaging' modu kamere sa lateralnim razlaganjem. Spektralne linije imaju neobičan, ovalni, oblik koji je posledica brze radijalne ekspanzije, odnosno Doplerovog cepanja prouzrokovanog brzom ekspanzijom. Snimak je načinjen na 1 mm od mete, 40 ns nakon laserskog impulsa. Pritisak vazduha u komori je bio 20 Pa. Slika je prikazana u inverznom crno-belom modu, zacrtnjenje je srazmerno intenzitetu svetla.

3.1.1 Uticaj Doplerovog pomeranja

Razmatranje započinjemo pretpostavkom da proučavamo prsten radijusa R koji emituje monohromatsku svetlost na određenoj talasnoj dužini λ . Prsten, odnosno emisiju svetla posmatramo sa strane, u ravni prstena koristeći sočivo da lik prstena projektujemo na ulazni slit spektrografa. Smatraćemo, jednostavnosti radi, da je optičko povećanje jednako jedinici. Lik prstena na ulaznom slitu biće linija dužine $2R$. Ukoliko je spektrograf opremljen CCD kamerom, kamera će zabeležiti svetlu liniju dužine $2R$ na talasnoj dužini λ .

Naša sledeća pretpostavka je da brzina ekspanzije ima konstantnu vrednost v_0 . Zbog Doplerovog efekta svetlost koja dolazi iz delova prstena koji

se kreću ka spektrografu biće pomerana ka plavom. Maksimalni pomak biće na sredini prstena, duž centralne linije posmatranja, jer se ti delovi prstena primiču spektrografu najvećom brzinom, videti sliku 3.1.2. Doplerov pomak će biti nula na vrhu i na dnu lika jer se ti delovi prstena ne primiču niti se udaljavaju od spektrografa. Delovi prstena koji se udaljavaju od spektrografa na simetričan način biće pomaknuti ka crvenom delu spektra. Ova kvalitativna analiza nagoveštava da će lik prstena koji se širi, snimljen kamerom montiranom na spektrograf, imati ovalni oblik sličan onom prikazanom na slici 3.1.1B.

Doplerov pomak za brzine $v \ll c$ gde je c brzina svetlosti je dat izrazom $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$. Ako uočimo tačku p na prstenu koji se širi, komponenta brzine usmerena ka spektrografu biće $v = v_0 \cdot \cos(\alpha)$ ge je v_0 brzina ekspanzije a α je ugao zadat položajem tačke p , slika 3.1.2. Sledi da je $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_0 \cos(\alpha)}{c}$. Imajući u vidu da je

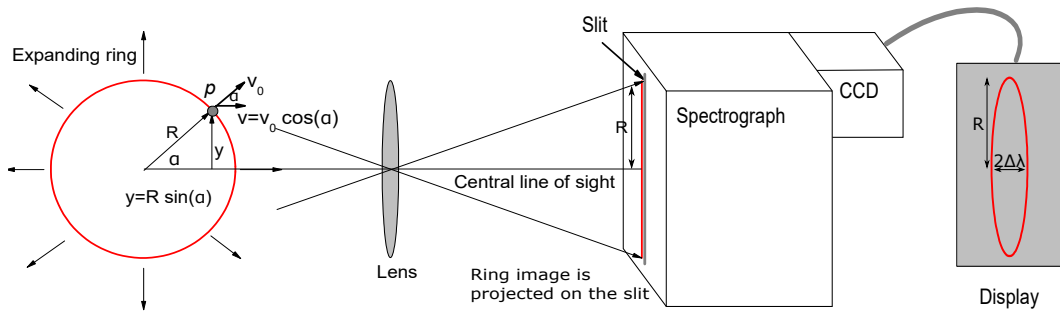
$$\cos(\alpha) = \sqrt{1 - \sin^2(\alpha)}$$

i

$$\sin(\alpha) = \frac{y}{R}$$

na kraju dobijamo:

$$\frac{c^2}{v_0^2} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2 + \frac{y^2}{R^2} = 1. \quad (3.1.1)$$



Slika 3.1.2: Šematski prikaz tankog prstena koji se širi i emituje monohromatsku svetlost. Lik prstena, koji projektuje sočivo sa jediničnim optičkim uvećanjem, je linija dužine $2R$. Komponenta brzine tačke p na rastojanju y koja je paralelna sa centralnom linijom posmatranja iznosi $v = v_0 \cdot \cos(\alpha)$. Lik prstena se projektuje na ulazni slit spektrografa. Zbog Doplerovog efekta, nakon prolaska kroz spektrograf, lik će imati karakteristični ovalni oblik.

Izraz (3.1.1) je jednačina elipse u fokalnoj ravni spektrografa gde je postavljen CCD čip kamere. $\Delta\lambda$ je doplerov pomak koji zavisi od rastojanja y u odnosu na centralnu liniju posmatranja. Za $y = 0$ pomak $\Delta\lambda$ ima maksimalnu

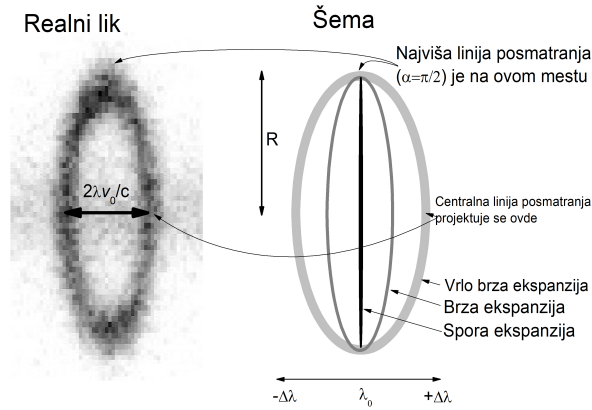
vrednost dok je za $y = R$ Doplerov pomak jednak nuli. Jasno je da će CCD registrovati svetlu liniju ovalnog oblika, kao što je prikazano na slici 3.1.1B

Cepanje spektralnih linija zbog Doplerovog efekta je fenomen uočen i u astrofizici. Na primer, brza ekspanzija magline Rak (Crab Nebula NGC 1952) proizvodi Doplerovo cepanje spektralnih linija koje odgovara brzini od 1450 km/s, videti za detalje [50].

3.1.2 Ovalni spektar

Na slici 3.1.3 je eliptička forma dobijena na osnovu jednačinom (3.1.1) upoređena sa realnim likom snimljenim CCD kamerom. Jednačina (3.1.1) počiva na pretpostavci da je prsten koji se širi tanak, da svi delovi prstena imaju istu radijalnu brzinu v_0 i da emituju na istoj talasnoj dužini λ . U realnosti ove pretpostavke su zadovoljene samo delimično.

Razdvajanje na skali talasnih dužina između crvenog i plavog luka linije srazmerno je brzini v_0 , dok visina ovalne linije odgovara poluprečniku prstena koji se širi. Zbog konačne ekspozicije snimljeni lik je malo razmazan pri vrhu i pri dnu, međutim konačna ekspozicija ne utiče na kvalitet lika u blizini centralne linije posmatranja. Vidljiva širina plavog i crvenog luka prouzrokovana je pak fizičkim procesima koji se dešavaju LIP [51].



Slika 3.1.3: Realan image linije Cu I 324.75 nm neposredno uz elipsu izračunatu na osnovu jednačine (3.1.1). v_0 je procenjeno na 45 000 m/s dok je $R \approx 1.2$ mm. Velika brzina ekspanzije čini da je ovalni spektar jasno definisan.

3.1.3 Inverzna Abelova transformacija i problem samoapsorpcije

Inverzna Abelova transformacija je važan korak u analizi lateralno razloženih profila i omogućava da se rekonstruiše oblik radijalne raspodele emitera [13]. Kada je u pitanju ovalni spektar, naša glavna pretpostavka je da je oblast iz koje potiče emisija dovoljno tanka (tanak prsten), te da zbog velikog Doplerovog cepanja ne dolazi do tipične superpozicije intenziteta koja je osnov za primenu inverzne Abelove transformacije¹. Imajući u vidu da emisija svetla dolazi iz tanke prstenaste oblasti i da u okružujućoj atmosferi nema bakra zaključujemo da nema ni uslova za samoapsorpciju.

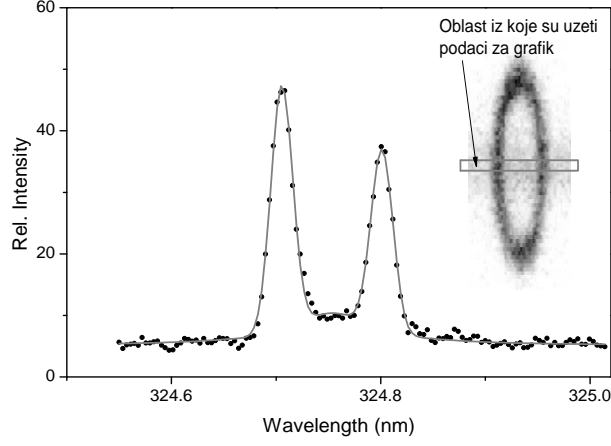
3.2 Analiza Ovalnih profila

3.2.1 Svodjenje na uobičajen spektar

Doplerovo cepanje je najizrazitije duž centralne linije posmatranja, slika 3.1.3, te je ta oblast najpogodnija za analizu brze radijalne ekspanzije. Spektar koji potiče od zračenja iz ove oblasti ne zavisi mnogo od stvarne veličine oblasti svetljenja, čak i ako ta oblast nije baš sasvim tanka. Na slici 3.2.1 dat je normalan spektar dobijen samo na osnovu tačaka iz uzane oblasti oko centralne linije posmatranja. U idealnom merenju oba maksimuma bi trebali da imaju istu visinu, u realnosti nije tako, uvek postoji mala razlika u visinama. Razdvajanje maksimuma srazmerno je brzini ekspanzije v_0 , dok njihov oblik zavisi od različitih mehanizama širenja spektralne linije u oblasti iz koje potiče svetljenje. Ukratko ćemo spomenuti osnovne mehanizme koji 'proširuju' liniju, sa naglaskom na one za koje se očekuje da imaju nvažniji uticaj u ovom slučaju

Širina linije se često povezuje sa dva značajna mehanizma, proširenjem usled termalnog kretanja i usled Štarkovog efekta. U velikom broju slučajeva su prisutna oba mehanizma pa se oblik spektralne linije može na zadovoljavajući način opsati Voigtovom funkcijom [52], koju ćemo i mi usvojiti kao odgovarajući profil za opisivanje oblika linija prikazanih na slici 3.2.1. Razmatramo dakle sledeću funkciju:

¹Doplerovo cepanje je veliko ako je razdvajanje plavog i crvenog luka veće od njihove širine i ako je moć razlaganja spektrografa odgovarajuća.



Slika 3.2.1: Spektar Cu I 324.75 nm linije dobjene na osnovu slike, date u prozoru, uzimajući u obzir samo tačke iz uzane oblasti oko centralne linije posmatranja.

$$\begin{aligned}
 F_{VVL}(\lambda; a_1, \lambda_{c_1}, a_2, \lambda_{c_2}, \sigma, \gamma, a_3, w, b) = & \\
 & V(\lambda; a_1, \lambda_{c_1}, \sigma, \gamma) + \\
 & V(\lambda; a_2, \lambda_{c_2}, \sigma, \gamma) + \\
 & L(\lambda; a_3, w) + \\
 & b.
 \end{aligned} \tag{3.2.1}$$

Funkcija F_{VVL} (VoigtVoigtLorentz) je zbir dva Voigtova profila i jednog Lorencovog. Voigtovi profili se odnose na levi i desni maksimum na slici 3.2.1. Veličine a_1 i λ_{c_1} su amplituda (visina) i centar levog maksimuma dok se a_2 i λ_{c_2} odnose na desni maksimum. Obe funkcije imaju iste parametre σ i γ , Gausovu odnosno Lorencovu komponentu Voigtovog profila.

Treća funkcija, Lorencov profil, odgovara širokoj distribuciji vidljivoj na sredini, između dva maksimuma, na slikama 3.1.1B i 3.2.1.² Svrha uvođenja treće funkcije je da minimizira uticaj središnje distribucije na parametre Voigtovih profila za levi i desni maksimum. Parametar w , širina Lorencove distribucije, nema u ovom kontekstu fizičko značenje dok je centar Lorencove distribucije podešen tako da bude na sredini između dva maksimuma, $\lambda_c = (\lambda_{c_1} + \lambda_{c_2})/2$. b je zajednička bazna linija.

Ako funkciju F_{VVL} usvojimo kao model, tada parametri a_1 , λ_{c_1} , a_2 , λ_{c_2} , σ i γ mogu da se procene iz eksperimentalnih podataka koristeći standardnu

²Ta široka distribucija potiče od zračenja koje dolazi iz središta plazme.

proceduru za fitovanje zasnovanu na metodu najmanjih kvadrata. Nakon toga brzina ekspanzije dobija se kao $v_0 = \frac{c}{\lambda}(\lambda_{c_2} - \lambda_{c_1})$, c je brzina svetlosti. Na osnovu vrednosti σ moguće je proceniti temperaturu emitera u sistemu reference vezanom za lokalni centar mase. Lorencova komponenta γ je uobičajeno vezana za Štarkov efekt. Ako je Štarkov parametar linije koja se posmatra poznat na osnovu vrednost γ moguće je proceniti lokalnu elektron-sku koncentraciju.

Glatka linija na slici 3.2.1 je najbolji fit modelne funkcije F_{VVL} , jednačina (3.2.1). Brzina ekspanzije iznosi $v_0 = (47320 \pm 170)$ m/s i u saglasnosti je sa brzinom procenjenom iz povećanja visine ovalnog profila u toku ekspanzije. Parametari σ i γ procenjeni na ovaj način imaju sledeće vrednosti $\sigma = (1.277 \pm 0.091) \times 10^{-2}$ nm odnosno $\gamma = (2.3 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ nm. Vrednost bazne linije je $b = (6300 \pm 140)$. Uočava se da je Lorencov parametar γ tek neznatno veći od vlastite neodređenosti na osnovu čega se može zaključiti da je linija dominatno proširena usled termalnog kretanja dok je Štarkov efekt na oblik linije zanemarljiv.

3.2.2 Analiza celokupnog ovalnog profila

U skladu sa učinjenim pretpostavkama celokupan ovalni oblik spektralne linije Cu I 324.75 nm može se predstaviti *dvodimenzionom* Voigt funkcijom dok se centralna distribucija može predstaviti, takodje dvodimezionom, Lorencovom funkcijom.

$$F_{VL}(\lambda, y; a, \lambda_c, \sigma, \gamma, y_c, v_0, R, a_l, w_\lambda, w_y, b) = V(\lambda; a, \lambda_{c_{eff}}, \sigma, \gamma) + L(\lambda, y; a_l, w_\lambda, w_y) + b. \quad (3.2.2)$$

Parametri funkcije F_{VL} (VoigtLorenc) imaju sledeće značenje:

a - amplituda Voigt funkcije,

λ_c - centralna talasna dužina emisije linije,

σ, γ - Gausova i Lorencova komponenta Voigt funkcije,

y_c - linija u odnosu na koju je ovalna funkcija simetrična u vertikalnom smeru,

v_0 - brzina ekspanzije,

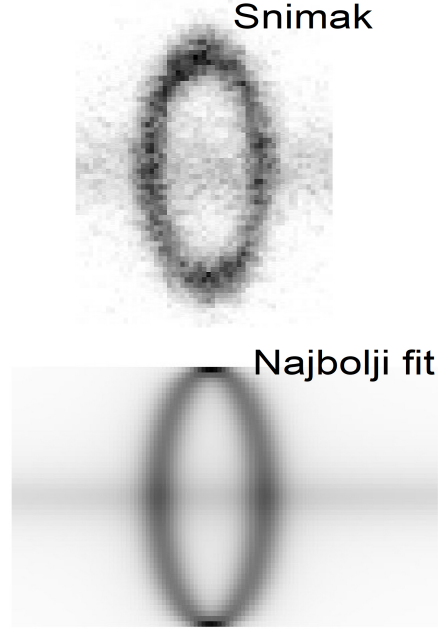
R - visina ovalnog oblika linije (poluprečnik prstena koji se širi),

a_l - amplitud Lorencove funkcije,

w_λ, w_y - širine Lorencove funkcije duž λ i duž y smera,

b - baza linije,

$\lambda_{c_{eff}}$ - efektivna centralna talasna dužina.



Slika 3.2.2: Snimljeni lik Cu I 324.75 nm linije i najbolji fit dat funkcijom (3.2.2).

Usled Doplerovog efekta centralna talasna dužina linije λ_c se pomera ka plavom i ka crvenom. Veličina pomaka zavisi od koordinate y i brzine ekspanzije v_0 , jednačina (3.1.1):

$$\lambda_{c_{eff}} = \lambda_c \left(1 \pm \frac{v_0}{c} \sqrt{1 - \frac{(y - y_c)^2}{R^2}} \right).$$

Ovalna forma (najbolji fit) predstavljena na slici 3.2.2 dobija se kada se vrednosti za $\lambda_{c_{eff}}(v_0, y)$, σ , γ i amplitudu a uvrste u funkciju (3.2.2).

Široka centralna distribucija predstavljena je Lorencovom funkcijom:

$$L = \frac{a_l}{(\lambda^2 + w_\lambda^2)(y^2 + w_y^2)}.$$

Parametri a_l , w_λ i w_y nemaju određeno fizičko značenje u skladu sa smislom funkcije (3.2.2). Zadatak Lorencove funkcije je da minimizira uticaj središnje distribucije na parametre Voigtovog profila, slično kao i u jednodimenzionom slučaju.

Ovalna forma, predstavljena na slici 3.2.2, je najbolji fit modelne funkcije (3.2.2) dobijen na osnovu eksperimentalnih podataka prikazanih na istoj slici. Parametri najboljeg fita od značaja za našu analizu imaju sledeće vrednosti:

$v_0 = 44500$ m/s, $\sigma = 1.28 \times 10^{-2}$ nm, $\gamma = 8.81 \times 10^{-3}$ nm, $b = 47$. Za fitovanje je upotrebljen Downhill Simplex metod [53] koji ne prikazuje greške parametara.

3.2.3 Poredjenje rezultata

Nepotpuno slaganje rezultata dobijenih koristeći jednodimenzioni i dvodimenzioni fit, razmotren u prethodnim paragrafima, može se donekle pripisati različitoj sposobnosti Lorencove funkcije da reprodukuje široku centralnu distribuciju u slučaju 1D i 2D spektra. Pored toga različit broj parametara (9 i 11) i prisustvo šuma neminovno se odražavaju na vrednosti najboljih parametara.

Tehnički gledanao svodjenje spektralne slike na jednodimenzioni spektar jednostavan je zadatak dok su programi neophodni za dalje numeričko procesiranje lako dostupni. Takodje je dostupan i velik broj modelnih funkcija kojima može da se opiše oblik maksimuma na slici 3.2.1. Procedura fitovanja nije numerički zahtevna a uz najbolje parametre dobijaju se i njihove neodređenosti. Čak i kada se crvni i plavi maksimum delimično preklapaju zbog nedovoljnog Doplerovog cepanja ili zbog nedovoljnog razlaganja spektrografa 1D funkcija VoigtVoigtLorenc, jednačina (3.2.1), obezbeđuje upotrebljive rezultate. S druge strane fitovanje u dve dimenzije je numerički zahtevnije dok je provera kvaliteta fita komplikovanija. Naravno, 2D fit je bliži prirodi problema i u odredjenim situacijama može postati jedini izbor.

Brzina radijalne ekspanzije $v_0 \sim 45\,000$ m/s bliska je vrednostima koje se dobijaju za širenje udarnih talasa u atmosferi niskog pritiska [22] generisanih nanosekundnim laserima. Brzina udarnih talasa se procenjuje šedografijom na osnovu čitavog niza uzastopnih snimaka, spektroskopska tehnika koju smo analizirali takav rezultat omogućava na osnovu samo jednog snimka spektralne linije u imaging modu kamere. Ako pretpostavimo da se širenje spektralne linije zbog termalnog kretanja opisuje parametrom $\sigma_{th}^2 = \sigma^2 - \sigma_{instr}^2$ moguće je proceniti temperaturu teških čestica; $\sigma_{th} = \frac{2\lambda_c}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}$ odakle sledi da je $T \sim 10^5$ K. $\sigma_{instr} \approx 3.5$ pm i $\gamma_{instr} \approx 2.2$ pm su parametri instrumentalnog profila.

Oslanjajući se na 1D dekonvoluciju profila Cu I 324.75 nm spektralne linije (procedura sa dva maksimuma) Lorencova komponenta u Voigt funkciji tek je neznatno veća od pridružene greške, dok metod dvodimenzionog fitovanja daje veće vrednosti za Lorencovu komponentu. U ovom trenutku je teško dati nedvosmislen odgovor na pitanje u kojoj meri velika elektronska koncentracija utiče na izuzetno brzu ekspanziju laserski indukovane plazme. Komplementarne dijagnostičke tehnike mogu da pruže dodatne informacije

[54].

Da bi se snimio spektar prikazan na slici 3.1.1B potrebno je da rastojanje od mete, z , i vremensko kašnjenje, τ , budu pažljivo usaglašeni, 1 mm i 40 ns u opisanom eksperimentu. Veličina plazme mora da bude veća od z u trenutku τ a brzina radijalne ekspanzije dovoljno velika da uzrokuje Doplerovo cepanje veće od širine emisione linije.

3.3 Formiranje duplog sloja

Kada je bilo reči o modelima laserski indukovane plazme spomenuli smo da u skladu sa modelom Singha i Narayana [1] brzina ekspanzije može da bude 5-8 puta veća od brzine zvuka. S druge strane brzine izmerene na osnovu Doplerovog efekta daleko su veće, oko 45 km/s i više. Postavlja se pitanje na koji način se ostvaruju tako velike brzine. Jedna mogućnost je da temperatura u početnom trenutku doseže neočekivano velike vrednost koje dovode do brzina ekspanzije nadjenih merenjem. U ovom poglavlju ćemo se pozabaviti kontraverznim mehanizmom 'dvojnog sloja' koji može da obezbedi velike brzine ekspanzije a da pri tome temperature u početnom trenutku ne moraju da budu ekstremne.

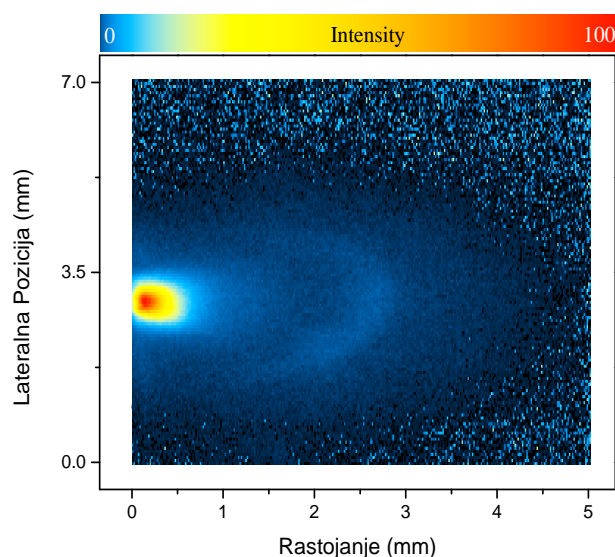
Prva ozbiljna razrada ovog modela od strane Gurevicha i saradnika [55] datira iz 1966. godine. Zamisao je da u početnom trenutku odredjen broj visokoenergetskih elektrona napusti plazmu i formira dvojni sloj. Na jednom kraju su elektroni koji su napustili plazmu a na drugom plazma koja je ostala pozitivno naelektrisana. Električno polje koje se formira efikasno ubrzava jone koji su u plazmi a usporava odbegle elektrone. Prema Gurevichu konačan rezultat je da mali broj jona može da stekne ogromne energije. Ovi joni kada se rekombinuju mogu da budu detektovani i kao brzi atomi.

Različite dijagnostičke tehnike, razvijene za drugačije potrebe, našle su svoje mesto u eksperimentima koji se odnose na problem postojanja i uloge dvojnog sloja. Jedna od važnih tehnika je merenje vremena preleta (za naelektrisane čestice) od mesta gde nastaju do pozicije na kojoj se nalazi senzor. U originalu ova tehnika se naziva 'Time Of Flight' ili TOF, što je opšte prihvaćena skraćenica. Varijanta ove tehnike razvijena za optička merenja, naziv je OTOF od 'Optical Time Of Flight', takodje je često u upotrebi kao dijagnostičko sredstvo. U narednim poglavljima detaljnije ćemo proučiti ovu mernu tehniku.

Na narednih nekoliko strana pozabavićemo se eksperimentalnim rezultatima koji proizilaze iz spektroskopskih merenja zasnovanih na Doplerovom cepanju a koji mogu biti interpretirani u kontekstu dvojnog sloja. Spektroskopska merenja su dopunjena TOF i OTOF dijagnostičkim tehnikama u cilju stvaranja kompletnije slike, [42]

3.3.1 Tipični eksperimentalni rezultati

Eksperimentalna postavka se ne razlikuje bitno od već korišćene za proučavanje ovalnih profila, videti 2.4.7. Ipak treba naglasiti da je sada postavka optimizovana za merenja u ranim trenucima razvoja plazme, u toku i neposredno nakon laserskog impulsa. Sva merenja su vršena sa lateralnim razlaganjem u

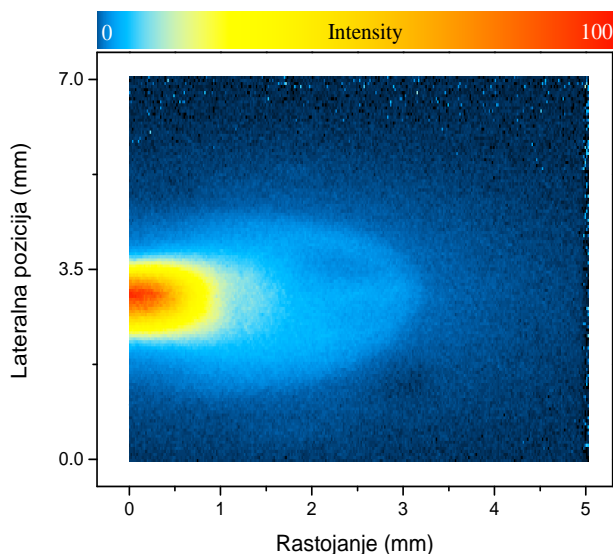


Slika 3.3.1: Slika plazme sa strane načinjena u nultom redu spektrogra sa uskopojasnim filterom (330 nm) koji propušta uglavnom Cu I linije. Snimljen intenzitet potiče ponajviše od linije Cu I na 327.39 nm. Nekoliko linija malog intenziteta su takodje vidljive u intervalu talasnih dužina koje propušta filter. Slika je načinjena 50 ns nakon laserskog impulsa sa ekspozicijom od 1 ns. Pritisak argona je 50 Pa. Svetao front ekspanzije je jasno vidljiv.

imaging modu kamere. Pored spektroskopskih uradjena su neophodna TOF merenja zbog čega je u vakuumsku komoru, neposredno uz metu, montiran sistem elektroda. Za OTOF merenja je iskorišćen postojeći optički sistem s time što je na spektrograf uz kameru montiran i standardni fotomultiplikator. Za registrovanje TOF i OTOF signala upotrebljen je Hameg osmobarbitni digitalni osciloskop sa propusnim opsegom od 200 MHz i brzinom uzorkovanja (sampling rate) od 2 GS/s.

Na slici 3.3.1 prikazan je snimak plazme načinjeni u nultom redu spektrogra sa uskopojasnim filterom (330 nm) koji propušta uglavnom spektralne linije bakra u atomskom stanju, pogotovo liniju Cu I 327.39 nm. Jasno se uočava svetao front kao posledica grupisanja emitera (Cu I) u uzanoj pblasti koja brzo ekspanduje. Slika 3.3.2 načinjena je na isti način ali sa uskopojasnim filterom (254 nm) koji propušta linije jonizovanog bakra, dominira linija Cu II 254.48 nm. I ovde je svetao front jasno uočljiv i pri tome udaljeniji od mete nego front u kome se nalaze atomi bakra, što sugerise da je, možda, brzina ekspanzije jona veća od brzine ekspanzije neutralnih atoma. Obe slike su snimljene u 50 ns.

Na Slici 3.3.3 prikazan je veći broj spektroskopskih merenja načinjenih u različitim vremenskim ternucima, počev od 5 ns pa do 40 ns. Snimljen je

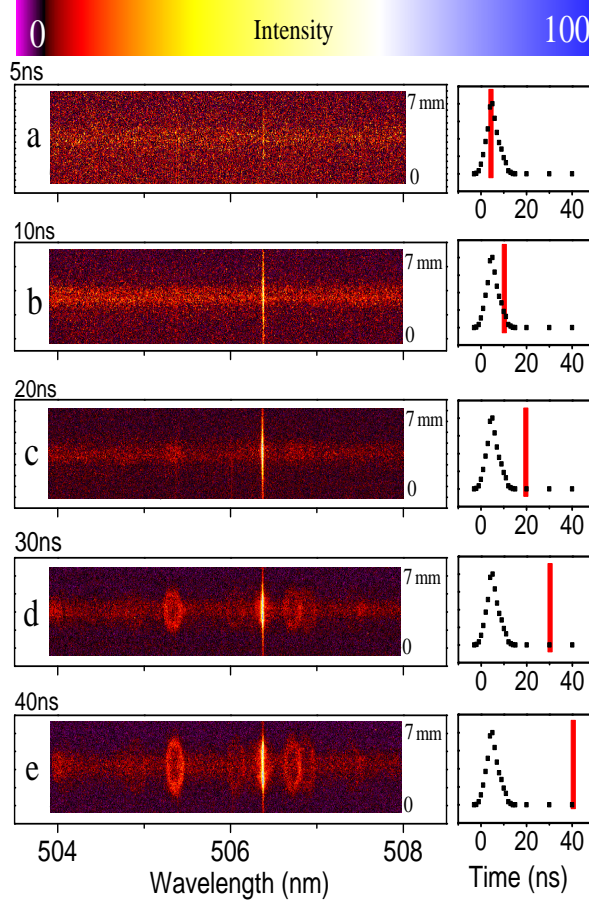


Slika 3.3.2: Slika plazme načinjena sa strane u nultom redu spektrografa sa uskopojasnim filterom (254 nm) koji propušta uglavnom Cu II linije. Svetljenje ponajviše potiče od linije Cu II 254.48 nm. Slika je načinjena 50 ns nakon laserskog impulsa sa ekspozicijom od 1 ns. Pritisak argona je 50 Pa. Emisija iz oblasti plazme uz metu je vrlo intenzivna.

spektralni interval oko 506 nm na udaljenosti 2 mm od mete, pritisak argona u komori bio je 50 Pa.

Na samom početku, dok laser još osvetljava metu, plazma emituje elektromagnetno zračenje u formi kontinualnog spektra, bar u spektralnom intervalu 200-650 nm koji je dostupan merenju. Na lateralno razloženim snimcima kontinualno zračenje se vidi kao jasna svetla traka. Visina te trake, duž lateralnog pravca, odgovara prečniku oblasti u kojoj je temperatura plazme vrlo visoka.

Nekih 25 ns nakon što je laser trigeroan nekoliko Cu II linija se pojavljuje u oblast gde kontinualno zračenje nije tako intenzivno. Ovalna forma linija znači da je brzina ekspanzije dovoljno visoka da izazove vidljivo Doplerovo cepanje. Razdvajanje $\Delta\lambda$ između plavog i crvenog luka je srazmerno radijalnoj brzini v , to jest $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$. Analizirajući ovalni oblik Cu II spektralnih linija snimljenih u 30 ns nakon laserskog impulsa proizilazi da je radijalna brzina ekspanzije $v = (41 \pm 2)$ km/s dok je radijus svetlog prstena oko ~ 1.2 mm. Kinetička energija koja odgovara takvom kretanju duž radijalnog pravca je oko 560 eV za svaki jon. Sledi da su za manje od 30 ns, na milimetarskoj skali, joni bakra ubrzani do vrlo velikih energija. U sledećih 10 ns brzina radijalne ekspanzije se uveća za dodatnih ~ 7 km/s dostižući vrednost $v = (48 \pm 1)$ km/s (~ 770 eV) za 40 ns, pogledati poslednji panel na slici 3.3.3.



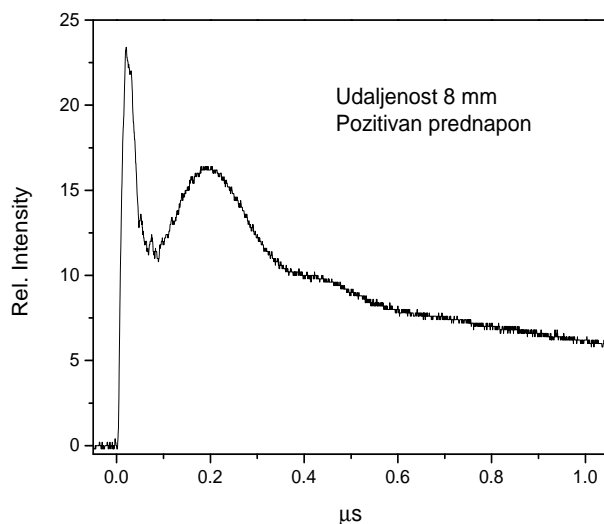
Slika 3.3.3: Prikazan je spektralni prozor oko 506 nm. Na panelu *a*, snimljenom 5 ns nakon početka svetljenja lasera, vidljiv je slab trag linije argona Ar II 506.20 nm, prelaz $3s^23p^4(^3P)4s\ ^4P - 3s^23p^4(^3P)4p\ ^4P^0$. Ovaj prelaz je pobudjen energijom koja potiče od vrele plazme. Na panelu *b* i *c* linija Ar II je jasno vidljiva. Panel *d*, snimljen sa zakašnjenjem od 30 ns, prikazuje trenutak kada brzi Cu II joni koji emituju na 505.18 nm, 506.54 nm i 506.71 nm počinju da se pojavljuju na rastojanju od oko 1.3 mm od ose, na mestu gde je kontinualno zračenje relativno slabo. Karakterističan ovalni oblik je posledica Doplerovog cepanja usled brze radialne ekspanzije. Procenjena brzina ekspanzije je (41 ± 2) km/s. U narednih 10 ns radialna brzina se pvećava do vrednosti od ~ 48 km/s, panel *e*. Pritisak argona u komori je 50 Pa a svaka slika je načinjena sa ekspozicijom od 5 ns. Na desnoj strani svakog panela prikazan je vremenski profil laserskog impulsa snimljen kada i spektri. Vertikalna linija označava trenutak kada je spektar snimljen.

Spektar prikazan na prvom panelu, slika 3.3.3-a, snimljen neposredno nakon što je laser triggerovan (~ 5 ns) je čist kontinualni spektar malog intenziteta. Uzana svetla linija je Ar II 506.20 nm, prelaz $3s^23p^4(^3P)4s - 3s^23p^4(^3P)4p$, iz čega možemo zaključiti da je okolni argon na samom početku jonizovan. Jonizacija argona i pobudjenje datog prelaza se dešava zbog energije koju emituje topla plazma. U radovima [56, 57] autori predlažu emisiju brzih elektrona iz oblasti vrele plazme kao moguć mehanizam jonizacije okolnog argona. S druge strane postoje i mišljenja da je jonizacija

argona posledica interakcije sa elektromagnetnim zračenjem (kontinualnim) koje takodje emituje plazma [58]. Treba naglasiti da su praktično svi prelazi u Ar I i Ar II pobudjeni, ne samo u blizini mete nego i na rastojanjima 15-20 mm od mete. Sve snimljene linije argona su uzane što ukazuje da je koncentracija naelektrisanih čestica u atmosferi argona mala. Medjutim emisione linije koje pripadaju dvostruko ili trostruko jonizovanom argonu nisu pronadjene. Iz ovoga možemo zaključiti da je energija od oko 50 eV gornja granica koju mogu posedovati brzi elektroni odnosno najveća vrednost za $h\nu$ u slučaju da se radi o radijativnoj jonizaciji i pobudjenju.

3.3.2 Energijski balans u duplom sloju

Jedan od poznatijih modela koji se odnosi na ekspanziju plazme u vakuum ili atmosferu niskog pritiska predložili su Eliezer i Hora [59] a zasnovan je na teorijskom radu Gurevicha [55] koga smo već spominjali. Prema Gurevichu u spomenutim uslovima ekspanzije mali broj jona može da se ubrza do velikih energija i taj efekt je važna karakteristika izotermalne ekspanzije plazme u vakuum. Joni se ubrzavaju električnim poljem koje je element dvojnog sloja, druge važne karakteristike Gurevichevog modela. Ovakav mehanizam može da obezbedi brzu ekspanziju plazme bez zahteva za visokom temperaturom na samom početku.



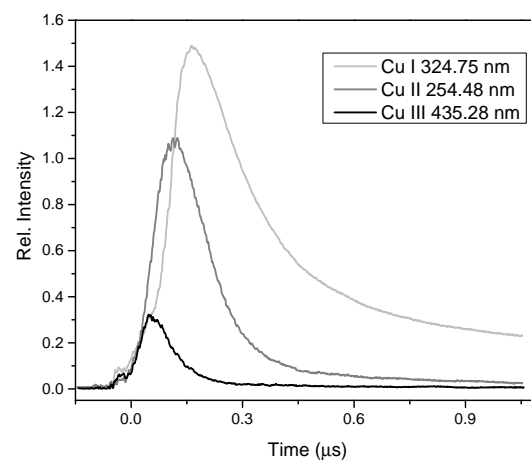
Slika 3.3.4: Tipičan TOF signal snimljen sondom postavljenom na 8 mm od mete. Prvi aksimum potiče od brzih elektrona i traje oko 30 ns malo duže nego što je trajanje laserskog impulsa.

Brzi elektroni, koji potiču iz oblasti koju osvetljava laser, uočeni su u

većem broju radova, [56, 60, 61, 62]. Vremenski profil emisije brzih elektrona prati vremenski profil laserskog impulsa. Oslanjajući se na jednostavno sondno merenje na slici Fig. 3.3.4 prikazan je tipičan izgled TOF signala koji sugerise postojanje brzih elektrona u našoj plazmi. Brzi elektroni koji napuste plazmu mogu da dovedu do stvaranja dvojnog sloja odnosno električnog polja neophodnog za ubrzavanje jona. Ako je električno polje dovoljno jako onda brzina ekspanzije Cu^{++} treba da bude veća od brzine Cu^+ i Cu atoma. Da bi testirali ovu pretpostavku načinjena je serija OTOF snimaka za emitere različitog jonizaciobog stanja. Na slici 3.3.5 prikazani su OTOF signali za linije Cu I 324.75 nm, Cu II 254.48 nm i Cu III 435.28 nm snimljeni na istim uslovima kao i spektri prikazani na slici 3.3.3. Jasno se vidi da emisija koja potiče od linije Cu III (dva puta jonizovan bakar) dostiže maksimum ranije nego emisija Cu II i Cu I, to jest brzine jona su srazmerne njihovim naelektrisanjima. Ovaj rezultat je u saglasnosti sa pretpostavkom da se na samom početku ekspanzije plazme formira dupli sloj koji ubrzava pozitivne jone. Velika brzina neutralnih atoma bakra može se objasniti kao posledica prenosa impulsa u sudarima sa jonima bakra.

Treba uočiti da se brzina procenjena iz Doplerovog cepanja odnosi na brzinu radijalne ekspanzije v_r , dok OTOF merenje daje procenu brzine v_z aksijalne ekspanzije. U principu od odnos $v_z/v_r \neq 1$ i zavisi od veličine laserskog spota na meti, [1]. Oslanjajući se na oblik OTOF signala i na šiftovanu Maksvel-Bolcmanovu raspodelu kao modelnu funkciju za numeričko fitovanje moguća je tačnija, kvantitativna, procena brzine ekspanzije. S druge strane OTOF signali su snimljeni na svega 2 mm od mete, gde je ekspanzioni front zakrivljen tako da šiftovana Maksvel-Bolcmanova raspodela važi samo aproksimativno.

Ako pretpostavimo da je celokupna kinetička energija Cu^+ jona od oko ~ 770 eV posledica ubrzavanja u električnom polju dvojnog sloja proizilazi da je potencijalna energija potrebna za razdvajanje naelektrisanja dvojnog sloja takodje oko ~ 770 eV i značajno je veća od energije brzih elektrona, koja je po pravilu oko 60 eV na velikom rastojanju od mete, [56, 60, 61]. Ova analiza sugerise da elektroni, u toku osvetljavanja laserom, treba da absorbuju više od 800 eV energije od laserskog zračenja da bi održali pozitivna i negativna naelektrisanja razdvojenim. Gruba procena električnog polja, uz pretpostavku da se ubrzavanje Cu^+ jona odvija na milimetarskoj skali, iznosi $5 \times 10^5 - 1 \times 10^6$ V/m.



Slika 3.3.5: OTOF (Optical Time Of Flight) signal za linije Cu I 324.75 nm, Cu II 254.48 nm i Cu III 435.28 nm snimljene na pritisku $p=0.02$ mbar i rastojanju $z=2$ mm od mete. Uo;ava se da je brzina jona srazmerna naelektrisanju jona. I Cu^{++} I Cu^{+} se kreću brže od atoma bakra.

Poglavlje 4

LIP kao spektroskopski izvor

Laserski indukovana plazma se poslednjih godina koristi ne samo za proučavanje fenomena brze ekspanzije već o kao specifičan spektroskopski izvor. Važna osobina laserski indukovane plazme su neobično čisti spektri koji potiču samo od emitera (atoma/jona) koje sadrži materijal mete. Druga, ne manje važna karakteristika je jednostavnost eksperimentalne postavke. U nastavku ćemo razmotriti jedan primer, proučavanje profila spektralnih linija germanijuma, gde navedene osobine LIP dolaze do izražaja. Radi se o merenju Štarkovih parametara za izabrane linije iz spektra Ge II. Spektralne linije usamljenih emitera su po pravilu vrlo uzane. U realnim uslovima, u plazmi, usled interakcije sa okružujućim naelektrisanim česticama spektralne linije bilo kog emitera postaju šire a njihov oblik često složeniji nego kakav bi bio da je emiter (atom/ion) usamljen. Proučavanje i poznavanje profila spektralnih linija u poznatim laboratorijskim uslovima omogućava inverzan proces - na osnovu izmerenih profila može se suditi o karakteristikama udaljene plazme čiji je spektar dostupan. Važan primer su astrofizička merenje gde se na osnovu spektroskopskih posmatranja sudi o uslovima na (vrlo) udaljenim objektima.

Eksperimentalna postavka je opisana u poglavlju 2.4.7. Bitna rzlika je izbor gasa u kome se nalazi meta, uzorak germanijuma, i radni pritisak. Eksperiment je uradjen u helijumu na pritisku od 200 mbar. Ovaj pritisak je nešto veći od ranije korišćenih za doplerovsko proučavanje ekspanzije odnosno za OTOF merenja. Razlozi su dati u sledećem poglavlju.

4.1 Tehnika merenja

Da bi laserski indukovana plazma bila pogodna za proučavanje oblika spektralnih linija mora da zadovolji određene uslove. Pre svega radijalna brzina

ekspanzije mora da bude dovoljno mala tako da doplerovsko cepenje ne predstavlja problem. U eksperimentalnoj postavci koja je korišćena, poglavlje 2.4.7, brzina radijalne ekspanzije ispod 3 km/s proizvodi doplerovsko cepanje spektralne linije koje je manje od rastojanja između uzastopnih piksela na CCD čipu kamere. Drugi važan uslov je da samoapsorpcija bude minimalna, tako da je moguće izvršiti korekciju ili da korekcija bude nepotrebna. Končno elektronska koncentracija treba da obezbedi da širina spektralnih linija bude bar jednaka širini instrumentalnog profila. Pritisak helijuma, kašnjenje u odnosu na laserski impuls i rastojanje od mete na kome su spektri snimljeni izabrani su tako da gornji kriterijumi budu zadovoljeni. Uz to količina helijuma u plazmi germanijuma bila je dovoljna da obezbedi dijagnostiku elektronske koncentracije na osnovu poznatog profila He I 447 nm linije.

Brzina ekspanzije se najlakše kontroliše vrstom okružujućeg gasa i pritiskom, [43]. Za pritisak helijuma od 20 mbar i više plazma se širi dovoljno polako tako da je Doplerov efekt zanemarljiv. Obzirom da se širenje plazme u prisustvu gasa usporava, za veća vremena kašnjenja brzina ekspanzije plazme se smanjuje. Za procenu brzine ekspanzije upoređivane su lateralne veličine oblasti svetljenja (zapravo visine svetle pruge snimljene u 'imaging' modu kamere) za odabrane vrednosti kašnjenja. Na ovaj način je kontrolisana brzina ekspanzije u svim merenjima.

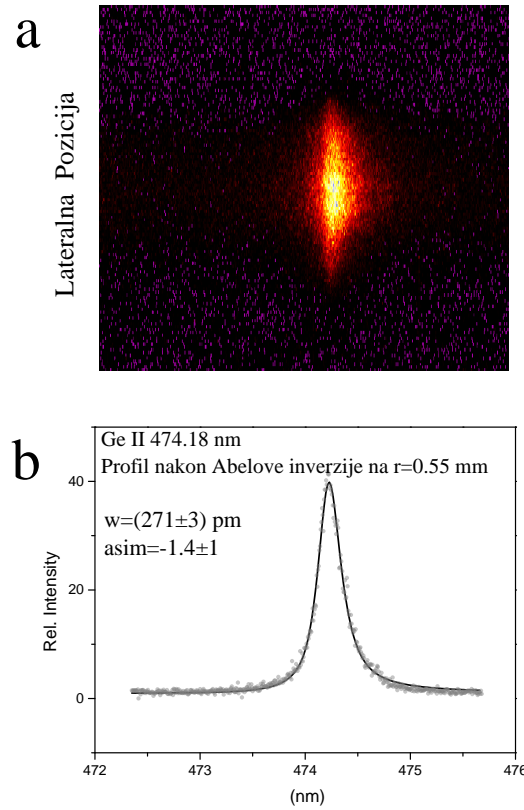
Za proveru da li u plazmi postoji samoapsorpcija i za eventualnu korekciju korišćena je tehnika opisana u poglavlju 2.2. Radi se o tehnici sa zadnjim ogledalom, snimana su dva lika, F_2 sa zadnjim ogledalom i F_1 bez zadnjeg ogledala. Korigovani spektar F_0 je dat jednačinom (2.2.9)

$$F_0(\lambda, y) = \frac{2F_1(\lambda, y)}{1 + \frac{F_2(\lambda, y) - F_1(\lambda, y)}{GF_1(\lambda, y)}},$$

gde je sa $G < 1$ označena refleksivnost ogledala.

Imajući na umu gornje zahteve svi spektri su snimljeni na rastojanju 1.3 mm od germanijumske mete i na pritisku od 200 mbar helijuma u protočnom režimu. Kašnjenje u odnosu na laserski impuls je podešeno na 470 ns a vreme ekspozicije na gotovo petnaest puta manju vrednost - 30 ns, [63].

Obzirom da su svi spektri snimljeni u 'imaging' modu kamere prvi korak u svodjenju na uobičajenu formu spektra je inverzna Abelova transformacija opisna u poglavlju 2.3. Pošto je laserski indukovana plazma po prirodi nehomogena iz jednog spektra snimljenog u 'imaging' modu može se dobiti niz standardnih spektara pri čemu svaki odgovara emisiji koja potiče sa različite radijalne pozicije, odnosno iz oblasti sa različitom elektronskom koncentracijom n_e i temperaturom T_e . Ova osobina je posebno važna kod spektralnih linija sa Štarkovim pomerajem, koji na ovaj način postaje lako očljiv

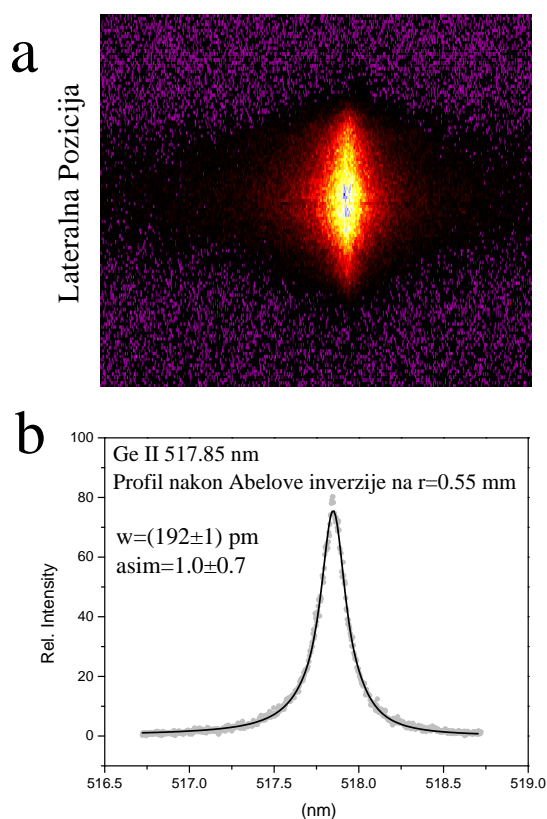


Slika 4.1.1: Panel a: Spektralna slika linije Ge II 474.18 nm line. Lik linije nagoveštava postojanje Štarkovog pomeraja ka crvenom delu spektra pretpostavljajući da je elektronska koncentracija u unutrašnjosti plazme veća nego na periferiji. Panel b: Uobičajeni spektar, sive tačke su dobijene nakon inverzne Abelove transformacije na rastojanju $r=0.55$ mm dok je crna linija najbolji fit na asimetrični pseudo-Voigt profil.

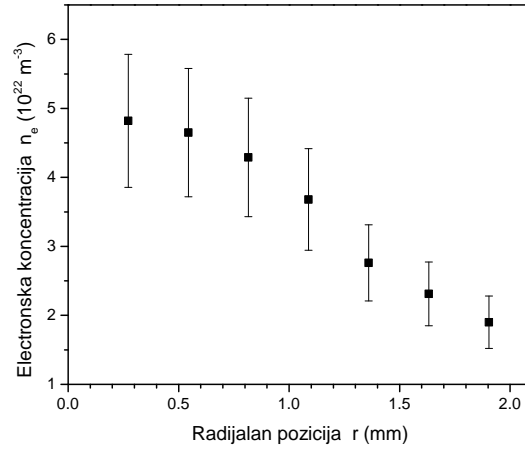
i lako merljiv, videti sliku 4.1.1 i 4.1.2. Posebno treba istaći da Štarkove širine izmerene na različitim rastojanjima od centra plazme, odnosno na različitim elektronskim koncentracijama, treba da budu konzistentne nakon što se normiraju na istu elektronsku koncentraciju. Navedene osobine čine laser-ski indukovanu plazmu vrlo interesantnim spektroskopskim izvorom kada je u pitanju proučavanje oblika spektralnih linija.

4.1.1 Odredjivanje elektronske temperature i koncentracije

Elektronska koncentracija n_e je procenjena na osnovu razdvajanja dva vrha linije helijuma He I 447 nm nakon izvršene inverzne Abelove transformacije. Detalji u vezi sa separacijom vrhova mogu da se nadju u [64, 65]. Oslanjajući se na ovu tehniku moguće je proceniti elektronsku koncentraciju na različitim radijalnim rastojanjima od ose simetrije. Broj jasno različitih pozicija na ko-



Slika 4.1.2: Panel a: Spektralna slika linije Ge II 517.85 nm. Lik linije nagoveštava postojanje Štarkovog pomeraja ka plavom delu spektra pod pretpostavkom da je elektronska koncentracija u unutrašnjosti plazme veća nego na obodu. Panel b: Standardni spektar, sive tačke su dobijene nakon inverzne Abelove transformacije na $r=0.55$ mm dok je crna puna linija najbočji fit na asimetrični pseudo-Voigt profil. Treba uočiti da su i Štarkov pomeraj i asimetrija na 'suprotnu stranu' u odnosu na liniju Ge II 474.18 nm.

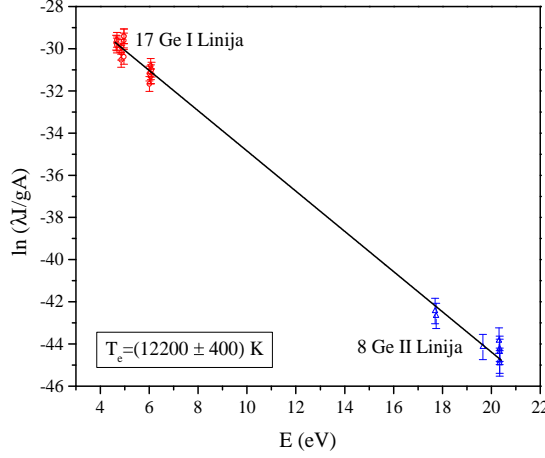


Slika 4.1.3: Elektronska koncentracija procenjena na osnovu razdvajanja vrhova linije helijuma He I 447 nm. Radijalno rastojanje prikazano na slici je relativno u odnosu na osu simetrije definisanu laserskim zrakom. Prikazane greške odgovaraju procenjenoj neodređenosti od 20% za elektronsku koncentraciju.

jima može da se izvrši procena elektronske koncentracije zavisi od prostorne raspodele emitera (He I u ovom slučaju) i od količine šuma u snimljenim spektralnim slikama. U merenima koja se razmatraju elektronska koncentracija je mogla da se proceni za sedam različitih radijalnih rastojanja, videti sliku 4.1.3. Neodređenost koncentracije je $\Delta n_e/n_e$ je $\sim 20\%$.

Za procenu elektronske temperature iskorišćen je Saha-Bolcman metod koji je prvi put predložen 1999. godine u radu Yalcin i saradnika, [66], a desetak godina kasnije detaljno prikazan i u radu [67]. Ovaj metod omogućava istovremeno određivanje elektronske temperature i elektronske koncentracije. Potrebno je znati relativne intenzitete spektralnih linija i odgovarajuće verovatnoće prelaza za dva (susedna) jonizaciona stanja, najčešće su to linije neutralnih atoma i jednom jonizovanih jona. Primenom odgovarajuće procedure, nelinearni fit na pravolinijsku zavisnost, dobijaju se vrednosti za elektronsku temperaturu i koncentraciju. Ozbiljno ograničenje ovog metoda je mala osetljivost na elektronsku koncentraciju usled čega je greška pridružena elektronskoj koncentraciji po pravilu visoka. Međutim ako su verovatnoće prelaza poznate sa velikom tačnošću a takodje i relativni intenziteti spektralnih linija metod daje prihvatljivu tačnost i za elektronsku koncentraciju. U eksperimentu koji se razmatra to nije bio slučaj te je elektronska koncentracija procenjena iz razdvajanja vrhova linije He I 447 nm kao što je navedeno.

Saha-Bolcman metod je primenjen samo za procenu elektronske temperature, iskorišćeno je 18 linija iz spektra Ge I i 8 iz spektra Ge II. Na slici

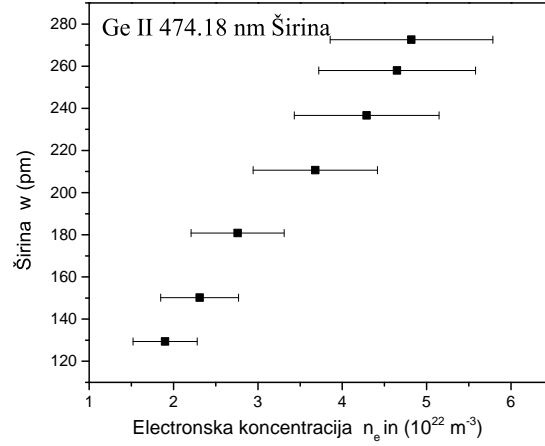


Slika 4.1.4: Saha-Bolcman plot za 17 Ge I i 8 Ge II linija reprodukovanih primenom inverzne Abelove transformacije na poziciji $r=0.8$ mm. Ucertane su zbirne greške koje odgovaraju neodređenostima za verovatnoće prelaza odnosno za relativne intenzitete linija. Fit je urađen za fiksiranu vrednost elektronske koncentracije od $4.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ procenjene na osnovu razdvajanja vrhova linije He I 447 nm na datoj radijalnoj poziciji.

4.1.4 prikazan je Saha-Bolcman plot za relativne intenzitete linija dobijenih inverznom Abelovom transformacijom za $r=0.8$ mm. Verovatnoće prelaza uzete su iz NIST-a [40] sa tačnošću od $\sim 25\%$ (mark C) za Ge I linije odnosno $\sim 50\%$ (mark D) za Ge II linije. Vrednosti za elektronsku temperaturu kreću se od 12700 K u središtu plazme do 11300 K na radijalnoj poziciji od ≈ 1.6 mm. Zbog prirode Saha-Bolcman metoda (pretpostavke da je plazma u stanju LTR) vrednosti za n_e i T_e zadovoljavaju McWhirter-ov kriterijum, [6, 4]

4.1.2 Dekonvolucija

Snimljene spektralne linije su proširene ne samo zbog interakcije emitera, jona germanijuma u ovom slučaju, sa okružujućim naelektrisanim česticama već i zbog termalnog kretanja a takodje i zbog uticaja instrumenta. Sumarni rezultat različitih efekata nije superpozicija već konvolucija, [68], [53]. Za upotrebu konvolucije u spektroskopiji pogledati izvanredan udžbenik od Zajdelja [69], na Ruskom doduše. Nakon urađene inverzne Abelove transformacije dobija se niz standardnih spektara $I_r(\lambda)$ za različite r pozicije unutar plazme, slika 4.1.1 i Fig.4.1.2 panel b. Za asimetrične i široke Ge II linije upotrebljena je dekonvoluciona procedura zasnovana na Furije transformu, što znači da su instrumentalni profil (CCD + spektrogaf) + Gaussova komponenta zbog Doplerovog širenja uklonjene odjednom. Rezultujući profil ostaje



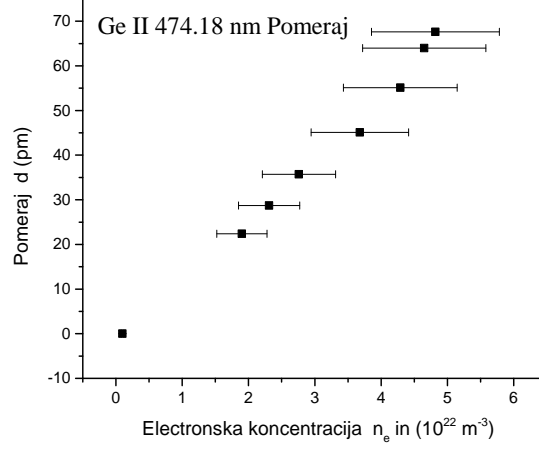
Slika 4.1.5: Štarkova širina (FWHM) za Ge II 474.18 nm liniju izmerena za različite elektronske koncentracije na različitim rastojanjima od centra plazme kao što je prikazano na slici 4.1.3. Uočava se jasna linearna zavisnost. Rasipanje eksperimentalnih tačaka je manje nego što bi se očekivalo obzirom na greške unete kroz neodređenost elektronske koncentracije.

asimetričan sa za nijansu naglašenijom asimetrijom.

4.1.3 Pretstavljajanje profila linije, asimetrija i pomeraaj

Za opisivanje geometrijskog oblika Ge II linija iskorišćena je asimetrična Pseudo-Voigt funkcija [70]. Bez razlike na naziv, pseudo-Voigt nije konvolucija Lorencovog i Gausovog profila već njihova superpozicija. Medjutim funkcija vrlo dobro opisuje asimetričnu formu Ge II linija. Jedino parametri koji odgovaraju širini i poziciji centra linije imaju uobičajen fizički smisao. Parametar koji meri asimetriju linije ima samo geometrijsku interpretaciju. Više detalja u vezi sa asimetričnom pseudo-Voigt funkcijom dato je u odeljku 4.3.

Da bi se procenila vrednost Štarkovog pomeraja profil svake spektralne linije dodatno je snimljen u kasnom trenutku (kašnjenje $\approx 3\mu\text{s}$) kada je izmerena širina linija neznatno veća od instrumentalne širine. Elektronska koncentracija u tom trenutku, procenjena na osnovu oblika He I 447 nm linije, iznosi $n_e < 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Pomeraaj linija je onda računat kao razlika između centara linija izmerenih na aktuelnoj vrednosti elektronske koncentracije i centara linija merenih u kasnom trenutku. Neodređenosti centara linija dobijene na osnovu fita su vrlo male tako da je usvojena vrednost od 1 pm za grešku. Na slici 4.1.5 i 4.1.6 prikazano je kako Štarkova širina i pomeraaj za liniju Ge II 474.18 nm zavise od elektronske koncentracije u opsegu koji je



Slika 4.1.6: Štarkovi pomeraji za liniju Ge II 474.18 nm za različite elektronske koncentracije. Prva tačka za $n_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ je izmerena nezavisno za kašnjenje od $3\mu\text{s}$ kada je širina linije bliska instrumentalnoj širini. Rasipanje podataka je manje nego što bi se očekivalo obzirom na procenjene greške za elektronsku koncentraciju.

bio dostupan u eksperimentu.

4.2 Rezultai Štarkovih parametara za Ge II linije

U tabeli 4.1 dat je pregled najvažnijih rezultata. U koloni 2 su Štarkove širine linija merenih na $n_e = 4.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Neodredjenosti koje prikazuje najbolji fit su oko 2% a uvek manje od 5% čak i za linije sa najviše šuma. Nešto realistišnija procena može da se dobije sledećom procedurom. Sve vrednosti za Štarkove širine, izmerene na različitim elektronskim koncentracijama - videti sliku 4.1.5 - prvo se normalizuju na koncentraciju od $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, zatim se izračuna srednja vrednost a standardna devijacija prihvati kao realistična procena greške za normalizovanu vrednost. Ovi rezultati su prikazani u koloni 6. Na sličan način su procenjene greške normalizovane vrednosti Štarkovog pomeraja, kolona 7. Za tri slabe linije (349.92, 482.41 and 633.64 nm) nije bilo moguće snimiti linije u kasnom trenutku tako da su stvarne vrednosti po svoj prilici nešto veće nego prikazane u koloni 7.

Parametar koji meri asimetriju kod asimetričnog pseudo-Voigt profila je prikazan u koloni 4. Treba uočiti da pomeraj i parametar asimetrije imaju različit predznak za većinu linija. Međutim broj snimljenih linija nije dovoljan za generalizaciju.

1	2	3	4	5	6	7
Prelaz	λ (nm)	w (pm)	Asym	Pomeraj d (pm)	w_{avrg} (pm)	Pomeraj d_{avrg} (pm)
		$n_e = 4.3 \times 10^{22}$			$n_e = 10^{23}$	$n_e = 10^{23}$
Ge II						
4f $^2F_{5/2}^0$ - 4p $^2D_{3/2}$	283.18	47	4.2	-4	112 ± 11	-8.6 ± 1.5
4f $^2F_{7/2}^0$ - 4p $^2D_{5/2}$	284.55	48	4.3	-3	113 ± 5	-7 ± 3
7s $^2S_{1/2}$ - 5p $^2P_{3/2}^0$	349.92	95	-6.9	>6	216 ± 5	>14
5d $^2D_{3/2}$ - 5p $^2P_{1/2}$	474.18	237	-1.4	55	561 ± 10	126.2 ± 3.3
5d $^2D_{5/2}$ - 5p $^2P_{3/2}$	481.46	235	-2.3	54	554 ± 16	131.0 ± 5.4
5d $^2D_{3/2}$ - 5p $^2P_{3/2}^0$	482.41	291	3.7	>11	647 ± 42	>26
4f $^2F_{5/2}^0$ - 4d $^2D_{3/2}$	513.18	164	1.1	-11	395 ± 22	-28.9 ± 2.6
4f $^2F_{7/2}^0$ - 4d $^2D_{5/2}$	517.86	166	1.1	-12	400 ± 17	-29.0 ± 3.1
5p $^2P_{3/2}^0$ - 5s $^2S_{1/2}$	589.34	71	0.02	9	165 ± 2	20.5 ± 0.8
5p $^2P_{1/2}^0$ - 5s $^2S_{1/2}$	602.10	78	-0.6	11	180 ± 9	25.3 ± 3.0
6s $^2S_{1/2}$ - 5p $^2P_{1/2}^0$	633.64	139	-0.06	>10	312 ± 11	>23

Table 4.1: Pregled eksperimentalnih rezultata. U kolonama 3, 4 i 5 predstavljene su Štarkove širine (w), asimetrija i Štarkov pomeraj za Ge II linije merene na $n_e = 4.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. U kolonama 6, 7 date su srednje vrednosti širine i pomeraja normalizovane na elektronsku koncentraciju $n_e = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e \approx 12000 \text{ K}$. Prelazi, kolona 1, i talasne dužine uzeti su iz [40].

4.3 Pseudo-Voigt

Gausova funkcija se uobičajeno pretstavlja na sledeći način

$$G(x) = \frac{1}{2\sqrt{\sigma\pi}} e^{\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)} \quad (4.3.1)$$

dok je Lorencova funkcija data sa

$$L(x) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)}. \quad (4.3.2)$$

σ i γ su Gausov odnosno Lorencov paramtar. Puna širina na polovini maksimalne visine (FWHM - Full Wifth at Half Maximum intensity) za Gausovu funkciju iznosi $W_G = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ a za Lorencovu $W_L = 2\gamma$. Obe funkcije su normalizovane na jedinicu tako da je $\int_{-\infty}^{+\infty} G(x)dx = 1$ i $\int_{-\infty}^{+\infty} L(x)dx = 1$. Voigtov profil je definisan kao konvolucija Gausove i Lorencove funkcije

$$V(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x') \cdot L(x - x')dx' \quad (4.3.3)$$

i takodje je normalizovan na jedinicu. Da bi definisali pseudo-Voigt funkciju uvešćemo alternativne definicije za Gausov i Lorencov profil

$$G(x) = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \cdot e^{\left(-\frac{4\ln 2 x^2}{\sigma^2}\right)} \quad L(x) = \frac{2\gamma}{\pi(4x^2 + \gamma^2)}. \quad (4.3.4)$$

Oba profila su normalizovana na jedinicu ali sada je $W_G = \sigma$ a $W_L = \gamma$. Pseudo-Voigt je definisan kao superpozicija Lorencovog i Gausovog profila

$$V_p(x) = fL(x) + (1 - f)G(x) \quad (4.3.5)$$

gde je $\sigma = \gamma = \gamma_0$ pri čemu je i ovaj profil normalizovan na jedinicu. f je broj između 0 i 1 meri doprinos Lorencovog odnosno Gausov profila u pseudo-Voigtu. FWHM za pseudo-Voigt je $W_{V_p} = \gamma_0$. Asimetrija se u pseudo-Voigt unosi preko parametra a [70], naime

$$\gamma = \frac{2\gamma_0}{1 + \exp(ax)}. \quad (4.3.6)$$

Parametar a je mera asimetrije, za $a = 0$ gornja relacija se pojednostavljuje tako da je $\gamma = \gamma_0$. Negativne vrednosti parametra a 'krive' profil ka višim talasnim dužinama dok pozitivne vrednosti za a krive profil ka nižim talasnim dužinama.

Bibliography

- [1] R. K. Singh and J. Narayan. Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model. *Phys.Rev. B*, 41:13, 1990.
- [2] Annemie Bogaerts, Zhaoyang Chen, Renaat Gijbels, and Akos Vertes. Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling? *Spectrochimica Acta Part B*, 2003.
- [3] M. Skocic and S. Bukvic. Laser induced plasma expansion and existence of local thermodynamic equilibrium. *Spectrochimica Acta Part B*, 125:103–110, 2016.
- [4] G. Cristoforetti, A. De Giacomo, M. Dell’Aglia, S. Legnaioli, E. Tognoni, V. Palleschi, and N. Omenetto. Local thermodynamic equilibrium in laser-induced breakdown spectroscopy:beyond the McWhirter criterion, spectrochim. *Spectrochim. Acta Part B*, 65:86–95, 2010.
- [5] G. A. Bird. *The DSMC Method*. 2013.
- [6] R.H. Huddleston and S.L. (Eds.) Leonard. *McWhirter in Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, New York, 1965.
- [7] T. Itina, J. Hermann, P. Delaporte, and M. Sentis. Laser-generated plasma plume expansion: Combined continuous-microscopic modeling. *Phys. Rev. E*, 2002.
- [8] K. Nanbu. Theory of cumulative small-angle collisions in plasmas. *Phys. Rev. E*, 55:4642–4652, 1997.
- [9] K. Nanbu and S. Yonemura. Weighted particles in coulomb collision simulations based on the theory of a cumulative scattering angle. *J. Comput. Phys.*, 145:639–654, 1998.

- [10] F. Rezaei and S. H. Tavassoli. Numerical and experimental investigation of laser induced plasma spectrum of aluminum in the presence of a noble gas. *Spectrochim. Acta Part B*, 78:29–36, 2012.
- [11] J. a. M. van der Mullen. Excitation equilibria in plasmas; a classification. *Phys. Rep.*, 191:109–220, 1990.
- [12] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko, and R.W. Lee. Flychk: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 1:3–12, 2005.
- [13] M. Burger, M. Skočić, and S. Bukvić. Study of self-absorption in laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B Atomic Spectroscopy*, 101:51–56, 2014.
- [14] N. Konjević. Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications. *Phys. Rep.*, 316:339–401, 1999.
- [15] Heh-Young Moon, K.K. Herrera, N. Omenetto, B.W. Smith, and J.D. Winefordner. On the usefulness of a duplicating mirror to evaluate self-absorption effects in laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochim. Acta Part B*, 64:702–713, 2009.
- [16] S. Bukvić and Dj. Spasojević. An alternative approach to spectrum base line estimation. *Spectrochim. Acta Part B*, 60:1308–1315, 2005.
- [17] H. Nestor and H. Olsen. Numerical methods for reducing line and surface probe data. *SIAM Review*, 2:200–207, 1960.
- [18] J.A. Aguilera, C. Aragón, and J. Bengoechea. Spatial characterization of laser-induced plasmas by deconvolution of spatially resolved spectra. *Applied Optics*, 42:5938–5946, 2003.
- [19] S Djurović. Fitting and abel inversion of experimental data using jacobi polinomials. *Journal of Research in Physics*, 28:155 – 164, 1999.
- [20] Lj.M. Ignjatovic and A.A. Mihajlov. The realization of Abel’s inversion in the case of discharge with undetermined radius. *JQSRT*, 72:677–689, 2002.
- [21] A. Kono and S. Hattori. Lifetimes and transition probabilities in Cu II. *Opt. Soc. Am*, 72:601–605, 1982.

- [22] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, M. S. Tillack, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris. Internal structure and expansion dynamics of laser ablation plumes. *J.App.Phys.*, 93:2380–2388, 2003.
- [23] C. Focsa, S. Gurlui, P. Nica, M. Agop, and M. Ziskind. Plume splitting and oscillatory behavior in transient plasmas generated by high-fluence laser ablation in vacuum. *Applied Surface Science*, 424:299–309, 2017.
- [24] R. K. Singh, Ajai Kumar, B. G. Patel, and K. P. Subramanian. Role of ambient gas and laser fluence in governing the dynamics of the plasma plumes produced by laser blow off of LiF-c thin film. *Journal of Applied Physics*, 101(10):103301, may 2007.
- [25] R. K. Singh, Ajai Kumar, V. Prahlad, and H. C. Joshi. Generation of fast neutrals in a laser-blow-off of LiF-c film: A formation mechanism. *Applied Physics Letters*, 92(17):171502, apr 2008.
- [26] N. Smijesh, K. Chandrasekharan, and R. Philip. Acceleration of neutrals in a nanosecond laser produced nickel plasma. *Phys. Plasmas*, 21:123507, 2014.
- [27] C. Ursu, O. G. Pompilian, S. Gurlui, P. Nica, M. Agop, M. Dudeck, and C. Focsa. Al₂O₃ ceramics under high-fluence irradiation: plasma plume dynamics through space- and time-resolved optical emission spectroscopy. *Applied Physics A*, 101(1):153–159, may 2010.
- [28] H. Yousfi, S. Abdelli-Messaci, O. Ouamerali, and A. Dekhira. A comparative study of carbon plasma emission in methane and argon atmospheres. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 142:97–107, apr 2018.
- [29] V. Sivakumaran, H. C. Joshi, R. K. Singh, and Ajai Kumar. Optical time of flight studies of lithium plasma in double pulse laser ablation: Evidence of inverse bremsstrahlung absorption. *Physics of Plasmas*, 21(6):063110, jun 2014.
- [30] W. Bauer and G. Perram. Laser ablated ti velocity distribution dynamics. *Journal of the Optical Society of America B*, 35(10):B27–B37, 2018.
- [31] N. G. Utterback, S. P. Tang, and J. F. Friichtenicht. Atomic and ionic beam source utilizing pulsed laser blow off. *Physics of Fluids*, 19(6):900, 1976.

- [32] D. Sibold and H. M. Urbassek. Kinetic study of pulsed desorption flows into vacuum. *Physical Review A*, 43(12):6722–6734, jun 1991.
- [33] G. Wedler and H. Ruhmann. Laser induced thermal desorption of carbon monoxide from fe(110) surfaces. *Surface Science*, 121(3):464–486, oct 1982.
- [34] Roger Kelly and R.W. Dreyfus. On the effect of knudsen-layer formation on studies of vaporization, sputtering, and desorption. *Surface Science*, 198(1-2):263–276, jan 1988.
- [35] G Comsa and R David. Dynamical parameters of desorbing molecules. *Surface Science Reports*, 5(4):145–198, dec 1985.
- [36] J. B. Anderson and J. B. Fenn. Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources. *Physics of Fluids*, 8(5):780, 1965.
- [37] L. Torrisi, S. Gammino, L. Laska, J. Krasa, K. Rohlena, and J. Wolowski. Evaluations of electric field in laser-generated pulsed plasma. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56(S2):B580–B586, oct 2006.
- [38] S.I. Anisimov, B.S. Luk'yanchuk, and A. Luches. An analytical model for three-dimensional laser plume expansion into vacuum in hydrodynamic regime. *Applied Surface Science*, 96-98:24–32, 1996.
- [39] N. Arnold, J. Gruber, and J. Heitz. Spherical expansion of the vapor plume into ambient gas: an analytical model. *Applied Physics A*, 69:S87–S93, 1999.
- [40] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2019, April 24]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2019.
- [41] Jeff Conrad. Depth of field in depth, 2004.
- [42] M. Skočić, D. Dojić, and S. Bukvić. Formation of double-layer in the early stage of nanosecond laser ablation. *JQSRT*, 227:57–62, 2019.
- [43] P. Jagdish and Suraya N. Thakur. *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*. Elsevier, 2007.
- [44] S. Amoruso, A. Sambri, and X. Wang. Plume expansion dynamics during laser ablation of manganates in oxygen atmosphere. *Applied Surface Science*, 253:7696–7701, 2007.

- [45] X. Fan, J. Xiao, G. Hu, Y. Zhao, S. Kang, J. Lu, and H. Fan. Analysis of the dynamics of laser induced plume propagation from liquid matrix using fast photography. *Chemical Papers*, 2016.
- [46] X. Zeng, X.L. Mao, R. Greif, and R.E. Russo. Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon. *Appl. Phys. A*, 80:237 – 241, 2005.
- [47] R. E. Russo, X. L. Mao, C. Liu, and J. Gonzalez. Laser assisted plasma spectrochemistry: laser ablation. *J. Anal. At. Spectrom.*, 19:1084–1089, 2004.
- [48] S. S. Harilal, M. S. Tillack, B. O’Shay, C. V. Bindhu, and F. Najmabadi. Confinement and dynamics of laser-produced plasma expanding across a transverse magnetic field. *Phys. Rev. E*, 69, 2004.
- [49] Srdjan Bukvić and Miloš Skočić. Doppler splitting generated by shock waves in laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 132:56–60, jun 2017.
- [50] D. E. Osterbrock and G. J. Ferland. *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science Book, Sausalito California, 2005.
- [51] I. B. Gornushkin, L. A. King, B. W. Smith, N. Omenetto, and J. D. Winefordner. Line broadening mechanisms in the low pressure laser-induced plasma. *Spectrochimica Acta Part B*, 54:1207–1217, 1999.
- [52] J. T. Davies and J. M. Vaughan. A new tabulation of the voigt profile. *ApJ*, 137:1302, 1963.
- [53] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, 1992.
- [54] C. G. Parigger, G. Gautam, and D. M. Surmick. Radial electron density measurements in laser-induced plasma from abel inverted hydrogen balmer beta line profiles. *International Review of Atomic and Molecular Physics*, 6, 2015.
- [55] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Self-similar motion of rarefied plasma. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 22(2):449–454, 1966.

- [56] R. C. Issac, P. Gopinath, G. K. Varier, V. P. N. Nampoori, and C. P. G. Vallabhan. Twin peak distribution of electron emission profile and impact ionization of ambient molecules during laser ablation of silver target. *Appl. Phys. Lett.*, 73(2):163–165, 1998.
- [57] R. C. Issac, G. K. Varier, P. Gopinath, S. S. Harilal, V. P. N. Nampoori, and C. P. G. Vallabhan. Prompt electron emission and collisional ionization of ambient gas during pulsed laser ablation of silver. *Appl. Phys. A*, 67:557–561, 1988.
- [58] S. Ratynskaia, G. Dilecce, and P. Tolias. Nitrogen optical emission during nanosecond laser ablation of metals: prompt electrons or photoionization? *Applied Physics A*, 117(1):409–413, jun 2014.
- [59] S. Eliezer. Double layers in laser-produced plasmas. *Physics Reports*, 172(6):339–407, jan 1989.
- [60] H. Cronberg, M. Reichling, E. Broberg, H. B. Nielsen, E. Matthias, and N. Tolk. Effects of inverse bremsstrahlung in laser-induced plasmas from a graphite surface. *Appl. Phys. B*, 52:155–157, 1991.
- [61] S. Amoruso, M. Armenante, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, and X. Wang. Emission of prompt electrons during excimer laser ablation of aluminum targets. *Applied Physics Letters*, 75(1):7–9, jul 1999.
- [62] N. Farid, S. S. Harilal, H. Ding, and A. Hassanein. Kinetics of ion and prompt electron emission from laser-produced plasma. *Physics of Plasmas*, 20(7):073114, jul 2013.
- [63] C. Aragon and J. Aguilera. Characterization of laser induced plasmas by optical emission spectroscopy: A review of experiments and methods. *Spectrochimica Acta B*, 63:893–916, 2008.
- [64] A. J. Barnard, J. Cooper, and L. J. Shamey. Calculated profiles of he i 4471 and 4922 Å and their forbidden components. *Astronomy and Astrophysics*, 1:28, 1969.
- [65] V. Milosavljevic and S. Djenize. On the stark broadening of the he i 447.1 nm spectral line. *Eur. Phys. J. D*, 15:99–104, 2001.
- [66] S. Yalcin, D.R. Crosley, G.P. Smith, and G.W. Faris. Influence of ambient conditions on the laser air spark. 68:121–130, 1999.

- [67] J.A. Aguilera and C. Aragon. Multi-element sahaboltzmann and boltzmann plots in laser-induced plasmas. *Spectrochim. Acta B*, 62(4):378–389, 2007.
- [68] R. N. Bracewell. *The Fourier Transform and its Applications*. McGraw-Hill, New York, 1978.
- [69] A.N. Zajdel, G. V. Ostrovskaja, and J. I. Ostrovskij. *Tehnika i praktika spektroskopii*. Nauka, 1976.
- [70] A. L. Stancik and E. B. Brauns. A simple asymmetric lineshape for fitting infrared absorption spectra. *Vibrational Spectroscopy*, 47:66–69, 2008.