

MERENJA TEMPERATURE VISOKONAELEKTRISANIH JONA U PLAZMI JONSKOG IZVORA FreEBIT

I. N. Draganić^{1,2}, J. R. Crespo Lòpez-Urrutia², R. DuBois³, Y. Zou⁴ i J. Ullrich²

¹Institut za nuklearne nauke "Vinča", Laboratorija za fiziku (010), P.O. Box 522, 11001 Beograd, Srbija i Crna Gora

²Max-Planck Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, D-69117 Heidelberg, Deutschland

³University of Missouri-Rolla, Physics Building, Rolla, MO 65409-0640, USA

⁴Applied Ion Beam Physics Lab, Fudan University, Shanghai 200433, P.R. China

Apstrakt: U radu su prikazana merenja temperature raspodele visokoneelektrisanih jona u plazmi superprovodnog jonskog izvora EBIT. Koristeći magnetni dipolni prelaz M1 kod Ar XIV u vidljivoj oblasti spektra merene su promene temperature jona unutar klopke za različite radne parametare jonskog izvora (intenziteta struje elektronskog snopa, visine potencijala aksijalne klopke i gustine neutralnih atoma). Detaljno je diskutovano širenje linije zabranjenih prelaza i po prvi put analiziran Zeeman-ov efekat kod visokoneelektrisanih jona. Dobijeni spektroskopski rezultati predstavljaju izazovan test za proveru modela plazme i bolje razumevanje fizičkih procesa u jonskom izvoru EBIT.

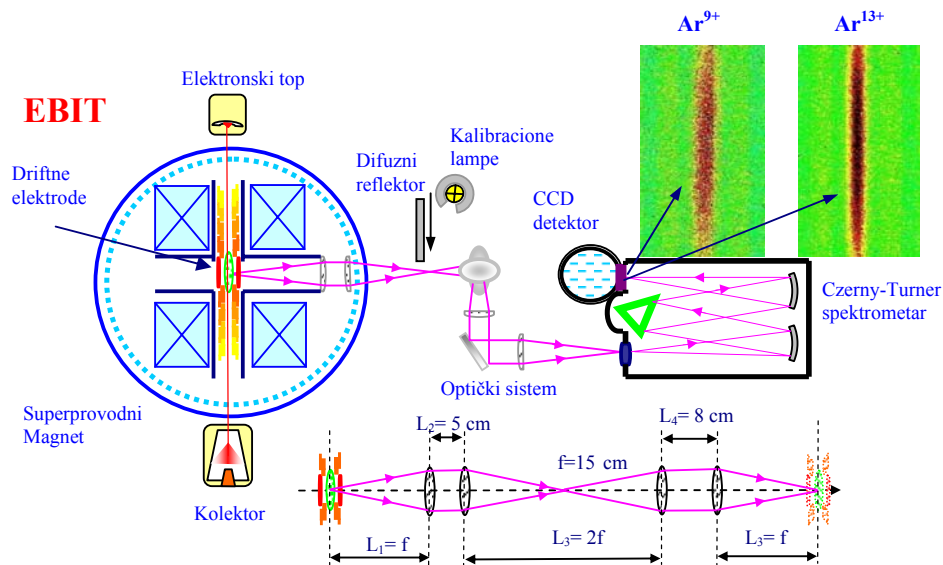
1. UVOD

Zabranjeni prelazi kod visokoneelektrisanih jona imaju ključnu ulogu u dijagnostici temperature i gustine plazme ostvarene u laboratorijskim uslovima [1] ili kod astrofizičkih objekata [2]. Magnetne dipolne prelaze snimljene u spektrima korone, pri pomračenju Sunca prvi je identifikovao u svojim radovima Edlen [3]. Ovo neočekivano otkriće visokoneelektrisanih teških jona dovelo je do suštinskih promena u razumevanju astrofizičkih pojava, tačnijoj identifikaciji sastava prirodnih elemenata u kosmosu i rekalkibraciji temperature sunčeve korone od 6000 K na 2×10^6 K [4]. Međutim, glavni doprinos u korišćenju zabranjenih prelaza je uspešna primena u dijagnostici fuzionih plazmi, na primer kod tokamaka. Argon i kripton su često injektovani u fuzione mašine i korišćeni uspešno kao dijagnostički elementi [5]. Sa druge strane atomski podaci visokog kvaliteta i tačna identifikacija su nužni za pouzdanost dijagnostičkih metoda. Osim primena u plazma dijagnostici, precizna merenja talasnih dužina magnetnih dipolnih prelaza M1 koja potiču između nivoa u osnovnoj konfiguraciji visokoneelektrisanih jona sa nekoliko elektrona mogu obezbediti osetljiv etalon za *ab initio* i semi-empirijske teorijske proračune atomske strukture [6].

U ovom radu izvršena su merenja temperature raspodele jona Ar¹³⁺ na osnovu zračenja magnetnog dipolnog prelaza M1 u osnovnoj konfiguraciji $2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2P_{3/2}$. Merenja su izvršena korišćenjem svih pogodnosti koje pruža jonski izvor tipa EBIT (*Electron Beam Ion Trap*). Primena u atomskoj fizici i karakteristike ovog tipa izvora su opisane u [7]. Prvi put je snimljen i analiziran uticaj Zeeman-ovog efekta na oblik spektralne linije. Izmerene su promene temperature usled varijacija radnih parametara jonskog izvora. Rezultati upoređeni sa teorijskim predviđanjima [8], koje daje model plazme zasnovan na balansnim jednačinama.

2. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA

Ekperimentalna merenja izvršena su na jonskom izvoru FreEBIT (*Freiburg Electron Beam Ion Trap*) na univerzitetu u Freiburg-u [9]. Magnetno koprimovani elektronski snop, koji služi za jonizaciju i zahvatnje u radialnu klopku usled prostornog naelektrisanja, je bio podešen na energiju 1010 eV sa prosečnom strujom od 45-50 mA. Klopka je bila ostvarena pri magnetnom polju $B=5,25$ T. Gas je upušan kroz dvo stepeni sistem sa diferencijalnim pumpanjem, tako da je ostvaren uzan, upravani snop neutralnih atoma do elektronskog snopa, gde su unutar klopke bili jonizovani do željnog stepena naelektrisanja. Pri eksperimentima je korišćen prirodan sastav argona, koji sadrži ⁴⁰Ar 99,6% da bi se maksimalno eliminisao uticaj izotopskog šifra na merenja. Aksijalna potencijalna klopka je pravljena naponom od 100 V na driftnim elektrodama. Šema jonskog izvora FreEBIT i spektrometra sa rešetkom prikazana je na slici (1). Ona predstavlja postavku eksperimenta za merenje talasnih dužina zabranjenih prelaza, merenja temperature nastalih u retkoj visoko jonizovanoj plazmi. Pored jonskog izvora EBIT, sastoji se od optičke galerije, spektrometra Czerny-Turner konfiguracije sa rešetkom 2400 linija/mm, kriogene CCD kamere (2000x800 piksela na čipu 30x12 mm) i kalibracione lampe sa difuznim reflektorom. Sa obzirom da se elektronski snop prostire horizontalno u jonskom izvoru, a da je ulazni slit na monohromatoru vertikalno, optička galerija preslikava i rotira sliku za 90 stepeni, da bi se maksimizirala osvetljenost ulaznog slita spektrometra. Optička galerija se sastoji od dva kvarcna sabirna sočiva (žične daljine 150 mm) i tri ravna ogledala. Koeficijent uveličanja je računat da bude približno jedan, odnosno preslikava odraz plazme na ulazni slit monohromatora. Kako je konstanta uveličavanja optike spektrometra isto jednaka jedinici, celokupno uveličanje optike od visokoneelektrisanih jona do CCD detektora je takođe jednako jedinici (slika 1.). Poslednje sočivo je postavljeno na pokretan nosač, tako da omogućeno fino podešavanje položaja poslednjeg sočiva, normalno i duž pravca prostiranja svetlosti. Da bi se povećao prostorni ugao pod kojima se posmatra plazma, unutar jonskog izvora ugrađena su još dva kvarcna sočiva žične daljine 150 mm na poseban nosač. Nosač je pričvršćen na termalni štít od 14 K i zajedno sa sočivima se nalazi u visokom vakuumu. Prostorni ugao je 0,06 st rad za navedenu aparaturu, i najveći je ostvareni dosada prostorni ugao na jonskim izvorima EBIT. Na ulaznom otvoru spektrometra je montiran pokretni slit sa maksimalnim otvorom 2 mm, minimalnim otvorom 15 μ m, korakom promene od 10 μ m i ukupne visine 20 mm. U slučaju kada je potpuno otvoren ulazni slit, sa obzirom da je uveličavanje celokupne optike jedan i da je tipična prostorna raspodela jona u klopki manja od 0,5 mm, moguće je videti



Slika 1. Šematski prikaz postavke eksperimenta za merenja u vidljivoj oblasti sa dve dvodimenzionalne slike oblaka visokonaelektrisanih jona argona.

dvodimenzionalnu raspodelu jona za jedno naelektrisanje, kojemu odgovara posmatrani emisijski prelaz. U tom smislu na slici (1) se vide dva dvodimenzionalna odraza oblaka jona Ar^{9+} i Ar^{13+} snimljenih CCD kamerom. Tehnikom potpuno otvorenog ulaznog slita se meri prostorna raspodela visokonaelektrisanih jona u klopki i promena dimenzija oblaka jona u klopki u zavisnosti od parametara pogona jonskog izvora EBIT. Za tačno određivanje talasnih dužina emitovane svetlosti iz unutrašnjosti jonskog izvora i merenje temperature visokonaelektrisanih jona upotrebljavan je uzak slit. Širina slita je iznosila $50 \mu m$ za većinu merenja i dobijena je kao optimum između minimalne poluširine linije i maksimuma intenziteta merenog signala. Vreme ekspozicije spektra je bilo 1800 s. Za kalibraciju CCD detektora korišćene su lampe-olovke (*pen ray*) sa niskim pritiskom plemenitih gasova [10], koje se odlikuju dobro poznatim, diskretnim spektralnim linijama, izuzetnom stabilnošću u radu kao svetlosni izvor, kompaktnošću i jednostavnošću pri rukovanju. Lampe su montirane na specijalan aluminijumski reflektor i njihova svetlost je usmeravana na beli difuzni reflektor. Pri kalibraciji difuzni reflektor se nalazio u položaju fokusa između dva para sočiva, da bi ravnomerno osvetlio uzani ulazni slit monohromatora, kao u slučaju kada se na njega projektuje difuzna svetlost oblaka jona iz klopke. Položaj za kalibracionu lampu u fokusu je izabran jer se nalazi izvan vakuumske komore jonskog izvora i moguće je kalibrisati skalu CCD senzora bez narušavanja pogona i vakuuma jonskog izvora. Zbog nesavršenost optičkog sistema usled koma abercije u obradi signala korišćen je samo centralni deo CCD kamere (2000x200 piksela).

3. SPEKTRALNA LINIJA PRELAZA Ar^{XIV}

U cilju određivanja temperature visokonaelektrisanih jona korišćeni su podaci i eksperimentalna merenja izvršena sa uskim ulaznim slitom monohromatora. Da bismo objasnili strukturu linije uzeto je u razmatranje cepanje linije usled Zeeman-ovog efekta, uticaj aparatne funkcije na poluširinu linije i širenje linije zbog termalnog kretanja jona u klopki, to jest Doppler-ov efekat. Zeeman-ov efekat se manifestuje razlaganjem spektralne linije. U slučaju

magnetnog dipolnog prelaza $M1$ komponente σ ($\Delta M=0$) se prostiru paralelno sa pravcem magnetnog polja, a na transverzalnom pravcu prostiru se i σ i π komponente ($\Delta M=\pm 1$). Promenu učestanosti za pojedine komponente možemo računati prema formulama:

$$\omega_{\sigma} = \omega_0 + \frac{1}{\hbar} \mu_0 H (g - g') M \quad (1)$$

$$\omega_{\pi} = \omega_0 + \frac{1}{\hbar} \mu_0 H (gM - g'(M \pm 1))$$

gde je ω_0 učestanost prelaza bez magnetnog polja, a g i g' su Lande-ovi faktori. Opšti slučaj cepanja linije u magnetnom polju dat izrazom (1) naziva se anomalnim Zeeman-ovim efektom, koji je teorijski objašnjen tek otkrivanjem spina elektrona. Relativne intenzitete komponenti linija možemo računati prema formulama datim u tabeli 1, pri čemu su kvantni brojevi računati od osnovnog stanja [11].

Tabela 1. Relativni intenziteti Zeeman-ovih komponenti

TRANSVERZALNI PRAVAC			
Prelaz	I_{σ}	$I_{\pi} (M \rightarrow M-1)$	$I_{\pi} (M \rightarrow M+1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' J$	M^2	$(J+M)(J+1-M)/4$	$(J-M)(J+1+M)/4$
$\gamma J \rightarrow \gamma'(J-1)$	$J^2 - M^2$	$(J+M)(J-1+M)/4$	$(J-M)(J-1-M)/4$
$\gamma J \rightarrow \gamma'(J+1)$	$(J+1)^2 - M^2$	$(J+1-M)(J-M+2)/4$	$(J+1+M)(J+M+2)/4$
LONGITUDINALNI PRAVAC			
Prelaz	I_{σ}	$I_{\pi} (M \rightarrow M-1)$	$I_{\pi} (M \rightarrow M+1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' J$	0	$(J+M)(J+1-M)/2$	$(J-M)(J+1+M)/2$
$\gamma J \rightarrow \gamma'(J-1)$	0	$(J+M)(J-1+M)/2$	$(J-M)(J-1-M)/2$
$\gamma J \rightarrow \gamma'(J+1)$	0	$(J+1-M)(J-M+2)/2$	$(J+1+M)(J+M+2)/2$

Analizirajući magnetni dipolni prelaz $2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2P_{3/2}$ kod Ar^{XIV} u spoljašnjem magnetnom polju dobija se tipičan anomalni Zeemanov efekat sa dve σ i četiri π komponente. Oblik Doppler-ovog širenja linije poprima raspodelu brzina jona u klopki, i za jone u termodinamičkoj ravnoteži poluširina zabranjenog prelaza iznosi:

$$\frac{\delta \nu}{\nu_0} = \frac{\delta \lambda}{\lambda_0} = 7,16 \times 10^{-7} \sqrt{T/M} \quad (2)$$

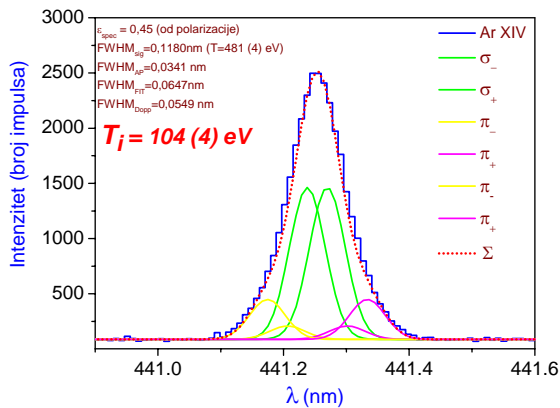
gde je masa jona u atomskim jedinicama i temperatura jona u eV. Na osnovu dodatnih merenja aparatne funkcije i kalibracionih spektara dobijena je poluširina aparatne funkcije za Ar^{XIV} $FWHM_{AP} = 0,0341$ nm. Na optičkom stolu

je izmeren uticaj polarizacije svetlosti na efikasnost spektrometara. Za talasnu dužinu 441 nm iznosi 0,35. U prvim pokušajima probano je da se dekonvolucija merenog signala uradi numeričkim putem. Numerička dekonvolucija signala je pokazala izuzetnu nestabilnost i izračunavanja su obično divergirala. Da bi izvršili dekonvoluciju merenih signala problem strukture linije je rešavan analitički. U odnosu na centroid merene koronalne linije izračunate su talasne dužine π i σ komponente odgovarajućeg magnetnog dipolnog prelaza M1 pri magnetnoj indukciji 5,25 T. U prvoj aproksimaciji za svaku komponentu linije uzeta je poluširina jednaka aparatnoj funkciji. Intenzitet komponenti linija računat je na osnovu proizvoda normiranih relativnih intenziteta (tabeli 1) i ukupnog intenziteta snimane linije. Intenzitet π komponenti množene su sa koeficijentom efikasnosti spektrometra. Zatim je interaktivno određivana poluširina komponente $FWHM_{fit}$ (predpostavljeno da sve imaju istu poluširinu), dok nije postignuto najbolje preklapanje eksperimentalne i teorijske krive pika. Pod pretpostavkom da aparatna funkcija ima oblik Gausove funkcije, to jest poluširinu linije $FWHM_{AP}$, računato je Doppler-ovo širenje linije Zeeman-ovih komponenti $FWHM_{Dopp}$ prema formuli:

$$FWHM_{Dopp} = \sqrt{FWHM_{fit}^2 - FWHM_{AP}^2} \quad (3)$$

a na osnovu formule (2) izračunata je temperatura jona argona ($M=40$) za različite stepene jonizacije. Prirodna širina linije zabranjenog prelaza je u računu kompletno zanemarena (za Ar XIV je $\sim 1,1 \times 10^{-10}$ nm).

Na slici (2) je prikazan spektar linije Ar XIV i Zeeman-ovih komponenti određivanih na gore navedeni analitički način. Träbert i grupa autora [12] je ocenila da temperatura Kr^{22+} nerealno visoka (~ 4 keV), ako se pretpostavi da celokupna poluširina linije potiče od Dopplerovog efekta. U našem slučaju poluširina linije je $FWHM_{sig}=0,1180$ nm što bi odgovaralo temperaturi od 481 eV. Određivanjem poluširina komponenti Zeeman-ovog cepanja i računanjem Doppler-ove



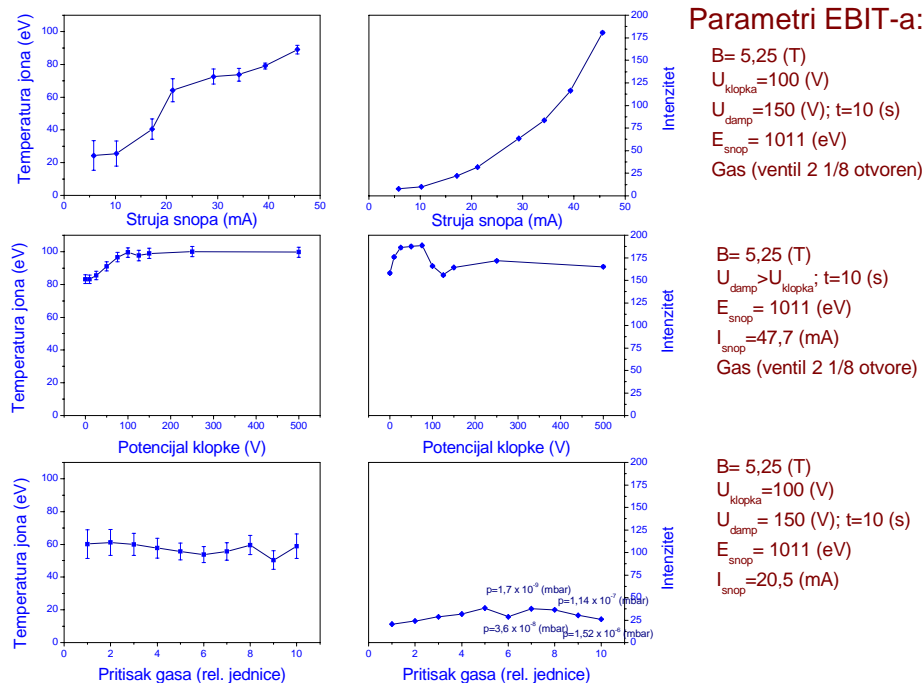
Slika 2. Određivanje temperature jona Ar^{13+} na osnovu spektralne linije zabranjenog prelaza $2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2P_{3/2}$.

širine prema jednačini (2) dobijena je temperatura Ar^{13+} od 104(4) eV. Cepanje linije usled spoljašnjeg magnetnog polja višestruko smanjuje ocenjivanu vrednost temperature visokonaelek-trisanih jona u plazmi jonskog izvora EBIT. Zeemanov efekat i temperatura visokonaelek-trisanih jona na jednom jonskom izvoru EBIT diskutovana i određivana na osnovu magnetno dipolnog prelaza M1 po prvi put. Eksperimentalno spektroskopsko posmatranje temperature jona je omogućeno visokim intezitetom snimane linije. Po

prvi put izvedeni su eksperimenti na izvoru koji može da proizvede jone svih stepena naelektrisanja i spektrometra sa najvećom rezolucijom korišćenom do sada na jednom jonskom izvoru EBIT (sa rešetkom 2400 lin/mm).

4. TEMPERATURNE RASPODELE JONA Ar^{13+}

Merenje temperature spektroskopskom metodom sa promenom parametara jonskog izvora (ili plazme) takođe je posmatrano na jednom jonskom izvoru EBIT po prvi put. Sa tačke gledanja pogona jonskog izvora EBIT najjednostavnije je bilo menjati intenzitet elektronskog snopa u opsegu od 0 do 50 mA, dubinu aksijalne klopke od 0 do 500 V i pritisak radnog gasa, odnosno koncentraciju neutralnih atoma u klopki izvora. Menjanje intenziteta glavnog magnetnog polja iziskuju dugotrajna podešavanja jonskog izvora i uvođenje u stabilan rad. Promena energije elektronskog snopa iziskivala je komplikovano podešavanje izvora, tako da je i ona održavana konstantnom. Merenja temperature jona data su na slici (3). Sastoje se od grafika složenih u dve kolone. Leva kolona grafika prikazuje promenu temperature, a desna kolona promenu intenziteta linije sa promenom parametra jonskog izvora. Sa desne strane prikazani su relevantni parametri, koji su tokom eksperimentalnog merenja bili konstantni. Kod prvog para prikazan je porast temperature jonskog izvora usled povećanja struje jonskog izvora i eksponencijalno povećanje intenziteta linije Ar XIV. Vidimo da usled povećanja struje elektronskog snopa dolazi do promene temperature od 20 eV do 95 eV. Sledeći par pokazuje zavisnost temperature jona i intenziteta zračenja kada se povećava potencijal na driftnim elektrodama odnosno dubina aksijalne potencijalne klopke. Sa porastom potencijala klopke temperatura jona porasla za 20 eV. Na temperaturama od 100 eV i potencijalima klopke većim od 100V dolazi do zasićenja, odnosno temperatura jona Ar^{13+} se ne menja. Efekat temperaturne saturacije se može objasniti radijalnim napuštanjem jona iz klopke. Intenzitet linije pri povećanju aksijalne klopke raste do 100V, a zatim dolazi promena unutar klopke tako da pada intenzitet signala, a zatim nastupa njegovo zasićenje. Promena intenziteta linija na dubini aksijalne klopke od 100 V može se objasniti rekombinacionim procesima i preraspodelom koncentracija jona različitog naelektrisanja. Treći par grafika pokazuje promenu temperature jona sa promenom pritiska radnog gasa. Vakuum unutar klopke je niži tri ili četiri reda veličine zbog kriogenog hladnog magneta i driftnih elektroda ($\sim 4,2$ K). Sa povećanjem pritiska, temperatura visoko naelektrisanih jona je bila konstantna, odnosno blago je opadala. Intenzitet linije za B-sličnim jonima je imao svoj maksimum, a potom je blago opadao, što ukazuje na porast jona nižih stanja jonizacije. Da bi se obavio jedan ciklus merenja potreban je praktično jedan radni dan (8 do 10 merenja po jedan sat). Gore navedeni ciklusi merenja izvršeni su u tri nezavisna termina. Ako uporedimo podatke merenja na primer prva dva ciklusa vidimo da za struju elektronskog snopa 48 mA i napon klopke od 100 V, spektroskopskom metodom se dobije ista temperatura od 95 eV. U slučaju prvog i trećeg para dijagrama vidimo da za struju elektronskog snopa 20,5 mA temperature jona od 60 eV takođe su saglasne. Ovim je pokazana široka mogućnost i ponovljivost spektroskopskih metoda baziranih na magnetnim dipolnim prelazima za merenje temperature u termo-fuzionim plazmama.



Slika 3. Zavisnost promena temperature jona Ar^{13+} i intenziteta spektralne linije u odnosu na parametre jonskog izvora: a) intenziteta elektronskog snopa, b) potencijala aksijalne klopke i c) pritiska radnog gasa. Nepromenljivi parametri su dati tabelarno na desnoj strani.

5. ZAKLJUČAK

Iz priloženih rezultata vidi da je spektroskopskim metodama moguće meriti temperaturu visokonaelektrisanih jona sa promenom različitih parametara jonskog izvora EBIT ili konfinirane plazme za različite stepene naelektrisanja. Kako spektroskopska merenja daju kvalitativne i kvantitativne promene temperature, ona mogu poslužiti za testiranje modela plazme, na primer modela zasnovanog na balansnim jednačinama [8]. Na ovaj način bilo bi interesantno proveriti fizičke procese hlađenja visokonaelektrisanih teških jona kada se osnovnom gasu dodaju primese lakših gasova (efekat hlađenja isparavanjem). Većina provera raspodela koncentracija i temperatura naelektrisanja unutar plazme kod EBIT-a je vršena na osnovu spektara ekstrahovanih snopova jona. Upotrebom magnetnih dipolnih prelaza po prvi put moguće je posmatrati raspodele temperature, koncentracije i prostorne raspodele direktnim spektroskopskim merenjima.

Želimo da se iskreno zahvalimo V.P. Shevelku, B. V. Staniću i M. Popoviću na korisnim diskusijama u boljem shvatanju teorije fizike visokonaelektrisanih jona i razumevanju numeričke dekonvolucije digitalnih spektralnih signala.

LITERATURA

- [1] R. W. P. McWhirter and H. P. Summers, *App. At. Coll. Phys.*, Vol.2, pp. 51, 1984.
- [2] A. H. Gabriel and C. Jordan, in *Case Studies in Atomic Collisions Physics*, edited by E. W. McDaniel and M. C. R. McDowell, (North Holland Press 1985), Vol. 2, pp. 209.
- [3] B. Edlén, *Z. Astrophys.* Vol. 55, pp.30, 1942.
- [4] I. Martinson, J. O. Ekberg and U. Litzen, *Comments At. Mol. Phys.*, Vol. 31, pp. 1, 1995.
- [5] T. Shirai, K. Okazaki and J. Sugar, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 24, pp. 1577, 1995.

- [6] I. N. Draganic et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, N. 18, 183001, 2003.
- [7] J. Gillaspay, in *Trapping Highly Charged Ions: Fundamentals and Applications*, (NOVA Sci. Publ. Inc., 2001).
- [8] B.N. Penetrnate et al., *Phys. Rev. A*, Vol. 43, No. 9, pp4861, 1991.
- [9] J. R. Crespo Lopez Urrutia, et al., *Phys. Scr.*, Vol. T92, pp. 110, 2001.
- [10] A. Träbert, S.B. Utter, P. Beiersdorfer, *Phys. Lett. A*, Vol. 272, pp 86, 2000.
- [11] C. J. Sansonetti, M.L. Sault, and J. Reader, *App. Opt.* **35** No1, pp 74 (1996)
- [12] I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, (Springer 1992)

Abstract: In this work the measurements of highly charged ion temperature distribution in the plasma of the superconducting ion source EBIT are presented. Using magnetic dipole transitions $M1$ in multiple-ionized argon atoms in the visible spectral range changes of the ion temperature inside the trap for the different working parameters of the ion source (electron beam intensity, depth of axial potential trap and density of neutral atoms) are observed. Broadenings of the forbidden transition line are discussed in details and for the first time Zeeman effect in the highly charged ions is noticed and analyzed. The obtained results are a challenging test to prove plasma models and to provide better understanding of physical processes in an electron beam ion trap.

HIGHLY CHARGED ION TEMPERATURE MEASUREMENTS IN PLASMA OF ION SOURCE FrE BIT

I.N. Draganić, J. R. Crespo López-Urrutia, R. DuBois, Y. Zou i J. Ullrich