

DOPPOLÁSOS HŐMÉRSEKLETMÉRÉS LTE-PLAZMÁKON

BITÓ J. F.*

A MŰSZAKI TUDOMÁNYOK DOKTORA

BOLLA I.**

[Beérkezett: 1974. május 7-én]

A közlemény áttekintést nyújt a kisüléssel plazmák spektroszkópiai mérési eredményeinek feldolgozásához alkalmazott plazmamodellekről, és elemzi a lokális termodinamikai egyensúly követelményeinek megfelelő plazmákban a relatív vonalintenzitás-mérésen alapuló hőmérsékleteloszlás mérési lehetőségeit. Doppolásos módszert ad meg az egyes frekvenciatartományokban jelentős abszorpcióval rendelkező kisüléssel plazmák hőmérsékleteloszlás-mérésére.

I. Bevezetés

A plazmadiagnosztika passzív vizsgálati módszerei között igen fontos helyet foglal el a plazmaspektroszkópia, amely a különböző plazmák által kibocsátott elektromágneses sugárzás analízise alapján információt nyújt a plazma egyes mikroparamétereiről.

Mint ismeretes, a plazma által kibocsátott elektromágneses sugárzás intenzitása függ az egyes energiaszintek betöltöttségi állapotától, az energiaszintek közötti átmenetek valószínűségétől, valamint annak valószínűségétől, hogy az emittált foton ténylegesen kilép a plazmából.

E három tényező figyelembevétele még a legegyszerűbb plazmamodellek esetében is jelentős matematikai nehézségeket okoz, s így a modell kialakításánál többnyire fel kell tételezni, hogy a plazma optikai szempontból vékonyrétegnek tekinthető, azaz a plazma atomjai és molekulái által emittált elektromágneses sugárzás akadálytalanul kilép a plazmából, más szóval nem lépnek fel önabszorpciós jelenségek.

Attól függően, hogy a plazmában milyen jellegű gerjesztési folyamatok játszanak alapvető szerepet, s a legerjesztés milyen ütközési, vagy egyéb mechanizmus útján történik, az elektromágneses sugárzás adott frekvencián mért intenzitásának kiértékelése a plazma alapvető mikroparamétereinek szempontjából különböző közelítő modellek keretében végezhető el. A kisüléshelyi gyakorlatban előforduló laboratóriumi plazmáknál két alapmodell

* Dr. Bitó I., 1124 Budapest Korompai u. 22/a

** Bolla I., 1073 Budapest Kertész u. 43

— az ún. koronális kisülési modellt és a lokális termodinamikai egyensúly feltételezésén alapuló modellt — alkalmazzák a plazmaspektroszkópiai mérések során nyert adatok feldolgozásához.

A koronális plazmamodell esetében feltételezzük, hogy a plazma sűrűsége kicsi, s az egyes plazmarészecskék közötti rugalmatlan ütközések száma olyan csekély, hogy a legerjesztési mechanizmusokat alapvetően az adott energiaszintek élettartama, azaz az atomi jellemzők határozzák meg. Így a koronális plazmáknál a legerjesztés elsősorban spontán emisszió útján történik.

Ezzel szemben a lokális termodinamikai egyensúlyt feltételező modellnél a két, vagy több plazmarészecske ütközése között eltelt idő sokkal kisebb, a gerjesztett energiaszintek közepes élettartamánál, s ennek következtében a legerjesztés alapvetően az ütközések következménye.

Az alábbiakban olyan laboratóriumi plazmák spektrális vizsgálataival foglalkozunk, amelyeknél érvényesnek tekinthetők a lokális termodinamikai egyensúly alapfeltételezései.

2. A lokális termodinamikai egyensúlyt feltételező plazmamodell

Ismeretes, hogy a klasszikus statisztikus mechanika értelmében kis elektronsűrűségeknel, azaz ha nincs degeneráltság, akkor az elektronok sebesség szerinti eloszlását a Maxwell-eloszlással írhatjuk le:

$$dn_e = n_e 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT_e) v^2 dv. \quad (1)$$

A kötött energiaállapotban levő elektronok energiaeloszlása a Boltzmann-eloszlással, a töltött részecskék eloszlása pedig a Saha-egyenlettel jellemezhető:

$$\frac{n(p)}{n(q)} = \frac{g(p)}{g(q)} \exp(E(p, q)/kT_e), \quad (2)$$

$$\frac{n(z+1) \cdot n_e}{n(z)} = \frac{g(z+1)}{g(z)} \cdot 2 \left(\frac{\pi 2mkT_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp(E/kT_e), \quad (3)$$

ahol: n_e — a szabad elektronok sűrűsége,
 v — az elektronok közepes sebessége,
 k — a Boltzmann-állandó,
 T_e — az elektronhőmérséklet,
 m_e — az elektron tömege,
 $n(p), n(q)$ — az elektronsűrűség a p , illetve q kötött energiaszinten,
 $g(p), g(q)$ — az adott energiaszint súlytényezője,
 $E(p, q)$ — a p, q energiaszintek különbsége,
 $n(z+1)$ — a $z+1$ töltéssel rendelkező atomok sűrűsége.

Megjegyezzük, hogy a fenti három egyenlet csak abban az esetben kezelhető együttesen, ha a vizsgált plazmarendszerben teljes termodinamikai egyensúly uralkodik.

Amennyiben a vizsgált plazmában nem áll fenn a teljes termodinamikai egyensúly, azaz nem minden folyamatot ellensúlyoz egy vele ellentétes irányú folyamat (pl. ütközéses gerjesztés—ütközéses legerjesztés, fotonkibocsátás—fotonabszorpció stb.), de a veszteségi effektusok nem jelentősek, akkor ezekre a rendszerekre alkalmazhatók a fenti egyenletek.

A nem szigorúan egyensúlyi állapotban levő plazmáknál általában eltér egymástól az egyes részecskék — így az elektronok és ionok — hőmérséklete, sőt néha kismértékű eltérések tapasztalhatók még az egyazon részecskefajta különböző energiaszabadsági fokaihoz tartozó hőmérsékleteknél is (pl. egyazon molekulák rotációs és vibrációs hőmérsékleténél).

A laboratóriumi plazmák spektrális mérési adatainak kiértékelése során tehát mindig alaposan ellenőrizni kell, hogy teljesülnek-e a modell alapfeltételezései, amelyet alkalmazni kívánunk. A laboratóriumi plazmákra a lokális termodinamikai egyensúly modellje általában akkor alkalmazható, ha a spontán, közvetlen fotonkibocsátással járó átmenetek száma legalább tízszer kisebb a rugalmatlan ütközések következtében jelentkező kényszerátmenetek számánál, azaz:

$$n_e \cdot n(p) X(T_e, p, q) \geq 10 n(p) A(p, q), \quad (4)$$

ahol: n_e — az elektronsűrűség,

$X(T_e, p, q)$ — az ütközési valószínűség,

$A(p, q)$ — a p és q átmenetek közötti átmeneti valószínűség.

A fenti feltétel egyszerűbb formában is felírható, ha kifejezzük explicit alakban az X legerjesztési függvényt. A magasabb hőmérsékletű plazmáknál például, ahol a plazmarészecskék elsősorban ionok formájában vannak jelen, a gerjesztési függvényre a következő közelítő formula alkalmazható [1]:

$$X(T_e, q, p) = \frac{6.5 \cdot 10^{-4}}{E(p, q) T_e^{1/2}} f(q, p) \exp(E(p, q)/kT_e), \quad (5)$$

ahol: $E(p, q)$ — a gerjesztési energia a q -energiaszintről a p szintre,

$f(q, p)$ — az oszcillátorerősség.

Mivel a gerjesztési függvény és a legerjesztési függvény az

$$X(T_e, p, q) = \frac{g(q)}{g(p)} X(T_e, q, p) \cdot \exp(E(p, q)/kT_e) \quad (6)$$

kapcsolatban van egymással, így a lokális termodinamikai egyensúly alkalmazhatóságának feltétele felírható az alábbi közelítő alakban:

$$n_e \geq 1.6 \cdot 10^{12} T_e^{1/2} E(p, q)^3. \quad (7)$$

Megemlítjük azonban, hogy a (7) feltétel teljesülése csak egyik szükséges feltétele a rendszer lokális termodinamikai egyensúlyának, s a konkrét kritériumokat minden konkrét plazma esetében külön kell megvizsgálni. Így például a kisüléssel laboratóriumi plazmáknál kisebb-nagyobb mértékben mindig fellép a spontán átmenetek során keletkező elektromágneses sugárzás abszorpciója, a plazma részecskéi kölcsönhatásba lépnek a kibocsátott fotonokkal. Az abszorpció kétféle kihatással van a rendszer egyensúlyi állapotára; egyrészt a fotonok elnyelése megváltoztatja az egyes energiaszintek relatív betöltöttségét, másrészt ebben az esetben a homogén plazmáknál sem lesz egyenlő a teljes sugárzásintenzitás a végtelen kicsi elemi térfogatokból emittált intenzitások összegével.

Az abszorpciós jelenségek reális feltételek közötti figyelembevétele meglehetősen bonyolult feladat. Szerencsére azonban igen sok esetben egy-egy frekvencia tartományban, vagy egy szűk sávban elhanyagolhatjuk az abszorpciót, s a plazmát optikai szempontból átlátszónak tekinthetjük.

Az alábbiakban azt fogjuk megvizsgálni, hogy az abszorpciós jelenségek milyen változásokat eredményeznek a plazma leírásához használt modellben.

3. Abszorpciós jelenségek a plazmában

Ismeretes, hogy az abszorpciót nem mutató, azaz optikai szempontból vékonyrétegnek tekintett plazmákban valamely spektrumvonal intenzitása az alábbi összefüggés alapján határozható meg:

$$I(p \cdot q) = \frac{1}{4\pi} \int_s n(p) A(p, q) h\nu(p, q) ds \quad (8)$$

ahol: $n(p)$ — a p energiaszinten tartózkodó atomok száma,
 $A(p, q)$ — az átmeneti valószínűség a p és q energiaszintek között,
 $h\nu(p, q)$ — a $p-q$ átmenetek során keletkező foton energiája,
 S — a plazmaréteg vastagsága.

Az integrálást a plazma olyan mélységéig végezzük, ahonnan még fotonok jutnak a detektorba.

A lokális termodinamikai egyensúlyt feltételező modellben a diszkrét spektrumvonalak mellett egyes esetekben figyelembe kell venni az eredetileg szabad elektronok és pozitív töltésű ionok közötti kölcsönhatás következtében jelentkező folytonos sugárzásösszetevőt is (fékezési sugárzás, rekombinációs sugárzás). A teljes sugárzásintenzitás ekkor a következő formában írható fel:

$$I(\nu) d\nu = \frac{1}{4\pi} \int n_e \sum_i n(i) \left\{ \gamma(i, T_e, \nu) + \sum_p \alpha(i, p, T_e, \nu) \right\} h\nu ds d\nu \quad (9)$$

ahol: $\gamma(i, T_e, \nu)$ — a ν frekvenciájú foton kibocsátásának valószínűsége,
 T_e — az elektronhőmérséklet,
 $\alpha(i, p, T_e, \nu)$ — szabad-kötött átmenet létrejöttének valószínűsége

A (9) összefüggésben szereplő α és γ tényezők értékei atomfizikai táblázatokból olvashatók ki.

Tételezzük most fel, hogy a plazmában abszorpciós jelenségek lépnek fel, s az I erősségű monokromatikus sugárzás egy ds vastagságú és ρ sűrűségű abszorbeáló plazmarétegen halad keresztül.

A rétegen való áthaladás után az I intenzitás csökkenésének mértéke az alábbi összefüggéssel írható le:

$$dI(\nu) = -I(\nu) d\tau, \quad (10)$$

ahol

$$\tau(\nu) = \int \kappa(\nu) \rho ds \quad (11)$$

a plazma optikai rétegvastagsága a ν frekvencián. Amennyiben az $I(\nu)$ az elektromágneses sugárzás kibocsátási tényezője — azaz a plazma egységnyi térfogatából egységnyi frekvenciaintervallumban, egységnyi térszög alatt kibocsátott sugárzási teljesítmény —, akkor a teljes sugárzási áram változás egy ρ sűrűségű és ds vastagságú plazmaréteg esetében az alábbiak szerint alakul:

$$dI(\nu) = -I(\nu) \kappa \cdot \rho ds + J(\nu) \rho \cdot ds, \quad (12)$$

ahol: $\kappa(\nu)$ — a plazma abszorpciós tényezője.

Bevezetve a plazma optikai rétegvastagságát, kapjuk:

$$\frac{dI(\nu)}{d\tau(\nu)} = -I(\nu) + \frac{J(\nu)}{\kappa(\nu)}, \quad (13)$$

amely nem más, mint a sugárzási transzport egyenlet. Az így kapott egyenlet általános esetben nem tudjuk megoldani, s így a speciális esetekhez illesztett közelítő megoldásokra kell szorítkozni.

Az alábbiakban feltételezzük, hogy valamely homogén ütközésdominált plazmában a vizsgált hullámhosszon a kibocsátott elektromágneses sugárzás intenzitását csak a p és q kvantumszámokkal jelzett energiaátmenetek befolyásolják, s az így keltett fotonok csak az említett energiaszinteken elhelyezkedő fotonokkal lépnek kölcsönhatásba. Ugyanakkor azonban figyelembe vesszük a spontán elektronátmeneteket is.

A sugárzás emisszióját és abszorpcióját az Einstein-tényezők segítségével az alábbi alakban írhatjuk fel (2):

$$J(\nu) = \frac{n(q)f_2(\nu)h\nu}{\rho} \left[\frac{A(q,p)}{4\pi} + \frac{I(\nu)B(q,p)}{c} \right], \quad (14)$$

$$\kappa(\nu) = \frac{n(p) \cdot f_1(\nu) \cdot h\nu B(p,q)}{\rho \cdot c}, \quad (15)$$

ahol: $f_1(\nu)$ és $f_2(\nu)$ — az adott spektrumvonal profilt jellemző függvények,
 $n(p)$ és $n(q)$ — a p -, illetve a q -energiaszinten tartózkodó fotonok száma,
 $A(q,p)$ — a spontán átmenetek valószínűsége,
 $B(q,p)$ — az indukált átmenetek valószínűsége,
 $B(p,q)$ — az abszorpció valószínűsége.

Felhasználva az Einstein-koefficiensek közötti ismert összefüggéseket, felírhatjuk, hogy

$$\frac{J(\nu)}{\kappa(\nu)} = \frac{n(q)}{n(p)} \cdot \frac{f_2(\nu)}{f_1(\nu)} \cdot \frac{g(p)}{g(q)} \left[\frac{2h\nu^3}{c^2} + I(\nu) \right], \quad (16)$$

ahol: $g(p)$ és $g(q)$ — a p , illetve a q energiaszintek statisztikus súlyai.

A lokális termodinamikai egyensúlyban levő plazmákban, ahol a részecskék közötti nagyszámú ütközés biztosítja a Boltzmann-függvénnyel leírható egyensúlyi energiaeloszlást, a (16) összefüggés az alábbi alakot veszi fel:

$$\frac{J(\nu)}{\kappa(\nu)} = \frac{f_2(\nu)}{f_1(\nu)} \left[\frac{2h\nu^3}{c} + I(\nu) \right] \exp \left(- \frac{E(p,q)}{kT_e} \right). \quad (17)$$

Feltételezve, hogy a plazma homogén, a (13) sugárzási transzport egyenlet megoldását felírhatjuk az alábbi formában:

$$I(\rho) = J(\nu) \left[(1 - e^{-\kappa(\nu) \cdot \rho d}) / \kappa \right], \quad (18)$$

ahol: $\kappa(\nu)$ — az abszorpció tényező,
 ρ — a plazma sűrűsége,
 d — a plazma optikai rétegvastagsága.

A plazma által emittált sugárzás intenzitására tehát azt kapjuk, hogy

$$I(\nu) = \frac{J(\nu)}{\kappa(\nu)} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{n(p) \cdot f_1(\nu) h\nu B(p,q) d}{c} \right] \right\}. \quad (19)$$

Amennyiben a plazma abszorpció tényezője nagy, illetve nagy az optikai rétegvastagság, azaz $\kappa d \cdot \rho \gg 1$, akkor:

$$I(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[(f_2(\nu)/f_1(\nu)) \cdot \exp(-E(p,q)/kT_e) - 1 \right]^{-1}. \quad (20)$$

A kapott összefüggésből látható, hogy az f_1 és f_2 függvények frekvenciafüggetlensége esetén az ismert Planck-formulához jutunk. Megállapítható tehát, hogy ha a plazma részecskéi közötti ütközések frekvenciája olyan nagy, hogy a sugárzási függvény már többé nem függ a frekvenciától, akkor a plazma az abszolút fekete testhez hasonló módon sugároz, azaz a rendszer a teljes termodinamikai egyensúly állapotába kerül.

A továbbiakban olyan részben önabszorbens alacsonyhőmérsékletű laboratóriumi kisülései plazmák vizsgálatával fogunk foglalkozni, amelyekre közelítőleg érvényesek a lokális termodinamikai egyensúly feltételezései.

3. Elektronhőmérséklet eloszlás meghatározása az LTE-plazmákban

A lokális termodinamikai egyensúlyban levő plazmák legfontosabb mikroparaméterének az elektronhőmérséklet, s annak eloszlása tekinthető, mivel az az egyensúlyi állapot miatt egyben jellemzi az ion- és gázhőmérsékletet is, és annak ismeretében — amennyiben ismert a plazma összetétele — az (1–3) egyenletek felhasználásával meghatározhatók a plazmát jellemző egyéb paraméterek is.

Jelenleg számos olyan elektronhőmérséklet meghatározási módszer ismert, amelyek az abszolút spektrumvonal intenzitás, az azonos minőségű atomok különböző energiaátmenethez tartozó vonalainak relatív intenzitás aránya [3], a folytonos tartomány intenzitása, a különböző ionizáltsági állapotú atomok vonalainak relatív intenzitás aránya [4] alapján lehetővé teszik az elektronhőmérséklet számítását. Mindezen módszerek alkalmazásánál jelentős nehézséget okoz azonban a vonalak plazmában jelentkező önabszorpciója, amely esetenként nagymértékben meghamisítja a mérési eredményeket. A vonalintenzitás meghatározások során a mérendő tartományban többnyire figyelembe kell venni a vonalprofil mentén jelentkező abszorpciós jelenségeket, amelyek főleg a többkomponensű plazmák esetében jelentenek nehézségek a nagymértékű van der Waals-kiszélesedés miatt.

Az abszorpciós tényező kísérleti meghatározásán túlmenően — főleg a hengeres plazmáknál — a tényleges fajlagos térfogati sugárzássűrűség meghatározása még jelentős matematikai ráfordítást is igényel, s így nem célszerű az olyan plazmahőmérsékletmérési módszerek alkalmazása, amelyek szükségessé teszik az abszorpciós tényező eloszlásának mérését.

Az alábbiakban egy olyan egyszerű plazmahőmérséklet mérési módszert fogunk ismertetni, amely előnyösen alkalmazható a közép- és nagynyomású, részben önabszorbens plazmák elektronhőmérséklet eloszlásának meghatározására.

4. Az elektronhőmérséklet eloszlás meghatározása doppelással

A közép- és nagynyomású, alacsony hőmérsékletű (10 000 °K-ig) lokális termodinamikai egyensúlyban levő plazmák elektronhőmérsékletének meghatározásához, mint már említettük, széles körben alkalmazzák az azonos típusú atomok által kibocsátott, különböző energiaállapotokhoz tartozó spektrumvonalak relatív vonalintenzitás mérésén alapuló módszereket.

Ismeretes, hogy valamely adott hullámhosszon a plazma által kibocsátott fajlagos térfogati sugárzásintenzitás értéke:

$$J(p, q) = \frac{1}{4\pi} n(q) \cdot A(p, q) \cdot h\nu(p, q), \quad (21)$$

ahol: $n(q)$ — a q kvantumszámmal jelzett energiaállapotban levő atomok száma,
 $A(p, q)$ — az átmeneti valószínűség a q és p átmenetek között.

Figyelembe véve, hogy a lokális termodinamikai egyensúly feltételezése miatt a kötött energiaállapotokra érvényes a (2) eloszlás, így:

$$J(p, q) = \frac{1}{4\pi} g(q) \cdot n_A A(p, q) \cdot h\nu(p, q) \cdot \exp\left(-\frac{E(q)}{kT_e}\right). \quad (22)$$

Amennyiben tehát ismert az azonos típusú atomokhoz tartozó, különböző gerjesztési energiával rendelkező két spektrumvonal $J(p, q)$ fajlagos térfogati sugárzássűrűségeinek aránya, akkor az $A(p, q)$ átmeneti valószínűségek ismeretében az alábbi összefüggés alapján meghatározható az elektronhőmérséklet értéke:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{g(q_1)}{g(q_2)} \cdot \frac{A(p_1, q_1)}{A(p_2, q_2)} \cdot \frac{\nu(p_1, q_1)}{\nu(p_2, q_2)} \cdot \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT_e}\right), \quad (23)$$

ahol: $E_1 - E_2$ — a gerjesztési energiák különbsége,
 $g(q_1)$ és $g(q_2)$ — a felső energiaszintek súlytényezője,
 (p_1, q_1) és (p_2, q_2) — a megfelelő energiaátmenetekhez tartozó frekvenciák.

A gázkisüléssel laboratóriumi plazmáknál a relatív vonalintenzitás mérésekhez megfelelő, a látható tartományba eső spektrumvonalak kiválasztása a fellépő önabszorpció miatt általában nehézségekbe ütközik, mivel mérés-technikai megfontolások következtében elsősorban olyan vonalak jöhetnek számításba, amelyek egy viszonylag szűk hullámhossz tartományon belül helyezkednek el — ekkor ugyanis nem szükséges figyelembe venni a mérőberendezés spektrális karakterisztikáját. Amennyiben a plazma a rendelkezésre álló mérési tartományban nem sugároz megfelelő spektrumvonalakat a relatív vonalintenzitás méréshez, akkor célszerű az ún. doppelásos módszereket alkalmazni.

A doppelásos mérési módszer lényege abban áll, hogy a plazma által emittált spektrum „üres” részében sugárzó, s a fenti feltételeknek megfelelő vonalas spektrumot emittáló idegen anyagot viszünk be a plazmába olyan elenyésző koncentrációban, hogy abszorpciós jelenségek még ne léphessenek fel.

A bevitt idegenanyag koncentrációt úgy kell megválasztani, hogy annak koncentrációja legalább $4 \div 5$ nagyságrenddel kisebb legyen a plazma alapgázának koncentrációjához viszonyítva, mivel csak ebben az esetben várható, hogy az idegen anyag atomjai nem okoznak perturbációt a szabad és kötött energiaállapotok eloszlásában.

A nagynyomású higanygőz- és egyéb fémadalékos gázkisülékes plazmákban, ahol a vonalprofil mentén már jelentős abszorpció jelentkezik, plazmahőmérséklet mérés céljaira igen előnyösen alkalmazhatók a réz 5105,54 Å, 5153,24 és 5218,20 Å hullámhosszúságú vonalai, amelyekre jól teljesülnek a fentiekben ismertetett követelmények. Az oszcillátor erősségek az említett vonalakra a sorrendnek megfelelően: $gf = 0,020; 1,9; 2,4$, a felső energiaszintek gerjesztési energiája pedig 3,82 eV, illetve a Cu I 5153,24 és 5218,20 Å hullámhosszúságú vonalaknál egyaránt 6,19 eV [5]. Mivel ezen két vonal felső energiaszintjének gerjesztési energiája megegyezik, így a két vonal relatív intenzitás aránya nem alkalmazható plazmahőmérsékletmérés céljaira. Utalunk még arra is, hogy a Cu I 5218,20 Å hullámhosszúságú vonal közvetlen közelében helyezkedik el az 5220,07 Å hullámhosszúságú vonal, s így nem megfelelő felbontóképességű spektrális készülék alkalmazása esetén a két vonal intenzitásának összemérése hibás eredményhez vezethet.

Az említett gázkisülékes rendszereknél a kisülési edény falhőmérséklete viszonylag alacsony (~ 500 °C) ezért problémát jelent a rézadalék megfelelő koncentrációban való bejuttatása a kisülésbe, mivel ezen a falhőmérsékleten a réz parciális nyomása még elhanyagolhatóan kicsi. A probléma megoldható oly módon, hogy a Cu-t valamilyen haloid — pl. CuJ, vagy CuBr — formájában juttatjuk be a kisülésbe, mivel az említett falhőmérsékleten a rézhaloidok parciális nyomása már jelentős. A rézhaloid a plazmaívben szétbomlik, s így biztosítható a megfelelő rézkoncentráció.

Az ismertetett módszer alkalmazása során $4000 \div 7000$ °K hőmérsékleti tartományban határoztuk meg különböző nagynyomású gázkisülések radiális irányú plazmahőmérséklet eloszlását. A mérési módszer pontosságának és alkalmazhatósági tartományának értékelése érdekében eredményeinket egyéb ismert módszerek eredményeivel kívánjuk összehasonlítani. Ezen vizsgálatokat a későbbiek során fogjuk ismertetni.

IRODALOM

1. SEATON, M. J.: Atomic and Molecular Processes, New-York, London 1962, p. 374
2. FRIS, S. E.: Opticeszkie szpektrü atomov, Goszizdat, Moszkva—Leningrad, 1963
3. HILL, W. E.: Temperature, its Measurement and Control, Vol. III., Reinhold Publ. Co., New York 1962

4. MC NALLY, J. R.: Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures, Univ. of Chicago Press, Chicago 1961
5. CORLISS, C. H.—BOZMAN, W. R.: Experimental Transition Probabilities of Seventy Elements, NBS 53., Washington 1962

Temperature Measurement by Dopping on LTE Plasmas. — The paper reviews the plasma models used for processing the results of spectroscopic measurements on discharge plasmas and analyzes the possibilities of measuring based on the measurement of relative line intensities in plasmas corresponding to the conditions of local thermodynamic equilibrium. It proposes a dopping method for measuring the temperature distribution in discharge plasmas with considerable absorption in the various frequency bands.

Temperaturmessung mittels Dopping bei LTE-Plasmen. — Die Arbeit bringt einen Überblick über die für die Verarbeitung der spektroskopischen Meßergebnisse von Entladungplasmen verwendeten Plasmamodelle und analysiert die Möglichkeiten für die Messung der Temperaturverteilung aufgrund der Messung der relativen Linienintensität in den Plasmen, welche den Anforderungen des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts genügen. Für die Messung der Temperaturverteilung von Entladungplasmen mit bedeutender Absorption in den einzelnen Frequenzbereich wird eine Doppingmethode bekannt gegeben.