# Gyengén csatolt laboratóriumi plazmák diagnosztikája spektroszkópiai módszerekkel

MTA Doktori Értekezés

Veres Gábor



MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Plazmafizikai Osztály Budapest, 2016

# 1. (Szubjektív) Előszó

A KFKI Részecske és Magfizikai Kutatóintézet Plazmafizikai Osztálya életében az 1990-es évek, amikorra kutatói pályafutásom kezdete és egyben közel fele esett, meglehetősen viharos időszak volt. A rendszerváltást követően a hazai tudományos élet is részben átszervezésre került, aminek következtében addig művelt kutatási irányok megszüntetésre kerültek, így például leszerelésre került a hazai fúziós kutatásokat szolgáló MT1-M tokamak is, ahol diplomamunkámat és egyetemi doktori értekezésemet elkészítettem.

Ebben a környezetben természetes volt már induláskor, már a fúzióval kapcsolatban is olyan kutatási területet választani, amely jobban kötődik egy tudományos módszerhez, mint egy adott kutatási területhez. Akkor, témavezetőm és a Plazmafizikai Osztály akkori vezetője, Bakos József tanácsára a plazmadiagnosztika egyik legsokoldalúbban kiaknázható ágát, a plazmaspektroszkópiát, és úgy általában a plazmák optikai módszerekkel történő megfigyelését választottam szakterületemnek.

Ebből következően a fizikus szakma szerinti, szűkebb értelemben vett kutatási területeim viszonylag távol álltak és állnak ma is egymástól, és közöttük a koherenciát és összhangot éppen a módszer, amit használtam illetve használok, teremti meg.

A jelen Értekezés elkészítésekor, a különböző kutatási területek bemutatásakor igyekeztem kidomborítani azokat az aspektusokat, amik közösek a területekben és csak olyan mértékben ismertetni a részleteket, amely mértéket az általam elvégzett munka megértéséhez feltétlenül szükségesnek gondolok. Nem volt és nem is lehetett célom minden egyes szakterület aktuális helyzetének illetve hátterének széles körű ismertetése.

Ajánlom ezt az Értekezést és teljes munkásságomat feleségemnek, Orsinak.

# 2. Tartalomjegyzék

1.	(Szubjektív) Előszó	2
2.	Tartalomjegyzék	3
3.	Jelölések és rövidítések	4
4.	Bevezetés	6
5.	Elektronütközések és fotonok gyengén csatolt plazmákban	11
A	v fotonok kijutása a plazmából	22
E	gy alkalmazás: pelletek ablációja és a pellet felhő expanziója tokamak plazmában	26
6.	Atomfizikai mérések plazmaközegben	30
A	W VIII vákuum ultraibolya spektruma és gerjesztési energiái	30
K	íis rendszámú elemek átmeneti valószínűségei	34
7. léze	Lézer felharmonikusok keltése szilárd test-levegő határfelületen és erplazmán	47
Т	ï:Sa lézer harmadik harmonikusának keltése szilárd testek és levegő határfelületén	47
K	rF lézer szilárd test lézerplazmán keltett felharmonikusainak polarizációs tulajdonságai és Doppler-eltolódása	51
8.	Termonukleáris plazmák sugárzása	64
Ν	lágneses plazmaösszetartás	64
K	íísérletek a TCV tokamakon	70
9.	Összefoglalás	84
10.	Hivatkozások	87
11.	Függelék	94
12.	Köszönetnyilvánítás	102

## 3. Jelölések és rövidítések

Az alábbi jelölések és rövidítések az Értekezésben gyakran előfordulnak, ezért ezeknek ebben a fejezetben történő megadása nagyban megkönnyíti a szöveg későbbi olvashatóságát.

#### Jelölések

 $q_e$  - az elektron töltése;

- $n_e$  a plazma elektronsűrűsége;
- $T_e$  a plazma elektronhőmérséklete;
- z a plazma egy ionjának töltése. Atomokra z = 0, ionokra z > 0;
- $n_z$  a plazma z töltésű ionjainak sűrűsége;
- $k_{\scriptscriptstyle B}$  a Boltzmann állandó;

h - a Planck állandó;

- p,q,g atomi nívók, g az alapállapot;
- $E_{ioniz}(z,p)$  a z töltésű ion p nívójáról történő ionizációhoz szükséges energia (= ionizációs energia);
- E(z, p) a z töltésű ion p nívójának g alapállapothoz viszonyított energiája (= gerjesztési energia);
- n(z, p) a z töltésű ion p nívójának betöltöttsége (= populáció);
- g(z, p) a z töltésű ion p nívójának statisztikus súlya (= elfajultság);
- X(z, p, q) a z töltésű ion p nívójáról q nívójára történő elektronütközéses (fel)gerjesztés rátaegyütthatója (ha p > q, akkor legerjesztés);
- S(z, p, q) a z töltésű ion p nívójáról történő elektronütközéses ionizáció rátaegyütthatója;
- A(z,q,p) a z töltésű ion q nívójáról p nívójára történő spontán sugárzásos bomlás rátája (= átmeneti valószínűség);
- v foton frekvencia;
- $I_{\nu}$  a sugárzási térben egységnyi idő alatt egységnyi frekvencia intervallumban egységnyi felületen keresztül, egységnyi térszögbe áramló energia;

- $U_{\nu}$  a sugárzási tér spektrális energia sűrűsége;
- $I_{\mbox{\tiny vp}}$  ,  $U_{\mbox{\tiny vp}}$  mint fentebb, de Planck sugárzók esetében;
- $j_{\nu}$  emissziós együttható, azaz egységnyi térfogatban, egységnyi frekvencia intervallumban spontán sugárzásos bomlás során kibocsátott energia;
- $\kappa_{\nu}$  a  $\nu$  frekvenciájú sugárzásra vonatkozó abszorpciós együttható;
- *c* a fénysebesség;

#### Rövidítések

- ELM Edge Localized Mode = plazmaszéli módus, szélplazma módus;
- IC Intermediate Coupling = közbenső csatolás;
- KrF Kripton-fluorid;
- LTE Local Thermodynamic Equilibrium = lokális termodinamikai egyensúly;
- OP Opacity Project = Opacitás Projekt;

Ti:Sa - Titán-zafír;

VUV – Vacuum Ultraviolet = vákuum ultraibolya

# 4. Bevezetés

Kezdhetném ezt az Értekezést a klasszikus felütéssel, hogy "már a régi görögök is", azonban nem kezdhetem, mert nem lenne igazam, mivel hogy a régi görögök még nem foglalkoztak plazmafizikával. Igaz, az ókori négy elem egyike a tűz volt, ami akár az akkori terminológiában a plazmát is jelenthette, azonban a modern értelemben vett plazmafizika még 100 évre sem tekint vissza. Irving Langmuir, mind a mai napig egyetlen Nobel-díjas tudósként, aki plazmafizikai kutatásaiért kapta meg az elismerést, csak 1928-ban adta ezt a nevet a nem sokkal korábban Sir William Crooks által leírt furcsa halmazállapotnak.

Hétköznapi értelemben a plazmákra részben vagy teljesen ionizált gázként gondolunk, azonban ez a definíció több szempontból is pontatlan. Egyrészt egyáltalán nem csak gázok esetében beszélhetünk plazmáról, másrészt az ionizáltság mibenléte is pontosításra szorul. Azt mondhatjuk, hogy a legáltalánosabb értelemben plazma alatt olyan sokaságot értünk, amiben vannak olyan részecskék, amelyek egymással Coulomb-kölcsönhatásban vannak, kívülről tekintve a közeg semleges és a Coulomb-kölcsönhatás (az Értekezés tárgyát képező gyengén csatolt plazmák esetében) döntő mértékben befolyásolja a teljes közeg viselkedését<sup>1</sup>. Ebből következően a plazma meglétéhez mindenképp szükség van legalább két komponensre: pozitív és negatív töltésű részecskékre. A leggyakrabban a pozitív töltésű részecskék egy, vagy több elektronjuktól megfosztott ionok, a negatív töltésűek pedig az ionjaiktól megszabadult elektronok<sup>2</sup>. Ezen két komponensen kívül jelen lehet (de nincs szükségképpen mindig jelen) még egy harmadik komponens is, a semleges atomoké.

Sokszor egy negyedik komponenst, a fotonokat is a plazmák részének szoktak tekinteni. Hogy egy adott plazmarendszerben annak tekintik-e, az attól függ, hogy a közeg mennyire átlátszó a benne keletkezett fotonokra. Ha tökéletesen átlátszó, akkor a foton térrel ritkán foglalkoznak a rendszer részeként. Ha azonban nem teljesen átlátszó a közeg, akkor természetesen a foton komponenst is rendszeralkotó komponensnek kell tekinteni. Mivel az Értekezésben tárgyalok nem

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Azt mondjuk, hogy döntő mértékű a Coulomb-kölcsönhatás, ha a Debye-gömbbön belül a részecskék száma sokkal nagyobb, mint egy. A Debye-gömb sugarának definícióját lásd lentebb!

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Elvileg jelen lehetnének negatív töltésű, elektronfelesleggel rendelkező ionok is a plazmában, azonban a felesleges elektronok kötési energiája általában olyan pici, hogy a szabad elektronokkal való ütközések következtében könnyen leszakadnak. Ennek megfelelően a negatív ionok plazmabeli effektív élettartama az elektron-ion ütközési idők nagyságrendjébe esik, amely lényegesen rövidebb bármely, a diagnosztika szempontjából érdekes makroszkopikus plazmafolyamatnál.

teljesen átlátszó plazmákat, ezért én is a fentebb említett négy összetevő összességének tekintem a tárgyalt rendszereket.

Miért érdekes egy ilyen furcsa közeg, mint a plazma a számunkra? Nem csak azért, mert a plazmák viselkedése, különösen külső elektromágneses terekben, önmagában is érdekes kutatási téma, hanem azért is, mert a plazma, mint közeg, lehetőséget biztosít más fizikai rendszerek speciális állapotainak eléréséhez (például egzotikus atomi állapotok, lézerfény keltése, termonukleáris fúzió, stb.).

Az 1. ábra – kiragadott példákon keresztül – illusztrálja, milyen széles paramétertartományban fordulnak elő a természetben illetve állíthatók elő a laboratóriumban a plazmák. Piros sávozott négyszögekkel megjelöltem azokat a tartományokat, amikben előforduló plazmák diagnosztikájával foglalkozni fogok ebben az Értekezésben.

Szintén az 1. ábrán szaggatott vonal jelöli (hozzávetőlegesen) a gyengén illetve erősen csatolt plazmákat elválasztó egyenest, ahol az úgynevezett plazmaparaméter, azaz a  $\Lambda = 4\pi n \lambda_D^3$  mennyiség éppen egységnyi. Ebben a kifejezésben *n* a plazmasűrűség,  $\lambda_D$  pedig a Debye-gömb sugara

 $\left(\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e q_e^2}}\right)$ . A gyengén csatolt, vagy más néven klasszikus plazmák régiója a

szaggatott egyenes alatt helyezkedik el, míg az erősen csatolt plazmáké az egyenes felett.

Az egyik, a 7. fejezetben bemutatott kísérletem lézer fény és szilárd üveg céltárgy kölcsönhatásának vizsgálatáról, mint az 1. ábrán a bal felső sarokban lévő piros négyszög is mutatja, már éppen kívül esik a gyengén csatolt plazmák régióján. Azonban a távolságot a két régiót elválasztó vonaltól, amely amúgy is hozzávetőleges, nem jelentős, ezért azt a kísérletet is a gyengén csatolt plazmákkal kapcsolatos kísérleteimhez soroltam, bár formálisan az a régió az 1. ábrán már nem tartozik oda.

Ahhoz, hogy pontosan ismerjük, milyen az a közeg, amelyet előállítottunk, a közeget diagnosztizálni kell. A plazmadiagnosztikai módszerek egyik szokásos kategorizálása a módszerek aktív és passzív fajtákra történő felosztása. Aktív diagnosztika esetében valamilyen külső behatásnak tesszük ki a plazmát, és a behatás következtében fellépő változásokat vizsgáljuk. Természetesen nem szükségszerű, hogy az aktív diagnosztikák által okozott perturbáció számottevő legyen, ezzel a módszerrel mindenképpen módosítjuk valamennyire a plazma eredeti állapotát. Példák aktív diagnosztikai módszerre a Langmuir szonda, a diagnosztikai részecskenyalábok, az interferometria, stb.



Plazmahőmérséklet [eV]

1. ábra: Néhány jellemző, a természetben előforduló és a laboratóriumokban előállított plazmatípus helye egy (plazma)sűrűség-hőmérséklet diagrammon. A függőleges tengelyen szereplő plazmasűrűség a plazmában jelenlévő szabad töltött részecskét sűrűségét mutatja. Piros szaggatott négyszögekkel jelöltem azok a paraméter tartományok, amikben előállított plazmák tanulmányozásával ebben az Értekezésben foglalkozom. A zöld szaggatott vonal a gyengén (a vonal alatti) és az erősen (a vonal feletti) csatolt plazmák régióit választja el. A tengelyek természetesen tovább futnak mind a magasabb, mind az alacsonyabb sűrűségek és hőmérsékletek felé, azok a plazmatartományok azonban nem kerültek ábrázolásra.

A passzív módszerek ezzel szemben nem perturbálják a plazmát, hiszen alkalmazásuk során a plazmából már kilépett fényt, vagy részecskéket vizsgálunk.

A passzív plazmadiagnosztikai módszerek között is messze a legelterjedtebbek, legsokoldalúbban használhatóak az emissziós optikai módszerek<sup>3</sup>, amikor a plazma által kibocsátott fényt analizáljuk. A passzív optika módszereket, ha úgy kívánjuk, még tovább bonthatjuk spektrálisan felbontott, illetve spektrálisan integrált módszerekre. Az első esetben valamilyen diszperzív eszközzel a plazma

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Léteznek persze aktív optikai módszerek is, amikor a plazmát valamilyen külső fényforrással "megvilágítjuk" és a megvilágításra adott plazma-választ vizsgáljuk (pl. abszorpciós spektroszkópia, lézer fluoreszcencia). Az aktív optikai plazmadiagnosztikai módszereket nem tárgyaljuk ebben az Értekezésben.

fényét spektrális összetevőire bontjuk, a másodikban kisebb-nagyobb spektrális tartományon integrált mérést végzünk.

De miért is érdekesek az optikai plazmadiagnosztikai módszerek?

Először is azért, mert a plazmák fénye sok mindent elárul kibocsátójukról. plazma kémiai Megismerhető belőle például а összetétele, sűrűsége, hőmérséklete, a benne fellépő elektromos és mágneses terek erőssége stb. Másrészt azért, mert a mérések viszonylag egyszerűen megvalósíthatóak, bár interpretációjuk, a mért mennyiségek kapcsolata a releváns fizikai paraméterekkel egyértelmű, egyszerű. Legtöbbször nem mindig vagy а kiértékelés modellfeltevéseken alapul, és a feltevések helyességét a posteriori lehet csak ellenőrizni, az eredmények koherenciáját, konzisztens voltát vizsgálva.

A kihívást ezen a területen az imént mondottak miatt nem elsősorban a megfelelő kísérleti összeállítás megvalósítása jelenti, hanem a mérések eredményeinek validációja.

Jelen Értekezésben foglalkozom mind a spektrálisan felbontott, mind az integrált módszerekkel. Praktikus és terjedelmi okokból nem térek ki minden egyes részterületre, ahol munkásságom során aktív voltam, mindössze négy, megítélésem szerint legfontosabb részterületet érintek, amiket a legértékesebbnek gondolok. Ennek megfelelően az Értekezés főbb részei a következők:

Az 5. fejezetben tárgyalom különböző kutatási részterületeim közös magját, a plazmák által kibocsátott fény és a plazmákban lezajló atomfizikai folyamatok kapcsolatát. Ugyanebben a fejezetben megadok egy egyszerű eljárást a plazmában jelenlévő sugárzás plazma általi esetleges reabszorpciójának figyelembevételére.

A 6. fejezet ismerteti atomfizikai irányultságú méréseimet plazmaközegekben, azaz a hétszeresen ionizált wolfram néhány gerjesztési energiájának meghatározását az MT-1M tokamakban, valamint átmeneti valószínűség méréseimet atmoszférikus nyomású falstabilizált ívkisülésben három kisrendszámú elem, szén, nitrogén és oxigén néhány prominens spektrumvonalára.

A 7. fejezetben bemutatom kutatásaimat lézerfény (Ti:Sa) és szilárd test illetve lézerfény (KrF) és szilárd test lézerplazma kölcsönhatása területén.

A 8. fejezetben ismertetem a termonukleáris plazmák fénykibocsátásának mérésére használt két igen elterjedt detektortípust és a velük végzett méréseimet a TCV tokamakon. Röviden bemutatom az ELM instabilitás lefutását és a lefutás időbeli dinamikájával kapcsolatos megállapításaimat kétféle mágneses konfigurációban: egyrészt egyszeres X-ponttal, másrészt másodrendű nullponttal rendelkező geometriákban.

Az Értekezést egy Összefoglalás és a felhasznált irodalmi források Hivatkozási jegyzéke zárja.

Végezetül a Függelékben adom meg az általam mért átmeneti valószínűségeket nitrogén és oxigén mintegy 200 spektrális átmenetére.

# 5. Elektronütközések és fotonok gyengén csatolt plazmákban

Kutatásaim homlokterében a plazmák optikai megfigyelése állt és áll jelenleg is. Ebből következően magától értetődik két kérdés megválaszolása iránti igény:

- Hogyan lehet a plazma által kibocsátott fényt megfigyelni?
- Milyen kapcsolata van a megfigyelt fénynek a plazmaparaméterekkel, illetve azzal a mennyiséggel, ami miatt a megfigyelést végezzük?

Az első kérdéssel kapcsolatban sok kiváló, átfogó mű érhető el [Griem, 1964; Griem, 1984; Lochte-Holtgreven, 1968; Hutchinson 2002], melyekben bőséges ismertető anyag található az elérhető módszerekről. Sajnos ugyanakkor – úgy látom -, tulajdonképpen Griem és Lochte-Holtgreven korszakalkotó munkái óta nem születettek forradalmian új megközelítésű összefoglalók, természetesen az eszközök műszaki megoldásait ismertető részeket kivéve, ahol viszont jelentős fejlődés történt az évek során. Ennek valószínűleg az az oka, hogy a felhasznált módszerek mind а mai napig lényegében klasszikus а atomfizikán/spektroszkópián alapulnak, a kísérleti eszközök tekintetében pedig javarészt klasszikus eszközöket használnak: spektrométereketszintén monokromátorokat, lencséket-tükröket – bár az eszközök kifinomultsága természetesen növekedett. A megvalósítás is a klasszikus elrendezési sémákat követi: fényforrás (= plazma) → fényforrást leképező rendszer → diszperzív elem → foton detektálás.

A nehézség az optikai plazmadiagnosztikai módszerek alkalmazásában általában nem is annyira a megvalósításban van, mint inkább az eredmények értelmezésében, és itt át is térek a második kérdésre. Ugyanis a mért mennyiségek plazmaparaméterekhez való kötéséhez a plazma állapotára vonatkozó előfeltevésekre van szükség. A többféle szóba jöhető előfeltevés között is az egyik legfontosabb annak a kérdésnek a megválaszolása, hogy **milyen folyamatok befolyásolják az atomi populációk betöltöttségét**, amiknek viszont meghatározó befolyásuk van a plazma által kibocsátott fény milyenségére.

A fenti két kérdésre adott válaszaimmal összhangban, ebben az Értekezésben nem foglalkozom instrumentális kérdésekkel. A kísérleti kérdésfeltevés megválaszolásához legmegfelelőbb optikai eszköz kiválasztásának ismeretét adottnak tételezem minden, optikai plazmadiagnosztikával foglalkozó kutató esetében, bár természetesen elismerem, hogy sok esetben egyáltalán nem könnyű a megfelelő felszerelés megtalálása. Az optikai plazmadiagnosztikai módszerek optikai eszközöket érintő kereteinek ismertetését terjedelmi okokból is mellőzöm az Értekezésben.

Ezzel el is érkeztünk a fenti második kérdés részletesebb megválaszolásához, azaz ahhoz, hogy megvizsgáljuk, milyen folyamatok befolyásolják az atomi szintek betöltöttségét és ezeknek milyen kapcsolatuk van a plazma által kibocsátott fénnyel. Az Értekezésnek ebben a részében lényegében saját eredményeimet [Veres, 1997] ismertetem, mely eredmények birtokában sikeresen kiszámítottam a különböző plazmaszennyezők által kibocsátott teljes sugárzásos teljesítményt, amit aztán a plazmába lőtt pellet felhőjének fejlődésére felírt energiaegyenletben illetve hidrodinamikai modellekben fel is használtam [pl. Lengyel, 1999; Ushakov, 1999]. Azokban a vizsgálataimban elsősorban arra a kérdésre kerestem a választ, hogy milyen behatolási mélységet lehet elérni különböző pelletekkel, illetve hogy a pellet következtében megnőtt sugárzási veszteségek milyen dinamikával képesek (ha képesek) a plazma diszruptív kioltására. Az e kutatásaimmal kapcsolatos részleteket bemutatom a jelen fejezet utolsó alfejezetében.

A fejezet többi részében ismertetett modellek ezen közvetlen és direkt alkalmazásán túl (különösen jól látszik ez most, visszatekintve a munkásságomra) minden kutatási területemen felhasználtam azt a tudást, amit az alábbi ütközéses-sugárzásos modellem kidolgozásakor szereztem.

A továbbiakban tehát először áttekintem az atomi populációk betöltöttségét befolyásoló, plazmadiagnosztikai szempontból legfontosabb folyamatokat.

Mint fentebb említettem, a plazmákban jelen vannak elektronok, ionok (esetleg atomok is), valamint fotonok. Az alapvető kérdés legelőször is annak megválaszolása, hogy ez a három komponens milyen kapcsolati viszonyban van egymással. Az általam vizsgált esetekben a három komponens egymáshoz csatoltsága gyenge [Bellan, 2006], és ezért a plazma egészét három, gyengén kölcsönható alrendszer együtteseként írhatom le. Ennek megfelelően (például) kialakul az elektron alrendszerben egy elektronhőmérséklet,  $(T_e)$ , valamint az ion alrendszerben is egy ionhőmérséklet  $(T_i)$ , de a kettő nem szükségképpen egyenlő, mivel az elektron-ion ütközési ráta sokkal kisebb, mint az elektron-elektron és ioni ütközési rátak [Veres, 2008]. További feltételként rovom még ki, és ez is teljesül az általam vizsgált plazmák esetében, hogy a részecskék közötti ütközési rátak bármelyike kisebb, mint a spontán sugárzásos bomlások rátája. Ez ahhoz kell, a betöltöttségek időfejlődésére vonatkozó rátaegyenleteket olyan formában lehessen kezelni, ahogyan azt később ismertetett módon teszem.

Az atomokban, mivel semlegesek, van legalább egy kötött elektron. Az ionoknak vagy vannak kötött elektronjaik, vagy nincsenek. Minden esetre legáltalánosabban kijelenthetjük, hogy egy plazmában vannak pozitív ionok és kötött, valamint szabad elektronok.

A populációkat befolyásoló folyamatokat<sup>4</sup> a szerint csoportosíthatjuk, hogy a folyamatban esetlegesen résztvevő elektron atomhoz vagy ionhoz történő kötöttségében történik-e változás.

- 1) Egy kezdetben kötött elektron az átmenet után is kötött marad, mégpedig ugyanahhoz az atomhoz vagy ionhoz, azaz kötött-kötött átmenet történik;
- Egy kezdetben kötött elektron az átmenet után szabad lesz, azaz kötöttszabad átmenet következik be (azaz az atom ionizálódik, vagy az ion tovább ionizálódik);
- A fenti folyamat ellentettje a szabad-kötött átmenet, amikor az elektron befogódik, azaz egy ion rekombinálódik;
- 4) Egy ion Coulomb-terében egy szabad elektron szóródik, azaz **szabad-szabad átmenet** valósul meg (fékezési sugárzás).

Ezek közül a folyamatok közül a kötött-szabad átmenetben nem keletkezik foton, tehát ezek a folyamatok csak annyiban érdekelnek minket, hogy befolyásolják a betöltöttséget, de a plazma sugárzásához közvetlenül nem járulnak hozzá.

A kötött-kötött átmenetek között van egy olyan, amelyik közvetlen foton kibocsátással jár, ez pedig a sugárzásos bomlás a (p,q) átmenet során, amellyel asszociált fény intenzitás az

$$I_{spontán}(z,p) = \sum_{q} n(z,p) \cdot A(z,p,q) \cdot \hbar \omega(p,q), \qquad (1)$$

kifejezés útján számolható. Ha ez megvan, akkor ezt minden z-re és p-re felösszegezve megkapjuk a plazma által összesen a spontán sugárzásos bomlások során kibocsátott fény intenzitást (teljesítményt).

$$I_{spontán} = \sum_{z,p} I_{spontán}(z,p) , \qquad (2)$$

A másik két, foton kibocsátással járó folyamathoz (= rekombinációs és fékezési sugárzás) tartozó fény intenzitásokat felösszegezve megkapjuk a plazma által kibocsátott teljes sugárzásos intenzitást.

$$I_{teljes} = I_{spontán} + I_{rekombinációs} + I_{fékezési}.$$
(3)

A fenti (3) egyenletben legkönnyebben a szabad-szabad átmenetekben keletkezett fotonok spektruma és intenzitása számítható [Post, 1977] az elektrodinamika megfelelő egyenleteinek kombinálásával (a kvantumos effektusokat az általam vizsgált plazmák esetében el lehet hanyagolni), ráadásul ezek a szabad-szabad folyamatok nem befolyásolják az atomi állapotok betöltöttségét. A szabad plazmaelektronok eloszlására Maxwell-eloszlást

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Pontosabban a lentebb sorrendben utolsónak felsorolt nem befolyásolja a betöltöttséget.

feltételezve kapjuk a fékezési sugárzásban keletkezett fotonok  $I_{fékezési}$  összes intenzitását:

$$I_{f \notin kez \notin si} = 4.85 \times 10^{-37} g(z, T_e) n_e n_z z^2 (k_B T_e)^{1/2} \text{ Jm}^{-3} \text{s}^{-1}$$
(4)

Itt  $g(z,T_e)$  a z töltésű ionhoz tartozó fékezési Gaunt faktor [Karzas 1961]  $T_e$  elektronhőmérsékleten.

A rekombinációs folyamatban keletkező fotonok keltette sugárzási intenzitás, az elektronokra Maxwell-eloszlást feltételezve [Post, 1997]

$$I_{rekombináció} = 8.32 \times 10^{-36} n_e n(z, p) z E_{ion}(z, p) \left(\frac{E_{ion}(z, p)}{k_B T_e}\right)^{1/2} \,\mathrm{Jm}^{-3} \mathrm{s}^{-1} \,.$$
(5)

A (3) egyenletben a két legkönnyebben megkapható tagra vonatkozó kifejezéseket könnyen megtaláltam az irodalomban, azonban a spontán sugárzásos bomláshoz tartozó fentebb bevezetett intenzitások és spektrális eloszlások meghatározásához az atomi populációk n(z, p) betöltöttségének részletes ismeretére van szükség, amelyet most be is mutatok.

Lássuk, melyek azok az elemi folyamatok, amelyek a betöltöttséget meghatározzák!

1) elektronütközéses felgerjesztés és legerjesztés;

Az atom vagy ion egyik kötött elektronja egy szabad plazmaelektronnal való ütközés következtében vagy magasabb, vagy alacsonyabb energiájú állapotba ugrik, mint az ütközés előtt. A kötött elektron bármelyik pályáról bármely másik kötött pályára át tud ugrani. Sematikusan  $A + e^- \rightarrow A^*$  a gerjesztés és  $A^* + e^- \rightarrow A$  a legerjesztés, ahol A jelöli az atomot vagy iont, a \* felső index pedig olyan magasabb energiájú állapotra utal, aminek az energiája magasabb, mint A energiája (azaz nem állítjuk, hogy A csak alapállapotban lehet).

2) elektronütközéses ionizáció;

Az atom vagy ion egyik kötött elektronja egy szabad plazmaelektronnal való ütközés következtében szintén szabaddá válik, azaz a plazmaelektronok populációjának része lesz. Sematikusan  $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$ , ahol a + felső index jelöl egy (további) elektronhiányt.

3) háromtest, kételektronos és sugárzásos rekombináció;

A folyamat következtében az ion befog egy szabad plazmaelektront. Mivel a folyamat során, csakúgy, mint minden más fizikai folyamat során, teljesülnie kell mind az energia, mind az impulzus megmaradásának, ez a folyamat csak több szereplő együttes részvételével valósulhat meg. Sematikusan

 $A^+ + 2e^- \rightarrow A + e^-$  a háromtest rekombináció,  $A^+ + e^- \rightarrow A^*$  a kételektronos rekombináció, amikor is az elektronbefogás következtében a rekombinálódott ion egyik már korábban is kötött elektronja felgerjesztődik,  $A^+ + e^- \rightarrow A + foton$  a sugárzásos rekombináció.

4) spontán és indukált fotonemisszó;

 $A^* \rightarrow A + foton$  a spontán emisszió és  $A^* + foton \rightarrow A + 2 foton$  az indukált emisszió. Ezeknél az átmeneteknél, a foton részvétele miatt, kiválasztási szabályoknak is érvényesülniük kell a kvantumszámok tekintetében. Ismert, hogy a kiválasztási szabályok csak a dipól átmenetek körére vonatkoznak és ez a kör a plazmadiagnosztikában legtöbbször elég széles ahhoz, hogy ne kelljen magasabb rendű átmeneteket figyelembe venni.

5) fotogerjesztés;

 $A + foton \rightarrow A^*$ . Az átmenetnek itt is ki kell elégítenie a kiválasztási szabályokat., ráadásul – elvileg – nem csak a valencia héjon lévő elektron gerjeszthető így.

6) fotoionizáció.

 $A + foton \rightarrow A^+ + e^-$ . Nincsenek kiválasztási szabályok és a belső elektronhéjakon lévő elektronok is kilökődhetnek. Az általam vizsgált plazmák esetében ez a folyamat tökéletesen elhanyagolható volt, itt csak a teljesség kedvéért soroltam fel.

A fenti folyamatok közül az indukált emisszió, a fotogerjesztés és a fotoionizáció különösen nehezen számolhatóak, a többi folyamathoz képest mindenképpen. Általános esetben a sugárzási transzport egyenlet ((22) egyenlet, [Bekefi, 1966; Zeldovich, 2002]) megoldására, vagy valamilyen közelítésben való kezelésére van szükség. Erre az Értekezés egy későbbi részében részletesen is kitérek.

A fent ismertetett (1)-(4) folyamatokra, az indukált foton emisszió elhanyagolásával, az alábbi ráta egyenletrendszert lehet felírni.

$$\frac{\mathrm{d}n(z,p)}{\mathrm{d}t} = -n(z,p) \left\{ n_e S(T_e,z,p) + n_e \sum_{q \neq p} X(T_e,z,p,q) + \sum_{q < p} A(z,p,q) \right\} + n_e \sum_{q \neq p} n(z,q) X(T_e,z,p,q) + \sum_{q > p} n(z,q) A(z,p,q) + n_e n(z+1,g) \left\{ n_e \beta(T_e,z,p) + \alpha(T_e,z,p) + \alpha^{DR}(T_e,z,p) \right\} + \delta(p-g) n_e \sum_{q} n(z-1,q) S(T_e,z-1,q)$$
(6)

ahol a szabad elektronok Maxwell-eloszlására átlagolt rátaegyütthatók a következők ( $T_e$  az ehhez a Maxwell-eloszláshoz tartozó elektronhőmérséklet):

 $X(T_e, z, p, q)$  a *p*-szintről a *q*-szintre történő elektronütközéses fel-, illetve legerjesztési rátaegyüttható (legerjesztés, ha q < p),

 $S(T_e, z, p)$  a *p*-szintről történő elektronütközéses ionizáció rátaegyütthatója,

 $\beta(T_e, z, p)$  a *p*-szintre történő háromtest rekombináció rátaegyütthatója,

 $\alpha(T_e, z, p)$  a *p*-szintre történő sugárzásos rekombináció rátaegyütthatója,

 $\alpha^{DR}(T_e, z, p)$  pedig a *p*-szintre történő kételektronos rekombináció rátaegyütthatója.

A(z, p, q) a  $p \rightarrow q (p > q)$  spontán sugárzásos átmenet (legerjesztés) átmeneti valószínűsége.

g az atom vagy ion alapállapotát, p és q gerjesztett állapotokat jelöl, z pedig az iontöltés.

A fent felsorolt, és a (6) egyenletben szerepeltetett folyamatokon túl természetesen léteznek még olyan más folyamatok, amelyen befolyásolják egy adott gerjesztett állapot betöltöttségét (pl. olyanok, amelyekben a valenciaelektronon kívül vagy a mag, vagy egy belső héj elektronja is részt vesz), azonban ezek rátája a fent felsorolt folyamatok rátái mellett elhanyagolhatóak. Létezik azonban egy olyan folyamat, ami az általam vizsgált plazmák esetében *esetleg lényeges* szerepet játszhat, ezt pedig a töltéskicserélődés két ion, illetve egy atom és egy ion között.

Hogy megvizsgáljam a töltéskicserélődés hatását a plazma által kibocsátott teljes sugárzásos teljesítményre, adaptáltam [Veres 2000] a jól ismert Landau-Zener elméletet [Landau, 1932; Zener, 1932] a (6) egyenlet által meghatározott közelítéseim keretrendszerébe és szén plazmára. Ekkor a (6) egyenletrendszert az alábbi tagokkal bővítettem ki

$$\sum_{z^{*} \neq z} n(z+1,g)n(z^{*},q)\alpha^{CX}(z,z^{*},p,q) - \sum_{z^{*} \neq z} n(z^{*},g)n(z,p)\alpha^{CX}(z^{*},z,q,p) , \qquad (7)$$

ahol  $\alpha^{CX}(z,z^*,p,q)$  a töltéskicserélődés rátája abban a folyamatban, amiben a  $z^*$  töltésű ion q állapotából kerül át az elektron a z töltésű ion p állapotába.

A (6) egyenletrendszert a (7) kifejezést is tartalmazó tagokkal illetve azok nélkül is megoldottam a fent ismertetett módon és kiszámítottam szén plazmára a teljes kisugárzott teljesítményt. Megállapítottam, hogy a domináns töltéskicserélődési folyamatok a következőek:

$$(C^{3+})^* + C^{4+} \to C^{4+} + (C^{3+})^*$$
, és (8)

$$(C^{1+})^* + C^{6+} \to C^{6+} + (C^{1+})^*.$$
 (9)

Ebben az esetben 10<sup>21</sup> m<sup>-3</sup> szénrészecske sűrűség és 10<sup>24</sup> m<sup>-3</sup> elektronsűrűség esetén széles hőmérsékleti tartományon belül (1 eV és 1 keV között) a (6) egyenlet segítségével a töltéskicserélődés figyelembe vételével és a nélkül számított sugárzásos veszteségek egy százalékon belül azonosak. Ebből következően a töltéskicserélődés hatását a betöltöttségre és a sugárzásos veszteségre elhanyagolhatónak tekintjük, ami annál is inkább megengedhető, mivel az egyéb modellfeltevések ugyanilyen nagyságrendű hibákat okoznak. Az eredmény nem meglepő, ugyanis a nagy rátájú töltéskicserélődéshez ((8) és (9) egyenletek) két, jelentősen különböző ionizációs potenciállal rendelkező ionnak egyszerre kellene jelen lennie a plazmában, ami kevéssé valószínű.

A továbbiakban tehát a töltéskicserélődést a (6) egyenletben elhanyagoltam.

Az (6) egyenletrendszer felírásánál, további két burkolt feltevést is tettem. Az egyik az, hogy a  $p \rightarrow q \ (p > q)$  folyamatokban és a sugárzásos rekombináció során keletkezett fotonok akadálytalanul, azaz minden további kölcsönhatás nélkül elhagyják a plazmát (= a közeg optikailag tökéletesen átlátszó), valamint azt, hogy az ionizáció során keletkező, illetve a rekombináció során elvesző elektronok nem módosítják a háttérplazma elektron-eloszlását.

A fenti egyenletrendszer a gerjesztett állapotok betöltöttségét széles paramétertartományban leírja, de megoldása általános esetben nagyszámú, csatolt differenciálegyenlet megoldását kívánja meg egy adott kezdeti feltétel mellett (pl. t = 0 időpontban minden atom semleges állapotban van, a kötött elektronok pedig alapállapotban vannak. A (6) egyenletrendszer, természetesen a rátaegyütthatók birtokában, tökéletesen leírja a rendszer időfejlődését (az említett közelítések mellett).

A rátaegyütthatók konkrét alakjai pedig a következők [Seaton, 1959; Regemorter, 1962; Lotz 1970; Mewe, 1972; Weisheit, 1975; Breton, 1978; Pradhan, 1992]:

1) elektronütközéses ionizációs ráta együttható:

$$S(T_e, z, p) = 2,34 \cdot 10^{-7} \frac{\xi \cdot (k_B T_e)^{1/4}}{\left[E_{ioniz}(z, p)\right]^{7/4}} \exp\left(-\frac{E_{ioniz}(z, p)}{k_B T_e}\right) \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1}.$$
 (10)

ahol  $\xi$  a p szinten lévő ekvivalens elektronok száma.

2) elektronütközéses gerjesztési ráta együttható:

$$X(T_e, z, p, q) = 1,71 \cdot 10^{-9} \frac{g_{effektiv} f(p, q)}{E(z, p) \sqrt{k_B T_e}} \exp\left(-\frac{E(z, p)}{k_B T_e}\right) \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1},$$
(11)

ahol  $g_{effektiv}$  az effektív (termikusan átlagolt) Gaunt faktor [Regemorter, 1962], f(p,q) pedig az abszorpciós oszcillátor erősség, ami az A(z, p, q) átmeneti valószínűség segítségével egyértelműen kifejezhető [Wiese, 1966].

3) háromtest rekombinációs ráta együttható:

$$\beta(T_e, z, p) = 2,07 \cdot 10^{-22} \frac{S(T_e, z, p)}{(k_B T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E_{ioniz}(z, p)}{k_B T_e}\right) \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1}.$$
 (12)

4) kételektronos rekombinációs ráta együttható [Hahn, 1988]:

$$X(T_e, z, p, q) = 2,34 \cdot 10^{-7} \frac{\xi(k_B T_e)^{1/4}}{E_{ioniz}(z, p)^{7/4}} \exp\left(-\frac{E_{ioniz}(z, p)}{k_B T_e}\right) \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1}.$$
 (13)

5) sugárzásos rekombinációs ráta együttható:

$$\alpha(T_e, z, p) = 5.2 \cdot 10^{-20} \cdot z \cdot \left(\frac{E_{ioniz}(z, p)}{k_B T_e}\right)^{1/2} \left[0.43 + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E_{ioniz}(z, p)}{k_B T_e}\right)\right] \text{m}^3 \text{s}^{-1}.$$
 (14)

átmeneti valószínűségek [Wiese 1966, Wiese1996]:

bőségesen fellelhetőek az irodalomban, különösen az általunk vizsgált elemekre – hidrogénre, szénre, nitrogénre, oxigénre és neonra.

Ha azonban megvizsgáljuk a rátaegyütthatók nagyságát [Veres, 1997] az általam tanulmányozott plazmák paraméterei (elektronsűrűség  $\propto 10^{18} - 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, elektronhőmérséklet  $\propto 1 - 10^3$  eV) mellett, azt látjuk, hogy egy gerjesztett állapot élettartamát felülről korlátozzák az arról a szintről történő sugárzásos spontán bomlások (egy *z* töltésű ion esetében ez az élettartam tipikusan  $10^{-7} / z^4$  s), az alapállapotok élettartamát pedig alulról korlátozzák az ionizációs rátaegyütthatók. Ilyen feltételek mellett a (6) egyenletrendszer két különálló, jól szétválasztható időskálára esik szét. Az egyik időskála (a sokkal gyorsabb) az atomi állapotok belső gerjesztettségét szabja meg, míg a másik (a sokkal lassabb) a különböző iontöltésekhez tartozó ionok alapállapotainak időfejlődését határozza meg. Jó közelítéssel tehát kimondható, hogy időfejlődést csak az alapállapotoknál veszünk figyelembe, a gerjesztett állapotok pedig nulla időderiválttal, kváziegyensúlyban követik az alapállapotokat.

Ilyen módon a (6) egyenletrendszert ketté tudtam választani két, egymástól természetesen nem független, csatolt egyenlet alrendszerre olyan módon, hogy

$$\frac{\mathrm{d}n(z,p)}{\mathrm{d}t} = 0 \ \forall p \neq g \tag{15}$$

gerjesztett állapotok esetén, és

$$\frac{dn(z,g)}{dt} = -n(z,g)S(T_e, z,g) + 
+ n(z+1,g)[\alpha(T_e, z+1,g) + n_e\beta(T_e, z+1,g)] - 
- n(z-1,g)[\alpha(T_e, z-1,g) + n_e\beta(T_e, z-1,g)] + 
+ n(z-1,g)S(T_e, z-1,g)$$
(16)

az alapállapotokra. Ennél a lépésnél felhasználtam azt a feltevést is, hogy

$$n(z,g) \gg n(z,p), \tag{17}$$

azaz a gerjesztett állapotok populációi elhanyagolhatóak az alapállapotok betöltöttségei mellett.

A (15)-(16) egyenletek már viszonylag egyszerűen kezelhetőek és megoldhatóak az n(z,g,t) időfüggő betöltöttségekre. Ennek birtokában az egy-egy gerjesztett állapottal asszociált (kötött-kötött átmenet) sugárzási teljesítmény az (1) egyenlet szerint számolható.

A (6) egyenletrendszer kezelhetőbbé tételének vannak más, a fentitől eltérő módszerei, de azok a módszerek a plazma elektronsűrűsége és hőmérséklete egy-egy szűkebb tartományán érvényesek csak. Az ezeken a szűkebb tartományokon érvényes közelítéseket plazmamodelleknek hívjuk.

Mivel a plazma által kibocsátott fény forrásai az atomok, ionok, szabad elektronok és fotonok, a plazmamodellek ennek a négy komponensnek a kölcsönhatásait, egyik vagy másik összetevő nagyobb vagy éppen kisebb súlyát írja le. Nagyon nagyléptékű megközelítésben három fő plazmamodellről beszélhetünk, amik között az elektronhőmérséklet és az elektronsűrűség értékei szelektálnak.

1) Nagy hőmérsékletek és kis sűrűségek jellemzik a korona-modell érvényességi tartományait. Az irodalom [Key 1980] megad egy elégséges feltételt a maximális elektronsűrűségre, ami alatt a korona egyensúlyt érvényesnek tekinthetjük:  $n_e < 1.5 \cdot 10^{10} (k_B T_e)^4 E_{ioniz}^{-1/2}(z, p)$ . Mivel ez a küszöbérték függ az adott potenciáljától  $(E_{ioniz}(z, p)),$ előfordulhat, ion ionizációs hogy adott plazmaviszonyok között a korona egyensúly feltétele nem minden ionra teljesül, hanem csak egy adott ionizációs fokig, a fölött nem. És az is előfordulhat, hogy egy adott ion esetében csak egy küszöbgerjesztési szint fölött teljesül a korona feltétel, az alatt nem. A korona egyensúly lényege az, hogy az egyensúlyi betöltöttségeket az elektronütközéses felgerjesztések és a sugárzásos spontán bomlások alakítják ki. Az egyensúlyi betöltöttségekre azt kapjuk, hogy

$$n(z,p) \cdot n_e \cdot X(z,p,q) = n(z,q) \cdot A(z,q,p).$$
(18)

n(z, p) birtokában ismét az (1) egyenlet szolgáltatja az asszociált sugárzási teljesítményt. A konkrét esetekben itt is meg kell először határozni a szóba

jöhető átmenetek rendszerét, pl. egy, a 2. ábrához hasonló Grotrian diagram felrajzolásával (lásd lentebb), majd az alapállapoti n(z,g) populációból kiindulva (6) segítségével kiszámolni a gerjesztett állapotok betöltöttségét.

2) Nagy sűrűségek és/vagy alacsony hőmérsékletek esetében a plazma ütközésessé válik, és kialakulhat termodinamikai egyensúly. Attól függően, hogy a plazma egyensúlyban van-e a saját foton terével, beszélünk teljes termodinamikai egyensúlyról, vagy lokálisról (LTE). Ez utóbbiról abban az esetben, ha nincs egyensúly a foton térrel, de az atomi gerjesztések tekintetében fennáll a termodinamikai egyensúly.

Ennek a közelítésnek az a lényege, hogy a spontán sugárzásos bomlások rátája kisebb az elektronütközéses rátáknál, ezért a betöltöttségeket az elektronos folyamatok dominálják.

Szükséges, de nem elégséges feltétel létezik arra vonatkozóan, hogy fennáll-e az LTE [Griem, 1964], miszerint

$$n_e < 1.6 \cdot 10^{12} (k_B T_e)^{1/2} E_{ioniz}^3(z, p)$$
 (19)

Ebben a modellben az betöltöttségeket az elektronütközéses fel-, illetve legerjesztések egyensúlya alakítja ki:

$$n(z,p) \cdot n_e \cdot X(z,p,q) = n(z,q) \cdot n_e \cdot X(z,q,p).$$
<sup>(20)</sup>

Ebből az összefüggésből következően az egyensúlyi betöltöttségek aránya független a háttér plazma elektronsűrűségétől és megfelel a Boltzmann eloszlásnak

$$\frac{n(z,q)}{n(z,p)} = \frac{g(z,q)}{g(z,p)} \exp\left(-\frac{E(z,q) - E(z,p)}{k_B T_e}\right).$$
(21)

3) Alacsony, közepes és nagy sűrűségeken használhatóan az úgynevezett ütközéses-sugárzásos modellek. Egy ilyen modellt ír le a (7) egyenletrendszer. Ebben a modellben az elektronütközéses és spontán bomlási ráták A (7) egyenletrendszer a gerjesztett állapotok betöltöttségét széles paramétertartományban leírja. Alacsonyabb sűrűségek felé haladva az egyenletrendszer átmegy a *korona egyensúly* által leírt betöltöttségekbe, míg magasabb sűrűségeken a *lokális termodinamikai egyensúly*t kapjuk vissza.

Egyszerűsítések és közelítések figyelembe vételét követően is a (6) egyenletrendszer nagyon sok egyenletből állhat attól függően, hogy a gerjesztett állapotok figyelembe vételénél meddig megyünk el. Minden gerjesztett állapotot nem lehet figyelembe venni, mert egyrészt ez nem is célszerű, másrészt a szükséges atomfizikai adatok nem is állnak rendelkezésre minden állapothoz és átmenethez. Mivel azonban modellem megalkotásának a célja sugárzási teljesítmények meghatározása volt, ezért elegendő volt a ráta egyenleteket a

legnagyobb átmeneti valószínűségekhez tartozó állapotokra felírni. A gyakorlatban mindig annyi átmenetet vettem figyelembe a (6) egyenlet felírásánál, ami esetén a számított sugárzási veszteségek újabb átmenet beemelésével már csak 5% alatti mértékben változtak.

Az atomok és ionok gerjesztett állapotai között általában igen nagyszámú átmenet lehetséges, még akkor is, ha az első rendben tiltott, dipólnál magasabb rendű átmeneteket figyelmen kívül hagyjuk. A lehetséges átmenetek egy praktikus ábrázolására szolgál a Grotrian diagram [Grotrian, 1928]. A 2. ábra szemléltet hélium esetére egy ilyen diagramot.



2. ábra: A Grotrian diagram szemléltetése hélium gerjesztett állapotai és azok közötti spontán átmenetek esetén.

Lentről felfelé haladva egyre nagyobbak az atomi állapotok gerjesztési energiái, balról jobbra haladva pedig az atom (vagy ion) elektronburkának teljes eredő pályamomentuma növekszik az S-P-D-E-F-... sorozatnak megfelelően. A szinglett (nulla eredő spinű) állapotokat, elkülönítve a triplett (egyes eredő spinű) állapotoktól, külön oszlopban ábrázolják, mivel közöttük csak első rendben tiltott átmenetek lehetségesek. Az adott gerjesztett állapot kialakulásában résztvevő valenciaelektron fő- és mellék-kvantumszámát a gerjesztési energia fölötti jelölés mutatja. A megengedett átmeneteket nyilak jelölik az abban az átmenetben spontán bomlás során keletkező foton hullámhosszának feltüntetésével. Ha szükséges, a valenciaelektron spinjének az atomi pályamomentumhoz képesti állásából eredő finomfelhasadást is jelölni lehet. Meg kell jegyezni, hogy a Grotrian diagram leginkább az úgynevezett L-S (vagy más néven spin-pálya) csatolással leírható atomi állapotok ábrázolására a legpraktikusabb, és arra is találták ki, a például J-J csatolással leírható állapotokéra már nem. L-S csatolásban ugyanis az atom teljes pályamomentumát számolják ki először és csatolják az elektronok eredő spinjéhez, míg J-J csatolásban az egyes elektronok teljes J momentumát számítják ki először, és ez után csatolják őket egymáshoz.

#### A fotonok kijutása a plazmából

Miután a fent ismertetett ütközéses-sugárzásos modellem segítségével meghatároztam, hogy milyen hullámhosszúságú fotonból mennyi keletkezik a plazmában, meg kellett vizsgálnom, hogy a keletkezett fotonokból mennyi és milyen spektrummal jut ki a plazmából, azaz jut el hozzánk, a megfigyelőhöz. A legegyszerűbb eset persze az, amikor a plazma optikailag teljesen átlátszó, azaz minden benne keletkezett foton akadálytalanul el is hagyja a plazma térfogatát. Sajnos a legtöbbször nem ez a helyzet, illetve ha ez is a helyzet, arról külön meg kell győződni, hogy az optikai átlátszóság feltevése igaz. Mint említettem, a sugárzási transzport egyenlet ((22) egyenlet, [Bekefi, 1966; Zeldovich, 2002]) vizsgálatával tudunk választ adni a plazma optikai átlátszóságának mibenlétére.

$$\frac{1}{c} \left( \frac{\partial I_{\nu}}{\partial t} + c \mathbf{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu} \right) = j_{\nu} \left( 1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_{\nu} \right) - \kappa_{\nu} I_{\nu}$$
<sup>(22)</sup>

ahol az egyenletet az  $\Omega$  irány körüli egységnyi térszögre írtuk fel

Ha a legáltalánosabb egzaktságra törekednénk, természetesen nem kerülhetnénk meg a (22) sugárzási transzport egyenlet (6) egyenletrendszerhez történő csatolását a populációkon keresztül. Mivel azonban a (6) egyenletrendszer kezelésénél is sikerült egyszerűsítésekkel élni, most [Veres 1998] alapján ismertetek egy jól használható módszert, amely a (6) egyenletrendszer kezelése során elvégzett közelítések okozta hibák nagyságrendjével egyező pontatlansággal megadja a plazma optika átlátszóságának mértékét és módszert is ad, hogy miként kell a véges átlátszóságot figyelembe venni.

Legyen  $q_{\nu}$  egységnyi idő alatt egységnyi frekvencia intervallumban a plazma egységnyi térfogatában keletkezett és azt elhagyó energia! [Zeldovich, 2002] nyomán  $q_{\nu}$  az alábbi módon fejezhető ki

$$q_{\nu} = \int \left( j_{\nu} \left( 1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_{\nu} \right) - \kappa_{\nu} I_{\nu} \right) d\Omega , \qquad (23)$$

ahol  $\Omega$  az irányok szerinti integrált jelölő integrációs változó. Ennek a mennyiségnek a kiszámításához szükség van az emissziós és az abszorpciós együtthatókra, valamint a sugárzási tér  $I_{\nu}$  energiaáramára. Feltesszük, hogy az

emissziós és az abszorpciós együtthatók kizárólag a plazma állapotától (sűrűség, hőmérséklet) és atomi állandóktól függenek, de a sugárzási tértől nem<sup>5</sup>.

Amennyiben tehát a plazma állapotegyenletének segítségével meghatároztuk az emissziós és az abszorpciós együtthatókat, a sugárzási tér  $I_{\nu}$  energiaáramának meghatározására a (22) sugárzási transzport egyenlet közelítő megoldására van szükség.

Tekintsünk egy homogén, izotróp plazmát állandósult állapotban, ahol a hőmérséklet, és sűrűség, valamint az abszorpciós és emissziós együtthatók tértől és időtől függetlenek. Ez a közelítés abban az esetben is igaz, ha az állapotegyenlet következtében a plazmaparaméterek idő és térbeli változása sokkal lassabb, mint a sugárzási tér megfelelő változásai. Ekkor a sugárzási tér  $I_{\nu}$  energia áramát a tér *s* pontjában ( $s_0$  a plazma határfelületén lévő pont) a (23) egyenlet integrálásával kapjuk

$$I_{\nu}(s) = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu} - \frac{c^2}{2h\nu^3}j_{\nu}} \left( 1 - \exp\left( \left( \kappa_{\nu} - \frac{c^2}{2h\nu^3}j_{\nu} \right)(s - s_0) \right) \right).$$
(24)

Ez egy már elvileg használható kifejezés, de még nem eléggé hasznos. Számítsuk ki ennek a kifejezésnek az átlagát egy jellemzően *L* karakterisztikus lineáris méretű plazma esetére!

$$I_{\nu}^{\acute{a}tlag} = \frac{1}{L} \int_{0}^{L} I_{\nu}(s) ds = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}'} \frac{\tau + \exp(-\tau) - 1}{\tau}.$$
 (25)

Itt bevezettem a  $\kappa'_{\nu} = \kappa_{\nu} - \frac{c^2}{2h\nu^3} j_{\nu}$  effektív ( $\kappa_{\nu}$ -től az indukált emissziós tagban különböző) abszorpciós együtthatót és a  $\tau = \kappa'_{\nu}L$  optikai vastagságot. A (25) egyenletből származó  $I_{\nu}^{\text{átlag}}$ -t a (23) egyenletbe helyettesítve és felhasználva az optikai vastagság imént bevezetett kifejezését kapjuk

$$q_{\nu} = \int j_{\nu} \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} d\Omega.$$
 (26)

Jól látható, hogy optikailag ritka közeg esetében, azaz amikor a  $\tau$  optikai vastagság nullához, akkor az exponenciális tagot tartalmazó tört egyhez tart, és a

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Közvetve, a plazma állapotegyenletén keresztül természetesen függenek az abszorpciós és az emissziós együtthatók a sugárzási tértől, de ettől az implicit függéstől most eltekintünk. Ha ettől nem tekintenénk el, az állapotegyenlet és a sugárzási transzport egyenlet együttes megoldását kellene végrehajtani.

plazma adott egységnyi térfogatát **elhagyó** sugárzásos energia egyenlő a plazmában **keletkező** sugárzásos energia irányok szerinti integráljával.

$$q_{\nu} = \int j_{\nu} d\Omega \,. \tag{27}$$

Általános esetben azonban a  $\tau$  optikai vastagság értéke véges, és a (26) egyenlet megadja, hogy a fent felsorolt közelítések érvényessége esetén hogyan kell kiszámolni a plazmában keletkező, és azt elhagyó sugárzási energia értékét. Mint szintén fentebb írtam, a  $j_{\nu}$  emissziós együtthatót és a  $\tau$  optikai vastagságot a plazmaparaméterek és atomfizikai állandók segítségével lehet meghatározni, ami esetünkben a (6) egyenletrendszerből származó populációk (1) egyenletbe történő helyettesítése után a teljes plazmára vett sugárzások (kötött-kötött, szabad-kötött, szabad-szabad) felösszegzéssel voltak számolhatóak.

Kutatásaim során a (26) egyenletet használtam szinte mindig a plazmák kisugárzott energiájának illetve teljesítményének meghatározására. A plazma elektronhőmérsékletét és az elektronok, valamint az egyes ionfajták sűrűségét vagy bemenő adatként megkaptam, vagy hidrodinamikai modell segítségével magam számítottam, míg az emissziós és abszorpciós együtthatókat részletes atomi populációszámítások során határoztam meg. Mivel az (1) egyenlet egy adott átmenetben összesen keletkezett fontszámot ad meg, a spektrális eloszlások számításához (ha szükség volt ilyenre) a keletkezett fotonokat egy vonalalakkal spektrálisan "teríteni" kellett. Ugyanígy az abszorpciós együttható számításánál szükségem volt egy vonalalakra, amit a spektroszkópiában szokásos módon én is Voigt függvénynek [Roston, 2005] vettem a számítások során.

LTE állapotban lévő plazmák esetében egy lépéssel továbbmehetünk a (26) egyenletnél és bevezethetünk effektív, frekvenciaátlagolt opacitásokat, ahol nem kell a plazma optikai sűrűségét illetően előfeltevéssel élni, az általánosan használt Planck és Rosseland opacitásokkal [Zeldovich, 2002] ellentétben. Ehhez a  $\kappa_{\nu}$  abszorpciós együttható és az  $I_{\nu p}$  Planck energiaáram segítségével a Kirchhoff törvényből az emissziós együtthatót kifejeztem az alábbi módon

$$j_{\nu} = \kappa_{\nu} \frac{I_{\nu p}}{1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_{\nu p}}.$$
 (28)

Ezt felhasználva a (26) egyenlet alábbi, ekvivalens alakját kaptam

$$q_{\nu} = \int I_{\nu p} \kappa_{\nu} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_{B}T_{e}}\right) \right) \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} d\Omega .$$
<sup>(29)</sup>

Ez utóbbi kifejezéshez átdefiniáltam a  $\tau$  optikai vastagságot az alábbi módon

$$\tau = \kappa_{\nu} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_{B}T_{e}}\right) \right) L .$$
(30)

Izotróp plazma estén a sugárzási tér  $I_{\nu}$  energia árama szintén izotróp, azaz iránytól független és a térirányok szerinti integrál a (26) egyenletben  $4\pi$ -t ad. Ezzel a teljes, spektrálisan felösszegzett, egységnyi térfogatban kibocsátott Jenergiára kaptam

$$J = 4\pi \int_{0}^{\infty} q_{\nu} \mathrm{d}\nu = c \int_{0}^{\infty} \kappa_{\nu} \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_{B}T_{e}}\right) \right) U_{\nu p} \mathrm{d}\nu .$$
(31)

LTE egyensúlyban lévő plazmák esetében a *J* energia egy effektív  $\kappa^{atlag}$  opacitás bevezetésével triviálisan így írható:  $J = \kappa^{atlag} U_p c$ . Ekkor az effektív opacitás definíciója a következő lesz

$$\kappa^{\acute{atlag}} = \frac{\int_{0}^{\infty} \kappa_{\nu} \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_{B}T_{e}}\right) \right) U_{\nu p} d\nu}{\int_{0}^{\infty} U_{\nu p} d\nu}, \qquad (32)$$

vagy az  $u = \frac{hv}{k_B T_e}$  új változó bevezetésével az alábbi alakot ölti

$$\kappa^{\acute{atlag}} = \int_{0}^{\infty} \kappa_{v} \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} \frac{15}{\pi^{4}} e^{-u} u^{3} du .$$
(33)

Ez az általam bevezetett átlag opacitás az optikailag ritka közegek esetére bevezetett Planck opacitástól<sup>6</sup> éppen az optikai sűrűség mértékét megadó  $\frac{1-\exp(-\tau)}{\tau}$  tagban különbözik. Mivel  $\tau \to 0$  esetén  $\frac{1-\exp(-\tau)}{\tau} \to 1$ , ezért az optikailag ritka esetben visszakapjuk a Planck opacitás szokásos képletét.

<u>Összefoglalva:</u> Létrehoztam egy csatolt rátaegyenletekben megvalósuló ütközéses-sugárzásos modellt azzal a céllal, hogy az elektronsűrűség és elektronhőmérséklet széles tartományaiban modellezni tudjam különböző összetételű plazmák által kibocsátott sugárzásos teljesítményt illetve spektrumokat. Szintén kidolgoztam egy általános eljárást arra, hogy a plazmában esetlegesen jelenlévő reabszorpció hatását figyelembe tudjam venni a kisugárzott

<sup>6</sup> 
$$\kappa^{Planck} = \int_{0}^{\infty} \kappa_{v} \frac{15}{\pi^{4}} \mathrm{e}^{-u} u^{3} \mathrm{d}u$$

teljesítmény nagyságára illetve a spektrumok alakjára anélkül, hogy az optikai sűrűség nagyságára előzetes feltevést kellene tenni.

# Egy alkalmazás: pelletek ablációja és a pellet felhő expanziója tokamak plazmában

Az imént ismertetett ütközéses-sugárzásos és a reabszorpciót számoló modelljeim egyik direkt alkalmazása volt szén és neon pelletek tokamak plazmában történő behatolási mélységének kiszámítása volt.

A pelletek apró, milliméter nagyságrendű szilárd részecskék, melyeket néhány 100 m/s, esetleg 1 km/s sebességre felgyorsítanak, és a plazmába lőnek. A belövésnek sokféle célja lehet:

- 1) egyrészt a plazma szándékos diszruptív kioltása abban az esetben, ha a plazmakisülés vészleállítására van szükség;
- 2) másrészt a 8. fejezetben bemutatott ELM instabilitás szabályozása, mind az ELM alatti energiaveszteség, mind az ELM-frekvencia tekintetében;
- 3) harmadrészt pedig, hidrogén pelletek esetében, a termonukleáris plazma üzemanyagpótlása.

Mind a négy esetben meglehetősen nagy pontossággal van szükség a pellet behatolási mélységének, azaz annak a távolságnak az ismeretére, ahol a forró plazma hatására ablálódó pellet elfogy.

Az én feladatom a pelletekkel kapcsolatos kísérletek, azok értelmezése és a modell számítások kapcsán mindig a pelletet körülvevő már ablálódott pellet felhő sugárzásával volt kapcsolatos.

A fenti felsorolás második és harmadik pontjával kapcsolatos eredményeimet itt nem ismertetem, csupán utalok a megjelent közleményekre [Kalvin, 2003; Lang, 2005a; Lang, 2005b; Veres, 2005; Lang, 2006; Gal, 2008].

Az első ponttal kapcsolatos eredményeket [Lengyel, 1999] alapján ismertetem. A plazma diszruptív kioltására céljából olyan pellet anyagot kell választani, amely képes jelentős mértékben megnövelni a teljes plazma sugárzásos teljesítményét, és elég mélyre is be tud hatolni, hogy a plazma központi régióit is befolyásolni lehessen, ne csak a peremet. Az első feltétel valamilyen nagyobb rendszámú, jól sugárzó elemet, neont, argont kívánna meg, amiből ráadásul pelletet is lehet csinálni. Sajnos azonban a nemesgázokból előállított kriogén pelleteket nem egyszerű előállítani és felgyorsítani [Lang, 2003], ezért alternatívaként a nem annyira jól sugárzó szenet is meg kellett vizsgálni, amiből viszont könnyen pellet formálható és felgyorsítható.

A pellet abláció és pellet felhő expanzió számítására létrehozott 1+1 dimenziós hidrodinamikai kód Lagrange-cellás megoldón alapult, és nekem az ionizációs-

rekombinációs folyamatot, valamint az energiaegyenletben a sugárzási veszteségek számítását kellett elvégeznem.

A 3. ábra szemlélteti az 1+1 dimenziós hidrodinamikai modell két dimenziójában a táguló pellet felhőt, és a felhő közepén a pelletet.



3. ábra: A pellet ablációját és felhőjének expanziióját leíró hidrodinamikai modell 1+1 dimenziójának szemléltetése. Balra a mágneses térre merőleges, míg jobbra a mágneses térrel párhuzamos irány látható a táguló pellet felhővel, és a felhő közepén a pelletel.

A baloldali ábra a tórusz alakú plazma egy poloidális keresztmetszetét mutatja, amint a befelé haladó pellet folyamatosan ablálódik és az ablálódott atomok az ionizációt követően a mágneses tér jelenléte miatt nem tudnak a mágneses térre merőlegesen, csak azzal párhuzamosam mozogni. A pellet felhőjének mágneses térrel párhuzamos tágulását a jobb oldali ábra mutatja.

A pellet ablációja és a felhő tágulása a következő, kvalitatívan bemutatott lépésekben zajlik [Parks, 1978]:

- A pellet felületét a plazma elektronjai és ionjai egyrészt felfűtik, másrészt bombázzák. Ennek következtében a pellet felületéből atomos anyag lép ki, és körülötte gázburkot képez.
- A keletkező burok leárnyékolja a pelletet és egyben ionizálódik is a háttérplazma elektronjaival való ütközések során.
- A gáz (= pellet felhő) az ionizáció következtében csak a mágneses tér mentén tud mozogni, azaz egy fluxuscsőben tágul ki.
- 4) A tágulás sebességét befolyásolja a pellet ablációjának rátája, valamint a gáz hőmérséklete.
- 5) Mivel a gáz hőmérsékletét befolyásolja a saját kisugárzott teljesítménye, így a felhő sugárzása, az expanzió sebességén keresztül hatással van az ablációs rátára és így a behatolási mélységre.
- 6) Néhány 10 mikroszekundum alatt a pellet elhagyja a fluxuscsövet és a folyamat kezdődik előröl az 1) lépéssel.

A fenti, kvalitatívan ismertetett lépéseket oldottam meg kollégáimmal egy csatolt hidrodinamikai egyenletrendszer keretében. Elsősorban behatolási mélységeket határoztunk meg, de számoltuk az ablációs ráta időfüggését is és a pellet felhő tágulásának dinamikáját. Mindhárom mennyiséget ugyanis közvetlenül össze tudtuk vetni kísérleti adatokkal.



4. ábra: Szén plazma fajlagos sugárzási teljesítménye az elektronhőmérséklet függvényében (csak illusztráció, a görbe lefutása hozzávetőleges).

Megállapítottuk, hogy szén és neon pelletek esetében a behatolási mélység és az ablációs ráta is jó egyezést mutat mind az ASDEX Upgrade tokamakon, mind a W7-AS sztellarátoron végzett kísérletekkel. A már ablálódott felhő tágulása azonban más dinamikájú volt a számítások szerint, mint a kísérletekben és a felhő sokkal elnyúltabb volt a mágneses tér mentén, mint az az időintegrált CCD felvételekből következett. Annak megértéséhez, hogy ennek mi lehetett az oka, tekintsük a 4. ábrát! A magyarázatot szénre adom meg, de az okok neon esetében hasonlóak.

A 4. ábra a szén plazma fajlagos sugárzási teljesítményét illusztrálja az elektronhőmérséklet függvényében. Látható, hogy adott sűrűség mellet a szén ionizációs energiájának megfelelő hőmérsékletek (11.26 eV) fölött a fajlagos sugárzási teljesítmény csökken, azaz ha a plazma elérte ezt a hőmérsékletet, akkor e fölött a további hőmérsékletnövekedés pozitív visszacsatolásban van a csökkenő kisugárzott teljesítménnyel. Tehát mindaddig, amíg a rendszer nem jut át ezen a fajlagos sugárzási maximumon, egyensúlyi hőmérséklet tud kialakulni akkor, ha a betáplált teljesítmény megegyezik a kisugárzottal. E fölött azonban a rendszer, a pozitív visszacsatolás miatt, hirtelen beleesik a 30-40 eV körüli minimumba.

A számításaink azt mutatták, hogy a pellet felhőt elhagyó sugárzás épp egyensúlyban volt a felhőt fűtő háttérelektronok szállította teljesítménnyel, és a

felhő izoterm módon tágult és nem tudott átjutni a fenti sugárzási "gáton". A CCD kamera előtt egy interferenciaszűrő volt egy látható C II vonalra hangolva. A kísérletekben, amikor a felhő átjutott a sugárzási "gáton" és belezuhant a sugárzási "gödörbe", az általa kibocsátott fény kilépett az interferenciaszűrő áteresztési tartományából. A számítások viszont nagyon lassan melegedő szén felhőt mutattak, még a sugárzási maximumon innen. A lokális reabszorpció figyelembe vétele a (26) egyenlet szerint, ami mintegy 20 % reabszorpciót adott, csak javított a kísérletek és a számítások közötti egyezésen, de az eltérést nem oldotta meg. A teljes egyezés eléréséhez valószínűleg a hidrodinamikai modellen is változtatni kellett volna.

# 6. Atomfizikai mérések plazmaközegben

A plazma, mint közeg egyedülálló eszköz lehet atomfizikai mennyiségek (pl. gerjesztési energiák, átmeneti valószínűségek, stb.) meghatározása esetén. Egyrészt a plazma elérhetővé tehet olyan ionizáltsági fokokat és olyan gerjesztettségi állapotokat, amelyeket más közegekben illetve módszerekkel nehez(ebb)en lehet elérni. Másrészt pedig – habár más, a kísérleti célnak megfelelő közeget is lehetne használni – a plazmaközeg használata a legegyszerűbb, legcélravezetőbb. Ebben a fejezetben a plazmaközeg mindkét, imént említett előnyét demonstrálom egy-egy kísérleten.

Először bemutatom kísérleteimet a hétszeresen ionizált wolfram néhány, addig ismeretlen energiaszintjének meghatározására. Ebben az esetben a gerjesztő közeg az MT-1M tokamak volt, amelyben a plazma elektronhőmérséklet (~200 eV) egyedülálló módon tette lehetővé a W<sup>7+</sup> ionok előállítását és a VUV tartományba eső spektrális átmeneteinek megfigyelését.

Ezt követően részletesen ismertetem átmeneti valószínűség méréseimet falstabilizált atmoszférikus ívkisülésben szén, nitrogén, és oxigén látható tartományba eső fontosabb spektrális átmeneteire.

#### A W VIII vákuum ultraibolya spektruma és gerjesztési energiái

A KFKI RMKI MT-1M tokamakjának plazmája (központi elektronhőmérséklet ~200 eV) megfelelő közeg volt nagyobb rendszámú elemek többszörösen ionizált ionjainak előállítására és ezen ionok gerjesztésére. Habár az MT-1M tokamak az 1990-es évek végén leszerelésre került, a wolfram spektroszkópiai jelentősége nem csökkent a mai modern fúziós kísérletek szempontjából sem. A wolfram, elsősorban magas olvadáspontja miatt, mind a mai napig a tokamakokban használt szerkezeti anyagok egyik nagyon fontos komponense. A németországi ASDEX Upgrade tokamak minden, a plazmával érintkező szerkezeti eleme tiszta wolframból van [Neu, 2007], és az ITER kísérletben is a divertor kizárólagos alkotója a wolfram [Pitts, 2013].

Egy deutérium-trícium plazmában, amint amilyen a fúziós kísérletek munkaközege, a wolfram plazmaszennyező elem, és koncentrációját a plazmában monitorozni, illetve kontrollálni kell. A túl magas wolframkoncentráció ugyanis olyan mértékben megnöveli a plazma teljes kisugárzott teljesítményét, hogy a pozitív mérleg a betáplált és a veszteségi teljesítmény között lehetetlenné válik. A wolfram spektrális tulajdonságainak ismerete tehát elsőrendű fontosságú, különösen abban a 100-200 eV-os tartományban, amibe az ITER szél plazmájának elektronhőmérséklete esik majd [ITER, 1999].

Az MT-1M tokamakon a szilárd szennyező elemek plazmába juttatására lézer blow-off berendezést használtunk [Kocsis 1989]. Ennek az volt a lényege, hogy üveg felületre felpároltuk a plazmába juttatandó anyagot, majd az üveglemezt a szennyezővel átellenes oldal felől egy fókuszált lézernyalábbal meglőttük. A lézer energiája a szennyező réteg üveg felőli oldalán elnyelődött, a szennyezőt felfűtötte, és a táguló lézerplazma a maradék szennyezőt az üveg felületéről a plazmába fújta<sup>7</sup>.

A kísérleteim során 700 mJ energiájú, 30 ns impulzushosszúságú Nd-üveg lézert használtam, aminek a fényét 1,5 mm átmérőjű fókuszfoltba fókuszáltam egy 1 µm vastag wolfram réteget hordozó üveglemez wolframmal átellenes oldalára. Ilyen módon 250 m/s sebességű, wolfram atomokból, ionokból és pelletekből álló nyalábot kaptam. Csak a pelletek érték el a plazma központi régióját, az ionok eleve a mágneses téren kívül ragadtak, az atomok pedig már a szél plazmában ionizálódtak és csapdázódtak a mágneses térben. A belövés a vákuumkamra egyik alsó portjáról történt. A belövéssel éppen átellenes, felső portra egy, a nyaláb monitorozására szolgáló leképezést szereltünk fel interferenciaszűrő és fotomultiplier kombinációból álló detektorral. A wolfram ionok megfigyelésére szolgáló monokromátort ugyanebbe a poloidális keresztmetszetbe, az oldalsó portra telepítettük.

A spektroszkópiai mérést egy Seya-Namioka típusú 0,3 m-es, Jobin-Yvon gyártmányú VUV monokromátorral végeztem 250 µm-es belépő réssel és egy VEU-7 típusú microchannel plate detektorral. Egy plazmakisülés alatt egy hullámhosszon tudtam mérést végezni, ezért a teljes, 13-30 nm közötti spektrum felvételéhez 0,5 nm-es lépésekben a spektrumot letapogattam. A spektrális felbontás 0,5 nm volt és a monokromátor látóiránya épen a tokamak ekvatoriális síkja alá volt irányítva.

Három kiválasztott hullámhosszúságnál, éspedig 18,5, 21,5 és 23,5 nm-nél a monokromátor egy megfelelő tengely körüli forgatásával fel tudtam venni a sugárzás radiális eloszlását. Ezeket a méréseket összevetettem az általam korábban, éppen blow-off atomnyalábok mágneses térre merőleges, radiális terjedésére kifejlesztett szimulációm eredményeivel [Veres 1993] amiből megállapíthattam, hogy az 5. ábrán bemutatott mért spektrum valóban a W<sup>7+</sup> ionoktól ered.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Innen származik a blow-off angol elnevezés.



5. ábra: A W VIII vákuum ultraibolya spektruma 0,5 nm felbontással.

A rögzített spektrum felbontása és a kisülésről kisülésre történő mérésből eredő korlátozott reproducibilitás sajnos nem tett lehetővé részletes analízist, de mivel korábban szinte semmi nem volt ismert a W<sup>7+</sup> VUV spektrumáról, az alább ismertetett statisztikus analízis is új, eddig nem ismert eredményeket szolgáltatott.



6. ábra: A króm és a molibdén különböző ionjainak ionizációs és gerjesztési energiái. Az energiákat az atomi alapállapotokhoz képest mértük. A tele fekete kör az ionizációs energiákat, a többi szimbólum gerjesztési energiákat jelöl.

Megvizsgáltam a W<sup>7+</sup> valenciahéjának alapállapoti elektronkonfigurációjával, az  $5s^25p^5$ -tel azonos konfigurációjú, azonos iontöltésű ionok (S<sup>7+</sup>, Cr<sup>7+</sup>, Mo<sup>7+</sup>) gerjesztési szintjeinek energiáit. A valenciahéj főkvantumszáma természetesen növekszik a kéntől a wolframig kettőről ötre, de az ionizációs és a gerjesztési energiák érdekes összefüggést követnek (6. ábra).

Az ábrán az energiákat az atomi alapállapotokhoz képest mérjük, egy abszolút skálán, azaz pl. a Cr 4+ ionizációs energiája ezen a skálán  $E_{ioniz}(Cr^{4+})=E_{ioniz}(Cr^{3+})+E_{ioniz}(Cr^{2+})+E_{ioniz}(Cr^{1+})+E_{ioniz}(Cr^{0+})$ . Ez lehetőséget biztosított a különböző ionok gerjesztési energiáinak egyetlen grafikonon való összehasonlítására.

Ezen az abszolút skálán az ionizációs és gerjesztési energiák lineáris függése szembeötlő és azt az ötletet adja, hogy króm és wolfram, illetve molibdén és wolfram esetében a függés hasonló, azaz az ionizációs energiák által meghatározott egyenesek segítségével a gerjesztési energiák is transzformálhatók a krómról, illetve a molibdénről a wolframra. Az 1. táblázat (bal oldali rész) mutatja a W VIII számított energiaszintjeit a króm megfelelő energiaszintjeiből számítva, míg az 1. táblázat jobb oldali része mutatja ugyanezeket az energiaszinteket, de a molibdén megfelelő szintjeiből számítva.

Konfiguráció	J	Cr VIII (eV)	W VIII (eV)	W VIII (eV)	Mo VIII (eV)	J	Konfiguráció
3s²3p <sup>5 2</sup> ₽°	1 1/2	0	0	0	0	1 1/2	3s²3p⁵ ²₽°
	1/2	1,23	1,91	3,17	2,89	1/2	
3s3p <sup>6 2</sup> S	1/2	30,0	23,4	28,3	29	1/2	3s3p <sup>6</sup> <sup>2</sup> S
3s²3p⁴(³P)4s ⁴P	2 1/2	91,2	69,2	61	59	2 1/2	3s²3p⁴(³P)4s ⁴P
	1 1/2	91,9	69,7	62,4	60,3	1 1/2	
3s²3p⁴(³P)4s ²P	1 1/2	92,9	70,4	65,4	63,2	1 1/2	3s²3p⁴(³P)4s ²P
	1/2	93,7	71,0	67,4	65,1	1/2	
3s²3p⁴(¹D)4s ²D	2 1/2	95,3	72,2	66,5	64,3	2 1/2	3s²3p⁴(1D)4s ²D
	1 1/2	95,4	72,3	68	65,7	1 1/2	
3s²3p⁴(¹S)4s ²S	1/2	99,8	75,6	73,8	71,3	1/2	3s²3p⁴(¹S)4s ²S

1. táblázat: A W VIII számított energiaszintjei a króm (bal oldali táblázat), illetve a molibdén (jobb oldali táblázat) gerjesztési energiáinak felhasználásával.

Megállapítottam, hogy az alapállapothoz közeli energiaszinteket leszámítva, a kétféle ion segítségével származtatott wolfram energiaszintek gerjesztési energiái között az egyezés jobb, mint 10 százalék. Ez igen meglepő eredmény volt.

A gerjesztett szintek között lehetséges megengedett átmeneteket keresve, és ábrázolva az átmenetek hullámhosszának függvényében a talált átmenetek számát (mivel intenzitást nem tudtam átmeneti valószínűségek hiányában az átmenetekhez rendelni), kaptam a 7. ábrán szereplő "szintetikus" spektrumot.



7. ábra: A W VIII szintetikus spektruma. A függőleges tengelyen a lehetséges átmenetek száma szerepel 1 nm-es intervallumokban.

A spektrumvonalaknak két csoportja ábrázolódik, amit összevethetünk az 5. ábra mért spektrumával. Megint megállapítható, hogy az intenzitásoktól eltekintve, a "szintetikus" spektrum figyelemreméltó hasonlóságot mutat a méréssel.

<u>Összefoglalva</u>: Az irodalomban először számoltam be a hétszeresen ionizált wolfram vákuum ultraibolya tartománybeli spektrumáról, melyet termonukleáris plazmaközegben rögzítettem. Egy analógián alapuló statisztikus (korrelációs) módszert használtam a gerjesztési energiák megbecslésére, aminek a segítségével – szintén az irodalomban elsőként – megadtam a W VIII néhány gerjesztett állapotának közelítő gerjesztési energiáit.

#### Kis rendszámú elemek átmeneti valószínűségei

A kis rendszámú elemek, elsősorban az asztrofizikai fontossággal bíró szén, nitrogén és oxigén átmeneti valószínűségeinek kísérleti meghatározása egyrészt közvetlen mérési adatokat szolgáltat a kérdéses mennyiségekre, másrészt az atomszerkezeti számítások ellenőrzésének, minősítésének is teret ad.

Könnyű elemek esetében (Z<40) a legegyszerűbben használhatónak az elektronspin-elektronpálya csatolási eljárás (L-S csatolás, vagy Russell-Saunders csatolás [Bransden, 1983; Resnick 1985]) tekinthető, és várható, hogy az L-S csatolás elvileg megfelelő pontosságú eredményt is szolgáltat pl. az átmeneti valószínűségek számításakor. Az ezen a csatoláson alapuló számítások elvégzésére alakult az Opacitás Projekt (*Opacity Project* = OP [Opacity, 1995]), ami nagyszámú, egészen a vasig terjedő elemtartományra vonatkozó atomfizikai mennyiségeket számolt ki (gerjesztési energiákat, hullámhosszakat, átmeneti

valószínűségeket, opacitásokat, stb.), bár multiplettek esetében csak a multiplettre vonatkozó értékeket határozták meg, az egyes átmenetekre vonatkozóakat nem.

Nagy rendszámú elemek esetében az úgynevezett J-J csatolás a szokásosan használt csatolási eljárás, a két rendszámtartomány között pedig az úgynevezett közbenső csatolás (*Intermediate Coupling* = IC) különböző megvalósításai a legcélravezetőbbek.

A méréseim célja, túl a kísérletileg meghatározott átmeneti valószínűségek adatbázis fejlesztő értékén, annak vizsgálata volt, hogy mennyire pontosak és megbízhatóak az Opacitás Projekt L-S csatolásban kiszámolt értékei, illetve mennyiben adnak jobb eredményeket közbenső csatolással kiszámolt átmeneti valószínűségek.

Ebben a fejezetben semleges nitrogén és szén, illetve egyszeresen ionizált oxigén egyes átmeneteihez tartozó átmeneti valószínűségek mérését ismertetem.

### A módszer

A kísérletek három részből álltak: egyrészt megmértem az egyes multiplettekhez tartozó komponensek (= egyedi spektrumvonalak) intenzitását, másrészt mértem a multiplett teljes intenzitását is egy abszolút skálán, harmadrészt az így megmért abszolút intenzitásokat hozzákötöttem – egy később ismertetett eljárás szerint – egy másik vonal megbízhatóan ismert atomfizikai adatához (= átmeneti valószínűségéhez).

A kísérletek első szakaszában megmértem a multipletten belüli spektrumvonalak intenzitásainak  $\frac{I_L}{I_R}$  arányait. Minden multiplettben önkényesen kiválasztottam egy erős referenciavonalat (*R*), amihez viszonyítva meghatároztam a multiplett vonalai (*L*) átmeneti valószínűségeinek  $\frac{A_L}{A_R}$  arányát a következő formula segítségével [Goldbach, 1992; Zhu, 1989]:

$$\frac{A_L}{A_R} = \frac{I_L \lambda_L g_R}{I_R \lambda_R g_L} \exp\left[\frac{E_L - E_R}{k_B T_e}\right],$$
(34)

ahol *A*-k az átmeneti valószínűségek, *g*-k a statisztikus súlyok, *E*-k a gerjesztett állapotok gerjesztési energiái,  $\lambda$ -k pedig az átmenetek hullámhosszai. *E*,  $\lambda$  és *g* pontosan ismertek voltak a mérésekben szereplő atomi átmenetek esetében [Moore, 1993], a plazma  $T_e$ hőmérsékletét pedig kísérletileg állapítottam meg az alább ismertetett módon.

Mivel ezeknél a relatív méréseknél egy multipletten belüli átmeneteket vizsgáltam, a felső és az alsó állapotok kvantumszámai az n, az l, az L és azS tekintetében azonosak voltak, pusztán a J-ben különböztek, amiből az következett, hogy az

átmenetek energiái nagyon kicsit különböztek csak. Sőt, néhány esetben a felső energiaszintek teljesen azonosak voltak. Az általam vizsgált multiplettek zömében a felső energiaszintek egy multipletten belül tipikusan 0,1 %-on belül azonosak voltak és a 12-14 eV-os tartományba estek. Tekintve, hogy a falstabilizált ívplazma hőmérséklete 1 eV körül volt, ezért a (34) egyenletben az exponenciális tagot jó közelítéssel egynek lehetett volna venni. Habár ez az exponenciális járulék 1% alatti hibát eredményezett volna csak, azt mindig pontosan számoltam az általam meghatározott plazmahőmérséklet figyelembe vételével.

Mivel a multipletteken belül az átmenetek hullámhosszai is nagyon közel estek egymáshoz, a (34) egyenlet szerinti intenzitás arányok gyakorlatilag csak a gA szorzat függvényei. Ebből következik, hogy a multipletten belüli átmeneti valószínűség arányok pontos meghatározásához elegendő volt a spektrumvonalak relatív intenzitásainak pontos megmérése.

Kényelmi okokból az egyes spektrumvonalakra vonatkozó  $g_L A_L$  értékeket a teljes multiplettre vonatkozó  $g_M A_M$  értékek segítségével fejeztem ki a következő, (34)ből közvetlenül származtatható módon:

$$g_L A_L = g_M A_M \frac{I_L \lambda_L}{I_M \lambda_M} \exp\left[\frac{E_L - E_M}{k_B T_e}\right].$$
 (35)

A multiplett  $I_M$  intenzitása  $I_M = \sum I_L$ , valamint az  $E_M$ ,  $\lambda_M$  és  $g_M$  értékeit az alábbi képletek segítségével kaptam meg [Wiese 1966].

$$E_{M}^{fels\delta/als\delta} = \frac{\sum g_{fels\delta/als\delta} E_{fels\delta/als\delta}}{\sum g_{fels\delta/als\delta}}.$$
(36)

$$g_M = (2L+1)(2S+1). \tag{37}$$

$$\lambda_M = hc \left( E_M^{fels\tilde{o}} - E_M^{als\tilde{o}} \right)^{-1}.$$
 (38)

Itt *L* és *S* a multiplett pálya-, illetve a spin kvantumszáma, és a (36) egyenletben az összegzést vagy a felső (= kiinduló), vagy az alsó (= végső) energiaszintekre kellett végrehajtani.

A kísérletek második felében, szintén az (34) egyenletet felhasználva, megmértem minden multiplett referencia vonalának intenzitását egy jól ismert vonal intenzitásához viszonyítva. Ennek a referencia vonalnak az átmeneti valószínűségét élettartammérésekből jól ismertük<sup>8</sup>. Ilyen módon minden multiplett vonalának intenzitását közös intenzitás skálára hoztam. Természetesen ehhez a plazma elektronhőmérsékletét nagy pontossággal ismernem kellett, mivel a

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Természetesen szén, nitrogén és oxigén esetén más-más vonalat használtam. Ezeknek a referencia vonalaknak az adatait a későbbiekben megadom.
különböző multiplettekhez tartozó gerjesztett állapotok felső energiaszintjei jelentősen eltértek egymástól.

#### A mérés

A spektrumokat egy nagy áramú, falstabilizált ívkisülésben tanulmányoztam [Wiese, 1968]. Az ívet hét darab, egymástól szigetelőkkel elválasztott, vízzel hűtött réz korong középső csatornájában hoztam létre. Az üreges wolfram katódot és az üreges réz anódot szintén vízzel hűtöttem. A katód és az anód üregeire azért volt szükség, hogy a plazmát nem csak oldalsó, radiális irányból, hanem hosszanti, axiális irányból is meg lehessen figyelni. A berendezés sematikus rajzát a 8. ábra mutatja.



8. ábra: A mérésekben használt falstabilizált ívkisülés sematikus rajza. A bekeretezett középső szegmens részletes rajza a 9. ábrán látható.

Egy-egy rézkorong 6,3 mm vastag volt és a plazma számára kialakított középső furat 4 mm átmérőjű. Azért választottam rezet a kisülést körülvevő fal anyagának, mert a réz egyrészt jó hővezető, tehát egyszerű egyetlen furaton keresztül vízzel hűteni, másrészt jó elektromos vezető, ami nélkülözhetetlen az ív instabilitásainak a fémben keltett tüköráramok általi stabilizálásához. A kisülés munkaközege az elektródákhoz közel argon, a középső szekcióban, ahol a spektrumokat megfigyeltem, hélium plazma volt, amihez tipikusan 0,5 térfogatszázalék széndioxidot, nitrogént, vagy oxigént kevertem. A 9. ábra szemlélteti azt a középső rézkorongot, amiben a spektrumok megfigyelését végeztem.



9. ábra: Az ívkisülés központi rézkorongjának keresztmetszeti rajza.

A multipletteken belüli egyes vonalak intenzitásait radiális irányból (mint a 7. ábra mutatja) figyeltem meg, de a különböző multiplettekhez tartozó vonalakat a kisülés tengelye mentén, azaz axiális irányból mértem meg. Erre a kétféle elrendezésre azért volt szükség, mert oldalirányú megfigyelés esetén a plazmára radiális irányból láttam rá, a különböző elektronhőmérsékletű rétegekből eredő fotonokat felintegrálva. Egy multipletten belül a gerjesztési energiák nem sokban térnek el egymástól, ezért a plazma hőmérsékletének variációi elhanyagolható hibát okoztak. Ugyanakkor ebben az elrendezésben nem kellett keresztülnézni a hosszú argonplazmán, ami az argon miatt megnövekedett kontinuum-háttér következményeként csökkentett jel-háttér viszonyt eredményezett volna, megnehezítve ezzel a multiplett gyenge vonalai észlelését. Hosszanti megfigyelés esetén központi héliumplazma tengelye mentén közel állandó а elektronhőmérséklettel számolhattam, ami nélkülözhetetlen volt ahhoz, hogy a különböző multiplettekhez tartozó spektrumvonalak intenzitását össze lehessen hasonlítani.

A hélium, magas ionizációs potenciálja miatti jelenléte az ív központi részében kétféle előnnyel is járt: egyrészt a spektrumvonalak keskenyek voltak, ami a multipletten belüli felbontáshoz nélkülözhetetlen volt, másrészt az alacsony kontinuum-háttér javította a vonal-háttér arányt, ami viszont a gyenge vonalak mérésének kedvezett.



10. ábra: Az optikai elrendezés sematikus ábrázolása. T1 és T2 síktükrök, KT1, KT2 és KT3 homorú tükrök.

A 10. ábra mutatja a kísérleti elrendezés vázlatát. A KT1 konkáv tükör a 2m-es Czerny-Turner monokromátor által meghatározott optikai tengely mentén helyezkedett el és 1,3-es nagyítással, f/50-es térszöggel képezte le vagy az ívkisülést vagy az abszolút kalibrált fényforrást a monokromátor belépő résére. Az ív és a kalibrált forrás között a forgatható T1 tükör segítségével lehetett szelektálni, ami egy kis távolságra az optikai tengelytől, éppen alatta helyezkedett el. Az ívkisülésből a monokromátorral ellentétes irányba kilépő fényt a fókusztávolságának kétszeresénél elhelyezett KT2 tükör segítségével tudtam – ha szükség volt rá – visszatükrözni a kisülésbe. Ezzel a módszerrel a kisülés optikai sűrűségét (= a plazma önabszorpcióját) vizsgáltam [Helbig, 1976]. A KT2 tükör előtti mechanikus takaró segítségével választhattam, hogy vagy visszatükrözöm a hátrafelé kilépő fényt, vagy nem. Minden spektrumvonal esetében felvettem a takaró kétféle állásánál a mért intenzitások arányát, és ha konstans arányt mértem, akkor a plazmát – legalább is azon az adott spektrumvonalon – optikailag ritkának tekinthettem. Amennyiben a vonalak középső régiójában önabszorpciót tapasztaltam, a vizsgálandó gázok (nitrogén, oxigén vagy széndioxid) héliumhoz viszonyított beáramlását addig csökkentettem, amíg az optikai átlátszóság feltétele nem teljesült.

A mérések során kétféle rácsot használtam a monokromátorban: egy 600 vonal/mm-es rácsot 1 µm-re blézelve a 800 nm-nél hosszabb hullámhosszúságú fotonok szelektálására, és egy 1800 vonal/mm rácsot a rövidebb hullámhosszakra. Az ívplazmához viszonyított radiális irányú mérésekhez a monokromátor kilépő résére csatlakoztatott foto elektron sokszorozót alkalmaztam, kombinálva az optikai rács léptetőmotorral történő forgatásával. Ebben az esetben 0,036 nm

felbontást értem el a 600 vonal/mm-es ráccsal és 0,012 nm-t az 1800 vonal/mmes ráccsal. Az axiális megfigyelésekhez a monokromátor kilépő rését eltávolítottam és a foto elektron sokszorozót CCD kamerára cseréltem. Ebben az esetben a CCD kamera által lefedett spektrális tartomány 19,5 nm, illetve 6,5 nm volt a kétféle rács esetén.

Az adatok és a léptetőmotor pozíciójának rögzítése teljes mértékben számítógép vezérelt volt.

A spektrumvonalak intenzitásainak meghatározásához a mért vonalakra egy lassan változó kontinuumra szuperponálódó Lorentz és Gauss profil összegét illesztettem. Ezzel a módszerrel gyorsan és pontosan tudtam vonalalakokat illeszteni, elhanyagolható vonal aszimmetriák mellett. Minden vonalprofilt négyszer mértem meg és értékeltem ki. A gyengébb vonalak esetén 3% reprodukálhatóságot, az erősebbeknél 1% reprodukálhatóságot számoltam.

#### Plazmadiagnosztika

általam

felhasznált

A plazma elektronhőmérsékletének mérése azon a feltevésemen alapult, hogy esetemben a plazma lokális termodinamikai egyensúlyban van minden  $n \ge 3$  főkvantumszámú atomi állapot estén. Ezt a feltevésemet, ahogyan azt az 5., "Elektronütközések és fotonok plazmákban" c. fejezetben is ismertettem, egyrészt a küszöbkritérium kiszámításával [Griem, 1964], másrész az irodalomból vett kísérleti megfigyelésekkel támasztottam alá [Shumaker, 1972]. A számított küszöbkritérium szerint  $n_e > 2 \cdot 10^{20}$  m<sup>-3</sup> elektronsűrűség fölött már teljesül az LTE feltevés. Mivel esetemben a mért elektronsűrűség (lásd később) éppen egy nagyságrenddel volt nagyobb ennél az értéknél, az LTE feltevés jogos volt, és az elektronhőmérséklet meghatározásához használhattam a Boltzmann módszert [Wiese, 1968]. Ennél a módszernél a (34) egyenlet átalakításával az alábbi kifejezést kaptam

$$\log\left(\frac{A_L I_R \lambda_R g_L}{A_R I_L \lambda_L g_R}\right) = \frac{E_L - E_R}{k_B T_e}.$$
(39)

gerjesztési

energiáinak

A mért vonalintenzitások atomfizikai állandókkal súlyozott arányainak logaritmusát a gerjesztési energiák különbségének függvényében ábrázolva és a pontokra egyenest illesztve az egyenes meredeksége éppen  $-\frac{1}{k_B T_e}$  (lásd a 11. ábrát) volt. Ehhez a méréshez olyan vonalpárokat választottam ki, amelyek esetében az atomfizikai állandók nagy pontossággal ismertek voltak az irodalomból [Luo, 1989; Hibbert, 1991] és a gerjesztési energiák különbségének tartománya a várt plazmahőmérsékletet jelentősen meghaladta. 1 eV plazmahőmérsékletet várva az

spektrumvonalak

maximális

különbsége a kiválasztott N I vonalak esetén 1,7 eV, míg a kiválasztott N II vonalak esetén 2,7 eV volt.

A méréseket mind radiális, mind axiális megfigyelési irányokból elvégeztem. Radiális irányból, az N I vonalak felhasználásával 10000±1500 K hőmérsékletet mértem, míg axiális irányból megfigyelve a plazmát és az N II vonalakat felhasználva 14400±150 K hőmérsékletet állapítottam meg. Az eredmények azt sugallták, hogy egyrészt az N II vonalak a plazma középvonalához közeli forróbb régiókban keletkeztek, másrészt az axiális mérés alacsonyabb hibája az N II vonalak gerjesztési energiáinak nagyobb energiaintervallumbeli eloszlásának a következménye (2,7 eV 1,7 eV-tal szemben).

Mint korábban írtam, radiális megfigyelési irányban csak adott multipletten belüli vonalintenzitás arányokat mértem, amikor is a gerjesztési energiák nagyon közeli volta miatt (tipikusan 0,1 eV-on belül vannak) a (9) egyenletben a hőmérsékletfüggő tagból eredő bizonytalanság nagyon pici, ezért a radiális irányból mért hőmérséklet nagy relatív hibája nem tükröződik a mért átmeneti valószínűség arányok hibáiban.



11. ábra: A Boltzmann módszer illusztrálása a plazma elektronhőmérsékletének meghatározására. A mért vonalintenzitások atomfizikai állandókkal súlyozott arányainak természetes alapú logaritmusát a gerjesztési energiák különbségének függvényében ábrázolva és a pontokra egyenest illesztve az egyenes meredeksége az elektronhőmérséklet reciprokával arányos.

Különböző multiplettekhez tartozó spektrumvonalak intenzitás arányainak mérésekor a nagypontosságú, axiális megfigyelési elrendezésben mért 14400±150 K plazmahőmérsékletet használtam, egyrészt a nagyobb pontosság miatt, másrészt amiatt, hogy amúgy is axiális irányból figyeltem meg a plazmát.

A lokális termodinamikai egyensúly meglétének igazolásához (mint fentebb írtam) két független módszerrel is megmértem a plazma elektronsűrűségét.

Egyrészt az ívkisülés központi, héliumot tartalmazó részéhez hidrogént adtam és megmértem a Balmer H<sub>β</sub> vonal szélességét, ami az atomok közötti Stark-effektus miatt kiszélesedett [Griem, 1964; Vidal, 1973]. Ezzel a módszerrel  $2-3 \cdot 10^{21}$  m<sup>-3</sup> elektronsűrűséget kaptam.

Másrészt tanulmányoztam a hélium 447,1 nm-nél lévő komplex vonalát [Czernichowski, 1985], ami  $2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$  elektronsűrűségre vezetett. Ezen vizsgálat során felhasználtam mind a tiltott komponens megengedett átmenethez képesti eltolódását, mind a két komponens intenzitásarányát.

Megállapítottam, hogy a kétféle mérés konzisztens eredményre vezetett, és a mért  $n_e = 2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$  elektronsűrűség egy nagyságrenddel meghaladja az LTE fennállásához szükséges küszöbértéket, azaz feltételezésem, hogy az LTE fennáll, helyes volt.

#### Eredmények

Az imént ismertetett kísérleti elrendezésben és módszerekkel a semleges nitrogén (N I) esetében összesen 100 spektrumvonal intenzitását mértem meg [Musielok, 1995]. Ezt követően a  $3s {}^{4}P_{5/2} - 3p {}^{4}D_{7/2}^{o}$  átmenet 868 nm-es vonalának, illetve a  $3s {}^{4}P_{1/2,3/3,5/2} - 3p {}^{4}S_{3/2}^{o}$  átmenet 746,8, 744,2 és 742,4 nm-es vonalainak intenzitását felső szintjük élettartam adatainak (2. táblázat [Catherinot, 1979; Copeland, 1987; Bengtsson 1992]) felhasználásával abszolút intenzitás skálára helyeztem. Ilyen módon a többi spektrumvonal intenzitása is abszolút skálára került, és az átmeneti valószínűségeket származtatni tudtam.

A Függelékben (8. táblázat) felsorolom az összes mérési eredményt az N I spektrumvonalra [Hibbert, 1991], [Burke, 1994], [Weiss unpublished] és [Zhu, 1989] eredményeivel összehasonlítva. A 12. ábra pedig az eredmények statisztikai összehasonlítását mutatja. Az x-tengelyen a kísérleteimből származó átmeneti valószínűségek tízes alapú logaritmusa szerepel, az y-tengelyen pedig a többiek ([Hibbert, 1991; Burke, 1994; Weiss unpublished; Zhu, 1989]) által számolt vagy mért átmeneti valószínűségek tízes alapú logaritmusától való eltérés.

Szint	Forrás	Élettartam (ns)	Átlagos élettartam (ns)	
3 <i>p</i> <sup>4</sup> <i>D</i> <sup>o</sup> <sub>7/2</sub>	[Bengtsson, 1992]	44±2	43,5	
	[Copeland, 1987]	43±3		
$2 m {}^{4}S^{0}$	[Bengtsson, 1992]	26,0±1,5	04 7	
$5p \ S_{3/2}$	[Catherinot, 1979]	23.2±2,3	24,1	

2. táblázat: Élettartammérési adatok a mért N I spektrumvonalak átmeneti valószínűségei abszolút értékeinek meghatározásához.

Megállapítottam, hogy az egyezés [Zhu, 1989] hasonló emissziós kísérleteivel kiváló. Ezen túlmenően, és ez a sokkal fontosabb megállapítás, ([Hibbert, 1991], [Burke, 1994] és [Weiss unpublished] L-S csatolásban számított adataival való jó egyezés alátámasztja az N I esetében az L-S csatolás megfelelő pontosságú alkalmazását. Az adatokból az is megállapítható, hogy a kísérleteim szisztematikusan kisebb értékeket adtak, mint a számítások, és az egyezés a számításokkal 10 százalékon belüli, és jellemzően 8 % körül ingadozik.



12. ábra: Az N I spekrumvonalakhoz tartozó, általam mért átmeneti valószínűségek összehasonlítása különböző más mérésekből illetve számításokból származó értékekkel. Tele rombusz – [Zhu, 1989], üres négyzet – [Burke, 1994], üres háromszög – [Hibbert, 1991] és üres kör – [Weiss, unpublished].

Egy másik mérési sorozatban egyszeresen ionizált oxigén (O II, izoelektronos N Iel) mintegy 80 spektrumvonalának intenzitását mértem meg [Veres 1996a] és az N I-hez hasonlóan a mért relatív átmeneti valószínűségeket abszolút skálára illesztettem élettartammérésből [Coetzer, 1986] származó, a  $3p \, {}^4D_{1/2,3/3,5/2,7/2}$ szintek bomlási idejét meghatározó adatok segítségével. A Függelék (9. táblázat) megadja a méréseim során meghatározott átmeneti valószínűségeket két, atomi szerkezet számítási projekt keretében készült számításokkal [Bell, 1994; Lennon, 1995] összevetve. Megállapítottam, hogy a közbenső csatolást (IC) használó CIV 3 kód (= *Configuration Interaction Code Version 3*) [Hibbert 1975] segítségével kiszámított értékek [Bell, 1994] lényegesen jobb egyezést mutatnak az L-S csatolást alkalmazó Opacitás Projekt értékeinél [Lennon, 1995], különösen a 3p-3d átmenethez tartozó multiplettek esetében. Az eredmény azért nem teljesen meglepő, mert bár az O II, az N I-hez hasonlóan nyitott külső elektronhéjjal rendelkezik, az eggyel nagyobb magtöltés miatt az L-S csatolás alkalmazhatóságának feltételei nem feltétlenül teljesülnek tökéletesen.

Egy harmadik vizsgálat során szén atomok spektrális átmeneteinek vizsgálata során tanulmányoztam az L-S csatolás alkalmazhatóságának határait. Ennek során megmértem a semleges szén (C I) 3s-3p, 3s-4p, 3p-3d, 3p-5s és 3p-4d átmeneteihez tartozó több multiplett vonalainak relatív vonalerősségét [Musielok, 1997]. Összehasonlítva a mért eredményeket L-S csatolással [Allen 1973] és közbenső csatolással [Nussbaumer, 1984; Hibbert, 1993] kiszámított értékekkel megállapítottam, hogy a 3s-3p multiplettek esetében az L-S csatolással számított értékek jó egyezést mutatnak a mérésekkel (3. táblázat).

A többi multiplett esetén a közbenső csatolással (IC) számolt eredmények adnak jobb egyezést, mint ahogy az a 4. táblázatból látszik. Azt is el kell azonban mondani, hogy bár a közbenső csatolással számított értékek szisztematikusan jobb egyezést mutatnak a kísérletekkel, az L-S csatolással számolt értékektől való eltérés a méréseim és a számolt értékek között az OP számítások egyesített hibahatárán belül van.

				Elmélet			
				L-S csatolás		Közbenső csat	tolás
Multiplett	Jı-	λ (nm)	Musielok,	Allen 1973	Weiss	Hibbert,	Nussbaumer,
manipion	$J_{\mathrm{u}}$	X (IIII)	1997		110100	1993	1984
300 30	0.0	4000 40	40.0 + 4.0	40.7	40.7	40.7	40.7
<sup>3</sup> P <sup>0</sup> - <sup>3</sup> D	2-3	1069,12	46,3 ± 1,8	46,7	46,7	46,7	46,7
	1-2	1068,31	25,5 ± 1,2	25,0	25,3	25,3	25,3
	0-1	1068,53	11,8 ± 0,5	11,1	11,2	11,2	11,3
	2-2	1072,95	7,67 ± 0,38	8,33	8,16	8,16	8,00

	1-1	1070,73	8,42 ± 0,46	8,33	8,21	8,21	8,19
	2-1	1075,40	< 0,3	0,56	0,53	0,53	0,52
<sup>3</sup> P°- <sup>3</sup> P	2-1	909,48	40,6 ± 0,9	41,7	42,1	42,1	42,1
	1-1	907,83	7,98 ± 0,23	8,33	7,91	7,83	7,73
	2-1	911,18	15,1 ± 0,4	13,9	14,9	15,0	15,2
	1-0	908,85	11,3 ± 0,3	11,1	11,1	11,1	11,1
	1-2	906,14	14,0 ± 0,35	13,9	13,4	13,4	13,3
	0-1	906,25	10,9 ± 0,3	11,1	10,5	10,5	10,3
<sup>3</sup> P°- <sup>3</sup> S	2-1	965,84	52,4 ± 1,1	55,6	52,6	52,1	51,4
	1-1	962,08	34,8 ± 0,9	33,3	35,1	35,4	35,8
	0-1	960,30	12,8 ± 0,38	11,1	12,3	12,5	12,8

3. táblázat: A 3s - 3p átmenethez tartozó multiplettek vonalainak relatív vonalerősségei. A vonalerősségek összege 100-ra normált.

				Elm	élet
				OP	IC
Felső	J⊦-	λ (nm)	Musielok,	Allen, 1973	Hibbert,
SZIN	Ju		1997		1993
4d <sup>3</sup> P°	3-4	711,32	100	100	100
	1-2	711,15	49,8 ± 2,5	48,7	46,6
	2-3	712,22	4,54 ± 0,59	4,56	8,66
5s <sup>3</sup> P°	3-2	711,70	100	100	100
	2-1	711,97	67,8 ± 3,4	57,2	53,8
	2-2	710,01	26,2 ± 1,3	27,2	17,8
	1-1	710,89	23,0 ± 1,8	20,6	17,8
4d <sup>3</sup> D°	3-3	708,78	100	100	100
	2-2	707,65	33,9 ± 2,7	30,9	56,0
	1-1	707,49	20,9 ± 2,5	21,2	36,2
	3-2	709,32	61,2 ± 4,9	56,0	12,5
	2-1	708,55	9,42 ± 1,20	11,7	12,1

4. táblázat: A  $3p^{3}D$  alsó szinthez tartozó néhány felső állapotból ( $4d^{3}F^{o}, 4d^{3}D^{o}, 5s^{3}P^{o}$ ) kiinduló átmenet vonalerőssége, a multiplettek legerősebb vonalainak erősségét 100-nak véve.

<u>Összefoglalva</u>: Semleges szén és nitrogén, valamint egyszeresen ionizált oxigén több mint 200 spektrumvonalához tartozó átmenet átmeneti valószínűséget illetve vonalerősséget mértem meg falstabilizált ívkisülésben. Megállapítottam, hogy az N I átmenetek és a C I 3s - 3p átmeneteihez tartozó átmeneti valószínűségek jó egyezést mutatnak az L-S csatolás alkalmazásával az Opacitás Projekt keretében kiszámított értékekkel, míg a többi átmenet esetében a mért értékek inkább a közbenső csatolással kiszámított átmeneti valószínűségekhez illetve vonalerősségekhez állnak közelebb, bár az eltérés több esetben az Opacitás Projekt által megadott numerikus bizonytalanságon belül van.

# 7. Lézer felharmonikusok keltése szilárd test-levegő határfelületen és lézerplazmán

A koherens, látható-tartományú fénysugárzás, a lézer felfedezése forradalmasította a fizikai kutatásokat. Az új sugárzási források felhasználásával a jelátvitel vagy az anyagvizsgálat/anyagmegmunkálás (csak két példát kiragadva) addig soha nem látott fejlődést éltek meg. Az egyre rövidebb hullámhosszak elérése egyre apróbb mintázatok leképezését illetve felismerését is lehetővé tette. VUV – lágy-röntgen tartományú fénnyel például már a sejtek belső szerkezete is tanulmányozható lenne az elektronmikroszkópok által okozott roncsolások káros mellékhatása nélkül (vagy kevesebb roncsolással).

Az asztali, femtoszekundumos lézerek megjelenése új impulzust adott az ez irányú kutatásoknak. Ezek a lézerek igen nagy intenzitásokra, akár 10<sup>15</sup>-10<sup>20</sup> W/m<sup>2</sup>-re is lefókuszálhatóak. Ilyen nagy intenzitásoknál az anyaggal való kölcsönhatás már nemlineáris, és a keltett fény spektrumában megjelennek a keltő lézerfény (rövidebb hullámhosszú) felharmonikusai.

Ráadásul a felharmonikusok nem csak önmagukban forrásai rövid hullámhosszúságú sugárzásnak, hanem mivel a felharmonikusok koherens módon keletkeznek, ezért szuperpozíciójuk a keltő lézerfény impulzushosszánál rövidebb impulzusokat is eredményezhet. Ha az eredő impulzushossz az attoszekundumos tartományba esik, lehetőség nyílik igen rövid idejű folyamatok, pl. az atomi kötések kialakulásának vagy felbomlásának vizsgálatára is.

Kutatásaim során vizsgáltam Ti:Sa lézer harmadik harmonikusának keltési hatásfokát szilárd testek és levegő határfelületén, valamint KrF lézer által keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságait és a keltő lézer Doppler-eltolódását szilárd test lézerplazmán.

## Ti:Sa lézer harmadik harmonikusának keltése szilárd testek és levegő határfelületén

Az ultrarövid ( $\tau < 100 fs$ ) rövid hullámhosszúságú ( $\lambda < 300 nm$ ) koherens sugárzás előállításának viszonylag olcsó és egyszerű módja a harmadrendű nemlineáris effektusok kihasználása, különös tekintettel a harmadik harmonikus keltésre, mivel minden anyagnak véges a harmadrendű szuszceptibilitása.

Chen és munkatársai [Chen, 1995] tanulmányozták az abszorpció hatását különböző kristályokban keltett második harmonikusokra. Azt találták, hogy az elméleti kifejezések a másodrendű szuszceptibilitás és az abszorpciós együttható értékeire hasonló nevezővel írhatóak fel és a hullámhosszal történő skálázásuk is

dc\_1259\_16

hasonló (mindkettő egyszerre növekszik vagy csökken a hullámhosszal). Habár elméletileg nincs bizonyítva, hogy a harmadrendű szuszceptibilitás hasonlóképpen viselkedne, mint a másodrendű, mindenképpen érdekesnek találtam a kérdésfelvetés kísérleti vizsgálatát.

Tekintsünk egy z-irányba haladó, a céltárgyra erősen fókuszált lézernyalábot. Ekkor fókuszált Gauss-nyalábot feltételezve az alapharmonikus teljesítményének függvényében a harmadik felharmonikus intenzitására a következő kifejezést kapjuk [Boyd, 1992]:

$$P_{3\omega} = k_{3\omega} k_{\omega}^{3} \left( \frac{4\pi}{n_{3\omega} n_{\omega}^{2} c} \right)^{2} P_{\omega}^{3} |J|^{2} , \qquad (40)$$

ahol

$$J = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\chi(z)e^{ib\Delta kz}e^{-\alpha\Delta z}}{\left(1+2iz\right)^2} \mathrm{d}z \,. \tag{41}$$

Itt  $k_{\omega}, k_{3\omega}, n_{\omega}, n_{3\omega}$  a megfelelő hullámszámok és törésmutatók,  $\chi(z)$  a harmadrendű szuszceptibilitás,  $\Delta k = k_{3\omega} - 3k_{\omega}$  a fázisugrás, a *z* koordinátát pedig a *b* konfokális paraméter egységekben mértem úgy, hogy  $\Delta z = z_{max} - z_{min}$  a lézertől a detektorig terjedő teljes távolság (mint később látjuk, ez gyakorlatilag a síklapokkal határolt minta optikai tengely menti vastagsága) volt, valamint  $\alpha$  az abszorpciós hossz.

Az  $e^{ib\Delta kz}$  fázisfaktor miatt normális diszperzióval rendelkező közegek esetében, azaz amikor  $\Delta k \ge 0$ , nincs megjelenő harmadik harmonikus. Ha eltekintünk az anomális diszperzióval rendelkező közegektől, akkor harmadik felharmonikus megjelenéséhez vagy a törésmutató, vagy a harmadrendű szuszceptibilitás térbeli változására (esetleg mindkettőre) van szükség. Természetes feltevés, hogy különböző anyagok határfelületein mind a törésmutató, mind a szuszceptibilitás jelentős térbeli változáson (ugráson) mehet át.

A kísérletek során módus-szinkronizált Titán-zafír (48 fs, 800 nm, 300 mW) lézer fényét abszorbeáló üvegfelületek felületére fokuszáltam a roncsolási küszöb alatt a 13. ábrán bemutatott kísérleti elrendezésben.



13. ábra: Módus-csatolt Titán-zafír lézer harmadik felharmonikusának keltési hatásfokát vizsgáló kísérleti elrendezés.

A fókuszálást 0,65 numerikus apertúrájú mikroszkóp objektívvel végeztem úgy, hogy a fókuszfolt az abszorbeáló üvegek kilépő oldali üveg-levegő határfelületére esett. A keltett 267 nm hullámhosszúságú harmadik felharmonikusokat látható tartományban érzéketlen Hamamatsu R6836 fotoelektron-sokszorozó és egy oszcilloszkóp segítségével detektáltam. A kedvezőbb jel-zaj viszony elérése érdekében a kvázifolytonos Ti:Sa lézer fényét 100 Hz-cel megszaggattam egy mechanikus, forgó blendével. Fontos ismét kihangsúlyozni, hogy a fókuszált intenzitás nem érte el sem a plazmakeltési, sem a roncsolási küszöböt.



14. ábra: A keltett harmadik harmonikus relatív intenzitásának függése a céltárgy fókuszfolthoz viszonyított távolsága függvényében.

A mérések első lépéseként, a céltárgyat 1 µm-es lépésekben végigmozgattam a lézer fókuszsíkján keresztül. Harmadik harmonikust két esetben tapasztaltam: egyrészt amikor a fókusz a céltárgy (lézer felől tekintett) belépő felületére, és másrészt, amikor a fókusz a céltárgy kilépő felületére esett. A belépő felületen keletkező felharmonikusokat sokkal gyengébbnek mértem, de ez csak a miatt volt, mert az így keletkezett 267 nm hullámhosszúságú fotonoknak át kellett haladniuk a céltárgyon, ahol jelentősen abszorbeálódtak. A 14. ábra mutat egy tipikus mérést 150 µm vastag S-LAH64 üveg esetére.

A beeső lézernyaláb céltárgyon történő törése miatt a két maximum közötti távolság kisebb, mint a céltárgy vastagsága. A 14. ábrán bemutatott S-LAH64 üvegre vonatkozó méréseken túl ezt a mérést olvasztott szilika (kvarc), zafír, BK7 és SF59 üvegekre is elvégeztem. Az eredményeket az 5. táblázat mutatja be.

Céltárgy	Szuszceptibilitás χ <sup>(3)</sup> x10 <sup>-14</sup> (esu)	Harmonikus intenzitás (relatív egys.)	Fázisugrás ∆k (cm⁻¹)	Abszorpciós hossz (µm)	$ J^* ^2 \times 10^{-5}$ (relatív egys.)
Kvarc	2	8	11 000	50 000	480
Zafír	3	11,6	17 000	2 770	340
BK7	1,99	14,4	13 500	417	230
S-LAH64	11,4	116	31 000	11,9	83
SF59	77,6	220	167 000	2,79	3,4

5. táblázat: Különböző üveg céltárgyakon keltett harmadik harmonikus relatív intenzitásának függése a céltárgy anyagi állandóitól. A harmadrendű szuszceptibilás értékeit kvarcra, zafírra és BK7-re [Milam, 1976; Boyd, 1992]-ből vettük, S-LAH64-re és SF59-re pedig a mért harmadik harmonikus intenzitásból számítottuk.

A (41) egyenletben szereplő integrál kiértékeléséhez szükségünk volt az  $\alpha$  abszorpciós hossz értékére. Amorf kvarc, zafír és BK7 üvegek esetében ez az adat rendelkezésre állt az irodalomból [Gray, 1982], S-LAH64 és SF59 anyagokra pedig én mértem meg. Ennél a mérésnél egy Nd:YAG lézer negyedik felharmonikusának 266 nm-es nyalábját engedtem át egyik esetben a céltárgyak közbeiktatásával, másik esetben a céltárgyak közbeiktatása nélkül a fotoelektron sokszorozóra. A 13. ábrán szereplő kísérleti összeállításban mértem a nyaláb gyengülését, amiből az abszorpciós hosszt egyszerűen kiszámíthattam.

Mivel a levegő harmadrendű szuszceptibilitása (1,2x10<sup>-17</sup> esu) három nagyságrenddel kisebb bármelyik üveg céltárgy szuszceptibilitásánál, ezért a (41) egyenletben az integrálás határait az abszorbeáló közegre, azaz a mintára lehetett korlátozni. Jelöljük a szűkebb tartományra vett integrált  $J^*$ -gal! A (40) egyenletből látszik, hogy a harmadik harmonikus intenzitása egy, a céltárgy anyagi minőségétől gyengén függő konstanstól és a harmadrendű szuszceptibilitás négyzetétől, azaz  $|J^*|^2$ -től függ. A 4. táblázat számait megvizsgálva látjuk, hogy a fázisugrás növekedésével a szuszceptibilitás értéke gyorsan esik. Az is látszik, hogy az erősebben abszorbeáló (= rövidebb abszorpciós hosszal rendelkező) anyagokban intenzívebb a harmadik harmonikus keltés. Az eredményeket a 15. ábrán összegezem.



15. ábra: A harmadrendű szuszceptibilitások (rombusz) és harmadik harmonikus intenzitások (háromszög) függése az abszorpciós hossztól. A kis grafikon  $\left|J^*\right|^2$  függését mutatja a  $\Delta k$  fázisugrástól.

<u>Összegezve:</u> Megállapítottam, hogy a Ti:Sa lézer harmadik felharmonikusa frekvenciáján (267 nm) abszorbeáló közegek esetében az üveg-levegő határfelületen keltett harmadik harmonikus intenzitása fordítottan arányos az abszorpciós hosszal, és hogy a harmadrendű szuszceptibilitás egyértelmű függést mutat az abszorpciós hossztól, azaz az abszorpciós hossz megmérésével lehetőség nyílik a szuszceptibilitás származtatására.

### KrF lézer szilárd test lézerplazmán keltett felharmonikusainak polarizációs tulajdonságai és Doppler-eltolódása

Egy ultrarövid, azaz egy pikoszekumdumnál rövidebb, fókuszált lézerimpulzussal szilárd céltárgy felületén létrehozott plazma különleges tulajdonságokkal rendelkezik: vastagsága mindössze a lézerfény hullámhosszának töredéke, és ezen a nagyon rövid távolságon belül esik a plazma sűrűsége a szilárd test sűrűségéről nullára (a vákuumban), csakúgy, mint a hőmérséklete több tíz, vagy több száz elektronvoltról szintén nullára. Már a lézerimpulzus felfutó éle kialakítja ezt a sajátos lézerplazmát, majd az impulzus további része részben elnyelődik, részben visszaverődik a plazma kritikus sűrűségű felületéről. A folyamat olyan gyors, hogy az ultrarövid impulzus időtartama alatt a keltett lézerplazma hidrodinamikai tágulása elhanyagolható.

Az ilyen, nagyon meredek sűrűséggradiensű lézerplazmán keltett felharmonikusok tulajdonságai nagymértékben függenek az lézer abszorpciós mechanizmusaitól. Nem túl nagy intenzitásokon, azaz 10<sup>14</sup> Wcm<sup>-2</sup> alatt az abszorpció túlnyomó részt ütközéses, és a kölcsönhatás mechanizmusa meglehetősen jól ismert

[Fedosejevs, 1990]. Magasabb intenzitásokon azonban az ütközésmentes folyamatok szerepe, mint amilyen a rezonancia abszorpció [Ginzburg, 1961], még nem teljesen feltárt [Godwin, 1994].

Kísérleteim segítettek tisztázni a nagyintenzitású. ultrarövid lézerfény és szilárdtest lézerplazma kölcsönhatási mechanizmusainak részleteit. A mérések során vizsgáltam egyrészt a keltett felharmonikusok tulajdonságait – a polarizáltságukat, irányultságukat, keltési hatásfokukat), másrészt a keltett és táguló lézerplazmán szóródó alapharmonikus (= a meghajtó lézernyaláb) Doppler eltolódását.

A keltett felharmonikusok polarizáltsága tekintetében az elméletek egy része *P*-polarizált<sup>9</sup> páros felharmonikust jósol, valamint a keltő lézerfény polarizáltságát követő páratlant [Lichters, 1996]. Más elméletek szerint *P*-polarizált lézerfény nagyobb hatásfokkal kelt felharmonikust, mint *S*-polarizált [Linde, 1992]. A megállapítások azonban helyenként ellentmondóak, nem utolsó sorban a miatt, mert a kísérleti körülmények nem teljesen standardizáltak. Az jól látszik, hogy a keltő lézer impulzushossza szerint két csoport viszonylag jól elkülönül: a 100 fs-nál rövidebb impulzusú lézert, és az 500 fs-nál hosszabb (de 1 ps-nál rövidebb) impulzusokat használók két csoportja.

Míg az első csoport szerint a harmonikusok *P*-polarizált impulzusokkal nagyobb hatásfokkal kelthetők és a keltő lézer polarizációjától függetlenül P-polarizáltak, valamint mindig a tükörszerű reflexiónak megfelelő irányban haladnak [Gizzi, 1996]; addig a második csoportban mind az *S*-, mind a *P*-polarizált keltő lézer közel egyforma hatásfokkal harmonikust kelt, a harmonikusok követik a keltő fény polarizáltságát, és 10<sup>16</sup> Wcm<sup>-2</sup> intenzitás felett a tükörszerű reflexió irányát diffúz szórás váltja fel.

Az itt ismertetett kísérletek ez utóbbi, második csoportba estek, 700 fs-os impulzushosszal. Mivel az általam elérhető intenzitások nem haladták meg az  $5\cdot10^{15}$  Wcm<sup>-2</sup>-t, a harmonikusok reflexiója mindig tükörszerű volt [Földes, 1996].

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> A céltárgy normálisához és a beesés egyeneséhez viszonyítva, a megszokott módon definiálva.

#### A kísérletek



16. ábra: Excimer-festék hibrid lézerrendszer sematikus felépítése.

A harmonikusok keltésére használt lézerimpulzusokat egy excimer-festék hibrid lézer állította elő [Szatmári, 1994]. A lézer vázlatos felépítését a 16. ábra szemlélteti. Ebben az elrendezésben egy excimer lézer pumpált egy festéklézert, amiben az ultrarövid impulzusok előálltak, majd az így előállított impulzusokat frekvenciakétszerezés után egy másik excimer erősítőben kétszeri áthaladás során felerősítettem. A KrF erősítőtől származó erősített spontán emisszió (*amplified spontaneous emission* = ASE) intenzitását 10<sup>7</sup> Wcm<sup>-2</sup> alatt tartottam. Ez azért volt fontos, hogy ne alakulhasson ki úgynevezett előplazma a céltárgyon a főimpulzust nanoszekundumokkal megelőző ASE hatására. A lézernyaláb 96 %-nál jobb lineáris polarizáltsággal bírt, amit a festéklézer-rendszer által előállított magimpulzusba helyezett forgatóval 90°-kal el tudtam forgatni.

A végleges lézerimpulzusokat (248,5 nm, 700 fs, 15 mJ) f/10 refraktív optikával  $5 \cdot 10^{15}$  Wcm<sup>-2</sup> intenzitással fókuszáltam a céltárgyra (17. ábra).



17. ábra: A harmonikuskeltés folyamatait vizsgáló kísérleti elrendezés. A foszfor ernyőn megjelenő spektrumokat CCD kamerával rögzítettem.

Mivel az általam használt, eleve az UV tartományba eső lézerimpulzusok felharmonikusai a VUV tartományba estek, a keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságainak vizsgálata nem volt egyszerű. A szükséges, három aranytükörből álló polarizáció-analizátort (18. ábra) magam terveztem és építettem [Hunter, 1978] alapján.



18. ábra: A háromtükrös VUV polarizáció-analizátor elvi felépítése.

Az analizátor működése azon a tényen alapul, hogy a síkfelületek nagyobb hatásfokkal verik vissza az S-polarizált, mint a *P*-polarizált fényt. A három tükrön való reflexió következtében ez a polarizációszelekció felerősödik, és eredményül az alábbi faktorokat kaptam (a 20 mm átmérőjű aranytükröket  $\alpha$ =76°-os beesési szög mellett használtam): 39,6 2ω-nál és 18,5 3ω-nál. A tükörrendszer fényáteresztő hatásfoka 19,8% volt 2ω-nál és 16,4 % 3ω-nál. Az analizátorból kilépő harmonikusokat egy holografikus toroidális VUV ráccsal képeztem le egy foszfor ernyővel ellátott MCP kamerára. Meg kell jegyezni, hogy a VUV rács (Jobin-Yvon, 600 vonal/mm) [Jobin-Yvon, 1980] szintén rendelkezik

polarizációszelekcióval, mégpedig a P-polarizált fényt négyszer jobban reflektálja, mint az S-polarizáltat. Ennek következtében a teljes rendszerem szelektivitása megközelítőleg 10:1 volt 2ω-nál és 4:1 3ω-nál. A foszfor ernyőn megjelenő jeleket CCD kamerával rögzítettem és számítógéppel dolgoztam fel.

Az alapharmonikus Doppler-eltolódásának mérésére szolgáló elrendezésem a 17. ábrán mutatott elrendezés kissé módosított változata volt (19. ábra).



19. ábra: Az alapharmonikus Doppler-eltolódásának vizsgálatára szolgáló elrendezés.

#### Eredmények

Kísérleteim során vizsgáltam mind a harmonikuskeltés hatásfokát, mind a keltett harmonikusok polarizáltsági fokát különböző céltárgyakon: aranyon, alumíniumon, szénen és polisztirolon. A keltési hatásfokkal kapcsolatban megállapítottam, hogy P-polarizált keltő lézerfény esetén a második harmonikusok intenzitása mintegy négyszerese volt az S-polarizált esetnél, harmadik hamonikusoknál nem tapasztaltam különbséget és arany céltárgynál csak második harmonikust detektáltam<sup>10</sup>. Ezek az eredmények megfeleltek a várakozásoknak és összhangban voltak korábbi mérésekkel [Ishizawa, 1999].

A polarizáltság P fokát az alábbi összefüggés segítségével definiáltam

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> A fókuszált intenzitás nem haladta meg a harmadik harmonikus keltéséhez szükséges küszöbértéket.

$$P = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s},\tag{42}$$

ahol  $I_p$  és  $I_s$  a *P*-, illetve *S*-polarizált lézerrel mért intenzitások. Látható, hogy a polarizáltság értéke +1 tisztán *P*-polarizált, és -1 tisztán *S*-polarizált harmonikusra. Az alábbi táblázat összegzi mérési eredményeinket különböző lézer lézerpolarizáltságok és céltárgyak esetére.

Harmonikus	Céltárgy	Lézer polarizáció	Polarizáltság (P)
2ω	Au	Р	+0,54
2ω	Au	S	-0,83
2ω	AI	Р	+0,80
2ω	AI	S	-0,86
2ω	С	Ρ	+0,86
2ω	С	S	-0,86
2ω	СН	Р	+0,78
2ω	СН	S	-0,74
3ω	Au	Р	nem mérhető
3ω	Au	S	nem mérhető
3ω	AI	Р	+1.0
3ω	AI	S	-1,0
3ω	С	Р	+1,0
3ω	С	S	-0,98

6. táblázat: A harmonikusok mért polarizáltsága S-, illetve P-polarizált keltő lézerfény és különböző céltárgyak (CH = polisztirol) esetén.

A mérések statisztikus szórása mintegy 10 % volt, ami a keltő lézer energiája ingadozásának tulajdonítható. Jól látható, hogy a harmadik harmonikus pontosan követi a keltő lézer polarizáltságát, míg a második harmonikus szintén követi, de az ellentétes polarizációból is bekeveredik egy kisebb komponens.

Az eredmények értelmezéséhez felírtam a Maxwell-egyenleteket, valamint az elektronokra vonatkozó mozgásegyenletet és kontinuitási egyenletet egy csatolt egyenletrendszerként. Változóim az elektromos és mágneses tér (E, B), az

elektronsűrűség  $(n_e)$ , és az elektronok áramlásának sebességterére (v) [Liu, 1994] voltak

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon_0} e(n_e - n_i), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$
(43)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \tag{44}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + v\mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -u^2 \frac{1}{n_e} \nabla n_e - \frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$
(45)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla (n_e \mathbf{v}) = 0 , \qquad (46)$$

Itt v az elektron-más részecske ütközési frekvencia,  $u^2$  pedig az elektrongáz nyomása ( $u^2 = \gamma k_B T_e / m_e$ ,  $\gamma = 3$ ), vagy más szóval az elektronok átlagos termikus sebességének a négyzete.

Feltételeztem, hogy

- 1)  $|\mathbf{v}| \ll c$ , ezért a (45) mozgásegyenletben a mágneses tagot, valamint a (44) Maxwell-egyenletben az eltolási áramot elhanyagoltam;
- 2)  $u^2 \ll c^2$ , ezért minden  $\frac{u^2}{c^2}$ -t tartalmazó tagot is elhanyagoltam;
- 3) az ionok statikus hátteret képeznek, tehát a (43) egyenletben  $n_i$ -nek nem volt időfüggése.

Bevezettem a  $\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}$  áramsűrűség vektort és a változók időfüggését kifejeztem Fourier-soraikkal.

$$\mathbf{E} = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{E}_k \exp(-ik\omega t), \quad \mathbf{v} = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{v}_k \exp(-ik\omega t),$$
(47)

$$n_e = \sum_{k=1}^{\infty} n_{ek} \exp(-ik\omega t), \quad \mathbf{j} = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{j}_k \exp(-ik\omega t), \quad (48)$$

Behelyettesítve ezeket a Fourier-komponensekkel kifejtett változókat a (43)-(46) egyenletrendszerbe, a 2ω komponenshez tartozó áram járulékra kaptam, hogy

$$\mathbf{j}_{2} = \varepsilon_{0} \frac{i}{2\omega + i\nu} \left[ \omega_{p}^{2} \mathbf{E}_{2} - \frac{e}{m_{e}} \frac{\omega_{p}^{2}}{(\omega + i\nu)^{2}} \mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1} \right] - \varepsilon_{0} \frac{e}{m_{e}} \frac{i}{\omega + i\nu} \nabla (\mathbf{E}_{1} \cdot \mathbf{E}_{1}),$$
<sup>(49)</sup>

ahol az  $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}$  az elektron-plazmafrekvencia négyzete. Ennek segítségével felírhattam a szintén a 2 $\omega$  komponenshez tartozó  $\mathbf{E}_2$  elektromos térre vonatkozó hullámegyenletet.

$$\Delta \mathbf{E}_{2} + \frac{4\omega^{2}}{c^{2}} \left( 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{2\omega(2\omega + i\nu)} \right) \mathbf{E}_{2} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_{2}) = -2\mu_{0}i\omega \mathbf{j}_{2}^{*},$$
(50)

ahol a második harmonikusok forrásaként megjelenő  $\mathbf{j}_2^*$  áramot a következőképp definiáltam.

$$\mathbf{j}_{2}^{*} = \mathbf{j}_{2} - \varepsilon_{0} \frac{i}{2\omega + i\nu} \omega_{p}^{2} \mathbf{E}_{2} =$$

$$= -\frac{e\varepsilon_{0}}{m_{e}} \frac{i}{2\omega + i\nu} \frac{\omega_{p}^{2}}{(\omega + i\nu)^{2}} \mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1} - \varepsilon_{0} \frac{e}{m_{e}} \frac{i}{\omega + i\nu} \nabla (\mathbf{E}_{1} \cdot \mathbf{E}_{1})$$
(51)

Ebben a kifejezésben az első tag a rezonancia abszorpciót írja le, míg a második a ponderomotoros erő következménye. S-polarizált beeső lézer esetén  $E_1$  a céltárgy síkjába esik, tehát mivel szimmetria okokból gradiensek csak a céltárgy felületére merőleges irányban jelenhetnek meg, a rezonancia abszorpció járuléka nulla. A ponderomotoros erőt tartalmazó tag pedig, ugyanezen okok miatt, mind *S*-, mind *P*-polarizált lézerre P-polarizált harmonikust ad. Ez ugyan ellentmondásban van a kísérleti eredményeinkkel, de a többi elmélettel összhangban van [Linde, 1994; Lichters, 1996].

Ha a  $\mathbf{j}_2^*$  fenti kifejezésének segítségével kiszámítjuk az S-, illetve *P*-polarizált lézerrel keltett harmonikusok relatív intenzitását, azt kapjuk, hogy a kísérleteinkben mért négyszer nagyobb P-polarizált keltéssel jó összhangban lévő ötszörös preferenciát kapunk.

A 3 $\omega$  harmadik harmonikushoz tartozó  $\mathbf{j}_3$  áramjárulékot és az  $\mathbf{E}_3$  elektromos tér vektorra vonatkozó hullámegyenletet a fentiekkel analóg módon származtattam.

$$\mathbf{j}_{3} = \varepsilon_{0} \frac{i}{3\omega + i\nu} \omega_{p}^{2} \left\{ \mathbf{E}_{3} + \frac{e^{2}}{m_{e}^{2}} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^{3}} \left\{ \mathbf{E}_{1} \cdot \nabla [\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}] + [\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}] \cdot \nabla \mathbf{E}_{1} \right\} \right\} +$$

$$+ \varepsilon_{0} \frac{e^{2}}{m_{e}^{2}} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{i}{(\omega + i\nu)^{2}} \nabla \cdot \mathbf{E}_{1} (\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}) - \varepsilon_{0} \frac{e}{m_{e}} \frac{i}{\omega + i\nu} (\nabla \cdot \mathbf{E}_{2}) \mathbf{E}_{1},$$

$$\Delta \mathbf{E}_{3} + \frac{9\omega^{2}}{c^{2}} \left( 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{3\omega(3\omega + i\nu)} \right) \mathbf{E}_{3} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_{3}) = -3\mu_{0} i\omega \mathbf{j}_{3}^{*}.$$
(52)
$$(52)$$

Itt, szintén a 2ω esethez hasonlóan, újradefiniáltam az áramot.

$$\mathbf{j}_{3}^{*} = \mathbf{j}_{3} - \varepsilon_{0} \frac{i}{3\omega + i\nu} \omega_{p}^{2} \mathbf{E}_{3} =$$

$$= \varepsilon_{0} \omega_{p}^{2} \frac{e^{2}}{m_{e}^{2}} \frac{i}{3\omega + i\nu} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^{3}} \{ \mathbf{E}_{1} \cdot \nabla [\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}] + [\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}] \cdot \nabla \mathbf{E}_{1} \} +$$

$$+ \varepsilon_{0} \frac{e^{2}}{m_{e}^{2}} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{i}{(\omega + i\nu)^{2}} \nabla \cdot \mathbf{E}_{1} (\mathbf{E}_{1} \cdot \nabla \mathbf{E}_{1}) - \varepsilon_{0} \frac{e}{m_{e}} \frac{i}{\omega + i\nu} (\nabla \cdot \mathbf{E}_{2}) \mathbf{E}_{1}$$
(54)

Ebben a kifejezésben az  $\frac{e^2}{m_e^2}$ -t tartalmazó tagok járuléka sokkal kisebb az  $\frac{e}{m_e}$ -t tartalmazó utolsó tag járulékánál, ami viszont nyilvánvaló módon, kísérleteinkkel teljes összhangban, tisztán a beeső lézer polarizációját követő harmadik harmonikust ad meg.

Egy másik kísérletsorozatban, a 16. ábrán bemutatott elrendezés segítségével vizsgáltam alumínium, polisztirol és arany céltárgyakon a KrF lézer fényének Doppler-eltolódása mértékét a fókuszált intenzitás függvényében (5x10<sup>14</sup> Wcm<sup>-2</sup>-től 5x10<sup>14</sup> Wcm<sup>-2</sup>-ig).

Az irodalom alapján [Kalashnikov, 1994; Sauerbrey, 1996; Andreev, 2002] az atomsúlytól függő Doppler-eltolódást vártam, azaz a legnehezebb céltárgy, az arany esetén a legkisebbet. A mérések azonban az atomsúlytól (a polisztirol lényegében szén) független értékeket mutattak. A 20. ábra összegzi a méréseim eredményét a három céltárgy esetére.





20. ábra: A KrF lézer alapharmonikusának Doppler-eltolódása polisztirol, alumínium és arany céltárgyon a fókuszált lézerintnezitás függvényében.

Ahogy korábban említettem, mintegy 10<sup>14</sup> Wcm<sup>-2</sup> fókuszált intenzitás alatt a lézerfény abszorpciója zömmel ütközéses, magasabb intenzitásokon azonban az ütközésmentes folyamatok szerepe, mint amilyen a rezonancia abszorpció, egyre fontosabb.

Az általam elért intenzitások pont olyan tartományba estek, hogy mind az ütközéses, mind az ütközésmentes folyamatok szerepet játszottak a lézerfény abszorpciójában, azaz a keletkező lézerplazma tágulási dinamikájában, ami pedig végső soron megnyilvánult a keltő lézer Doppler-eltolódásában.

Az eredmények diszkusszióját azzal kezdem, hogy kimondom, az általam vizsgált lézerplazma lokális termodinamikai egyensúlyban (LTE) volt. Ezt azért jelenthettem ki, mert

- 1) A pikoszekundumnál rövidebb keltő lézerimpulzus alatt a lézerplazma tágulása és hűlése elhanyagolható volt;
- A mért Doppler-eltolódásokból kiszámítva a lézerplazma hőmérséklete 100 eV nagyságrendű volt;
- Ilyen hőmérsékleten bármely céltárgy minden részecskéje legalább egyszer ionizált;
- 4) A részecskesűrűség megközelítőleg a szilárdtest sűrűsége, azaz 10<sup>29</sup> m<sup>-3</sup>;

Az (1)–(4) argumentumokból következően az elektronsűrűség legalább 10<sup>29</sup> m<sup>-3</sup>, ami lényegesen meghaladta az LTE fennállásához szükséges (19) egyenlet szerinti küszöbértéket.

Továbbá az egyszerűség kedvéért feltettem, hogy az elektron- és az ionhőmérsékletek egyenlők voltak. Ez ugyebár nem volt igaz, mivel a lézerfény az

dc\_1259\_16

elektronokat fűtötte, a mérés pedig a teljes táguló plazmán történő Dopplereltolódást adta<sup>11</sup>, de ez a feltevés nem okozott jelentős hibát.

Az energia megmaradás törvénye a lézer abszorpciójára

$$E_{\text{elnyelt}} = E_{\text{kinetikus}} + E_{\text{ionizációs}},$$
(55)

ahol  $E_{elnyelt} = E_{lézer} \times A$  a lézerfényből elnyelt energiahányad,  $E_{kinetikus}$  az elektronok és az ionok teljes kinetikus energiája,  $E_{ionizációs}$  pedig az az energia, ami ahhoz kell, hogy a plazma ionizációs foka  $z_{eff}$  (lásd lentebb) legyen.

Legyen v az elektron-ion ütközési frekvencia. Ekkor a plazma R reflexiós együtthatója [Born, 1980] a következő módon írható

$$R = \left|\frac{a-1}{a+1}\right|^2 = 1 - A,$$
(56)

ahol

$$a = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi} , \qquad (57)$$

és  $\varphi$  a beesés szöge. Az *n* törésmutatót kifejeztem a *v* ütközési frekvenciával.

$$n^{2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^{2}}{\omega_{L}(\omega_{L} - i\nu)},$$
(58)

Itt  $\omega_{pe}$  az elektron plazmafrekvencia,  $\omega_L$  pedig a lézer frekvenciája. Az elektronion ütközési frekvencia [Spitzer, 1956]

$$\nu = \frac{4}{3} (2\pi)^2 \frac{z_{eff} e^4 m_e n_e}{(m_e k_B T_e)^{3/2}} \log \Lambda ,$$
<sup>(59)</sup>

ahol log  $\Lambda$  a Coulomb logaritmus. A  $Z_{eff} = \frac{\sum_{z=1}^{Z} n_z}{n_e}$  effektív töltés, az  $n_e$  elektronsűrűség és a  $T_e$  elektronhőmérséklet kapcsolatát egy plazmamodell, esetünkben az LTE adta. LTE esetére a Saha-egyensúlyt

$$\frac{n_e n_{z+1}}{n_z} = 6.0 \cdot 10^{21} \frac{g_{z+1} (k_B T_e)^{3/2}}{g_z} \exp\left(-\frac{E_{ioniz}(z,g)}{k_B T_e}\right) \text{cm}^{-3}$$
(60)

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> A plazma kvázisemlegessége miatt az elektron és az ionkomponenseknek azonos sebességgel kell tágulniuk.

felírva minden *z* töltésre, a (56)-(59) egyenletekkel együtt egy egyenletrendszert kapunk a  $T_e$  elektronhőmérsékletre, aminek segítségével a  $c_{hang}$  ionhangsebesség és a  $\Delta \omega$  Doppler eltolódás kiszámítható

$$\Delta \omega = \omega_L \frac{c_{hang}}{c} = \omega_L \frac{\sqrt{\gamma z_{eff} k_B T_e / m_i}}{c}.$$
(61)

Itt  $\gamma = 5/3$  az adiabatikus állandó.

A 20. ábra mutatja az (55) energiamérleg-egyenlet megoldását. A folytonos vonal  $E_{\text{kinetikus}} + E_{\text{ionizációs}}$ , a szaggatott vonal pedig  $E_{\text{elnyelt}} = E_{\text{lézer}} \times A$  három különböző lézer energiára (alulról felfelé): 1 mJ-ra, 5 mJ-ra és 9 mJ-ra. A lézer A abszorpciós együtthatóját az (56) kifejezéssel számítottam.



21. ábra: Az (55) energia mérleg egyenlet megoldása. A folytonos vonal  $E_{\rm kinetikus} + E_{\rm ionizációs}$ , a szaggatott vonal pedig  $E_{\rm elnyelt} = E_{\rm lézer} \times A$  három különböző lézer energiára (alulról felfelé): 1 mJ-ra, 5 mJ-ra és 9 mJ-ra. A lézer A abszorpciós együtthatóját az (56) egyenlettel számítottam.

A kísérletekben a fókuszált intenzitásokat állandó lézer energia mellett a fókuszfolt nagyságának változtatásával változtattam, a fenti modellben azonban a lézerenergiát növeltem illetve csökkentettem. Hogy ez valóban megtehető és azonos eredményre vezet, kísérletileg is ellenőriztem.

A 21. ábráról leolvasható elektronhőmérsékletből (azaz ahol a folytonos és az adott energiához tartozó szaggatott görbék metszik egymást) meghatároztam az (61) Doppler-eltolódást. A számított értékeket ábrázoltam folytonos vonallal a 20.

ábra grafikonjain. Látható, hogy polisztirolra a modellből számított Dopplereltolódás a mértnél nagyobb értéket adott, alumíniumra kiváló az egyezés, és aranyra a számított értékek alacsonyabbak a mértnél. A 20. ábrán a szaggatott görbék azt mutatják, hogy polisztirol esetében hányad részére (negyedére) kell levenni az abszorpció értékét, illetve arany esetébe hányszorosára (hússzorosára) kell növelni, hogy egyezést kapjunk a mérésekkel.

Az arany esetében az eltérést azzal magyaráztuk, hogy az általunk alkalmazott intenzitásokon ütközésmentes folyamatok is kezdenek fontossá válni, megnövelve ezzel az abszorpció nagyságát.

Összefoglalva: Kísérleteket végeztem femtoszekundumos KrF lézer szilárd céltárgyak (polisztirol, alumínium, arany) felületén keltett második és harmadik felharmonikusainak polarizációs tulajdonságai, valamint a keltett lézerplazma tágulási dinamikájának vizsgálata céljából. A polarizációs tulajdonságok és a keltő lézerfénynek a keltett lézerplazmán történő Doppler-eltolódásának mértéke, alátámasztva modellszámításaim eredményeivel, segítettek tisztázni а lézerabszorpció mechanizmusának részleteit az 5·10<sup>15</sup> Wcm<sup>-2</sup> fókuszált intenzitások körüli tartományban.

### 8. Termonukleáris plazmák sugárzása

A termonukleáris fúzió megvalósításának két fő módszere létezik. Az egyikben a forró plazmát mágneses terekkel tartják össze ahhoz, hogy kellő számú fúziós esemény következzen be a közegben, a másikban a közeg saját tehetetlensége tartja össze a plazmát. Az első módszert mágneses fúziónak, a másodikat tehetetlenségi fúziónak hívjuk. Jelen szempontból azért érdekes ez a megkülönböztetés, mert a kétféle módszerhez más-más plazma elektronsűrűség tartomány tartozik: a mágneses esetben ez a tartomány 10<sup>18</sup>-10<sup>20</sup> elektron köbméterenként, míg a tehetetlenségi összetartás esetében jóval nagyobb sűrűségekre, 10<sup>28</sup>-10<sup>30</sup> elektronra van szükség köbméterenként [Veres, 2011].

Ideális esetben a fúziós plazmák a fuzionálandó komponensek (mai napság a hidrogén izotópjai) kivételével más elemet nem tartalmaznak. Ideális eset azonban nincs, a fúziós plazmákban a hidrogén mellett mindig jelen vannak más elemek is, amiket plazmaszennyezőknek hívunk. Jelenlétük a plazmában mindig szennyező jellegű, bár nem mindig káros. Nem ritkán a kutatók maguk juttatják be a szennyezőket akár diagnosztikai céllal, akár azzal, hogy a plazmát manipulálják.

A szennyezők bejuttatása azért előnyös, mert plazmabeli jelenlétüket és viselkedésüket optikai-spektroszkópiai módszerekkel könnyű követni és vizsgálni. Más kérdés persze, ahogy a bevezetőben is írtam, hogy a mérések interpretációja legtöbbször bonyolult plazmamodellezést és atomfizikai számításokat, esetleg ezek összecsatolását igényli.

Kutatásaim során részletesen modelleztem fúziós plazmák illetve a benne jelenlévő szennyezők által kibocsátott fény spektrumát, valamint meghatároztam a teljes kisugárzott teljesítményt mind optikailag ritka, mind optikailag sűrű közegekben. Ezen eredményeimet röviden bemutattam az 5. fejezetben.

Ebben a fejezetben először a svájci TCV tokamakon végzett méréseimet ismertetem, melyek során tanulmányoztam a plazma szélét érintő periodikus ELM instabilitás során a plazmából kilépő sugárzás időbeli dinamikáját. Majd végezetül bemutatom a pelletek ablációjával és a keletkezett pellet felhő tokamak plazmában történő expanziójával kapcsolatos vizsgálataimat.

#### Mágneses plazmaösszetartás

A mágneses plazmaösszetartás alapötlete az, hogy a plazma töltött részecskéi szabadon (pontosabban a perturbáció számítás vezető rendjében) csak a mágneses tér erővonalai mentén tudnak elmozdulni, arra merőleges irányban csak magasabb rendű folyamatok következtében. Ennek következtében a

párhuzamos irányú részecskeáramok több nagyságrenddel nagyobbak a merőleges irányúaknál [Wesson, 2011].

A fúziós kutatásokban a jelenleg legígéretesebbnek tartott plazma összetartási konfiguráció toroidális szimmetriával bír. Ebben a konfigurációban a mágneses tér erővonalai úgynevezett mágneses felületekben<sup>12</sup> fekszenek, amelyek a mágneses tengelyt körülvevő, egymásba ágyazott felületek. A mágneses tér indukcióvektorai mindenhol érintőlegesek ahhoz a mágneses felülethez, amelyben az adott indukcióvektorhoz tartozó erővonal fekszik.

A 22. ábra bemutatja a toroidális konfigurációk esetében használt koordináta rendszerek legfontosabb változóit.



22. ábra: Toroidális szimmetriájú mágneses plazmaösszetartási konfiguráció illusztrálása.  $R_0$  - a tórusz nagytengelye,  $\varphi$  - a toroidális szög, és  $\mathcal{G}$  - a poloidális szög.

Ebben az értekezésben nem ismertetem a magnetohidrodinamikai egyensúly és stabilitás feltételeit [pl. Veres, 2008], most elég annyit megemlíteni, hogy nem csak a mágneses tér, hanem a plazmában folyó áram vektorok is a fluxus felületekben fekszenek, mint ahogy azt a 23. ábra is szemlélteti. Az egymásba ágyazott, zárt fluxus felületek között van egy legkülső, ennek neve Utolsó Zárt Fluxus Felület (*Last Closed Flux Surface* = LCFS), vagy szeparátrix. A mágneses tengelytől a szeparátrixtól távolabb elhelyezkedő fluxus felületek már nem zártak, hanem nyitottak, és a bennük fekvő erővonalak a plazmatároló berendezés falain kezdődnek és ott is érnek véget. Ebből következik, hogy plazma összetartás csak a szeparátrixon belüli régióban van, azon kívül az erővonalak mentén mozgó részecskék előbb-utóbb a vákuum kamra falába vagy más szerkezeti elembe ütköznek.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Ekvivalens megfogalmazás fluxus felületekről beszélni.



23. ábra: A mágneses összetartás lényege a mágneses tegelyt körbezáró, egymásba ágyazott fluxusfelületek megléte.

A legelterjedtebb, toroidális szimmetriával rendelkező, fúziós plazma összetartására szolgáló berendezés a tokamak. Ebben a mágneses teret külső tekercsek és a plazmában folyó saját plazmaáram által keltett mágneses tér együttesen alakítja ki. Habár a plazmaegyensúlyhoz elvileg a plazma saját mágneses tere elegendő<sup>13</sup>, a főbb magnetohidrodinamikai instabilitások elnyomására erős külső toroidális mágneses teret előállító toroidális tekercseket alkalmaznak. Ezek mellett a mágneses terek mellett a plazma alakjának és pozíciójának szabályozására poloidális irányú mágneses teret előállító, poloidális tekercseket is használnak. Egy tokamak sematikus rajzát a 24. ábrán szemléltetem.



24. ábra: Egy toroidális szimmetriájú mágneses fúziós berendezés (= tokamak) főbb komponensei.

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Persze látszólag a plazma önmagát tartja össze, de ez azért nem teljesen igaz, mert a plazmaáramot részben külső behatással, kívülről hajtani kell. Erre szolgál a 24. ábrán a központi szolenoid.

#### Az ELM instabilitás

Méréseim során azt tanulmányoztam, hogy egy sajátos, a tokamak szél plazmájában lokalizált, ciklikus magnetohidrodinamikai instabilitás, az úgynevezett *Edge Localised Mode* (= ELM) során a kilökődő energia milyen dinamikával távozik sugárzás formájában.

A 25. ábra mutatja a tokamakok szél plazmájával és divertorával kapcsolatos főbb fogalmakat és régiókat, a 27. ábra pedig röviden bemutatja az ELM instabilitás ciklusainak főbb szakaszait.

A szeparátrixtól közvetlenül az összetartott régió felé eső keskeny részt szél plazmának hívjuk, míg a nyitott fluxus felületek felé eső tartományt határréteg plazmának (*Scrape off Layer* = SOL). Amiatt, hogy az összetartás hatásfoka sohasem 100 százalékos – hiszen hiába mozognak a töltött részecskék csak a mágneses erővonalak mentén, az óhatatlanul jelenlévő ütközések miatt átátugranak szomszédos erővonalakra, és előbb-utóbb elérik a nyílt fluxus felületek régióját – az összetartott régióból a szél plazmán keresztül a határréteg plazmába kilépő részecskék a SOL erővonalai mentén a divertorban rekombinálódnak, és egy pumpa segítségével távoznak a vákuumkamrából.

Az X-pontban a mágneses tér poloidális komponense zérussá válik, azaz az ott elhaladó erővonalak csak toroidális irányban járják körbe a tóruszt, poloidális irányban nem. Ennek a plazma stabilitásának szempontjából van jelentősége.

1982-ben az ASDEX tokamakon felfedeztek egy, a korábbinál jobb hatásfokot mutató plazma összetartási állapotot [Wagner, 1982], amit *H-mód*-nak neveztek el<sup>14</sup>. Ennek akkor mindenki örült, hiszen a  $n_e \tau_E > 1,5 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3}$  ( $\tau_E$  az energia összetartási idő) Lawson-kritérium 25 keV-es D-T plazma esetén történő kielégítésében az összetartási idő növelése sokkal nehezebb az elektronsűrűség növelésénél.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> A *H* a *h*igh confinement mode angol kifejezés kezdőbetűjéből származik, és ezzel áll szemben az *L-mód*, azaz *l*ow confinement mode, ahol az energia és részecske összetartás a H-módbelinek megközelítőleg a fele.



25. ábra: Az Értekezésben említett főbb plazmarégiók illusztrálása. Pirossal jelölve az ekvatoriális sík külső régiója (lásd a szöveget!).

A H-mód lényege, hogy a plazma szélén kialakul egy transzport gát, aminek következtében a nyomásprofil ( $n_eT_e$ ) az L-módhoz képest meredekebbé válik (26. ábra), és a nyomás, lényegében változatlan radiális függés mellett, mintegy piedesztálra kerül.



26. ábra: A H-mód és az L-mód nyomásprofiljainak összehasonlítás.  $\rho$  a poloidális fluxus, azaz a radiális koordináta.

A kísérletek előrehaladtával azonban kiderült, hogy az összetartás javulása nem csak a fúziós reakció szempontjából hasznos részecskéket érinti, hanem a szennyezőket is. A hidrogénnél magasabb rendszámú szennyezők plazmabeli akkumulálódását azonban meg kell akadályozni, hiszen a hidrogénéhez viszonyított jelentős többlet sugárzásuk megnehezíti a fúziós hőmérsékletek elérését. Szerencsére azonban a H-mód plazmabeli felépülésével egy új instabilitás, az ELM is megjelenik, amely a szél plazma ciklikus instabilitása, mely során az összetartás a plazma szélén periodikusan leromlik, lehetővé téve a plazma megtisztulását.

Habár az ELM-ek megjelenésének pontos, első elvekből származtatható okait mind a mai napig nem ismerjük, többféle elmélet is létezik, melyek az ELM-ek ilyen-olyan aspektusait sikeresen reprodukálják és e mellett az ELM-ek empirikus leírásának is könyvtárnyi irodalma van [Connor, 2008 és az ott szereplő hivatkozások]. Értékezésünk szempontjából most elég egy sematikus leírás, ami a következő.

A H-módnak megfelelő körülmények (plazmafűtés, sűrűség, szennyező tartalom, stb.) felépítik a transzportgátat, ami magával hozza a leginkább egy túl magasra lapátolt és emiatt leomló homokdomb instabilitásához hasonló ELM instabilitás beindulását. A nyomásprofil kilapul, és a szeparátrixon keresztül az összetartott régiót elhagyó részecskét lökéshullám szerűen a divertor felé áramlanak, ahol is a divertor lemezekbe csapódnak. Az ELM során távozó energia egy része sugárzás, másik része a részecskék mozgási energiája formájában távozik (27. ábra). Az, hogy milyen arányban oszlik meg az energiaveszteség a kétféle csatorna között, nagyon lényeges kérdés, mivel az ELM során a plazma tárolt energiájának akár 5-10 %-a is elveszhet, és a divertor lemezeket érő részecskecsomag olyan nagy energiájú, hogy megolvaszthatja, vagy más módon roncsolhatja a divertor szerkezeti elemeit. Ennek megfelelően vagy az ELM-ek aktív kontrolljára van szükség, amikor az ELM méretét külső eszközökkel csökkentjük [Becoulet, 2005], vagy a részecskecsomag mozgási energiáját próbáljuk sugárzás formájában disszipálni, mielőtt az elérné a divertort. Mindkettőhöz az ELM-ek megjelenési idejének pontos ismeretére van szükség.

Habár ciklikus instabilitásról van szó, két-két ELM között eltelő idő nem állandó, hanem egy átlag érték körül elég nagy, 20-30 %-os szórással rendelkezik [Zohm, 1996]. Azt minden kísérlet megerősíti, hogy a nyomásprofil kilapulása, és ezzel az ELM elindulása a tórusz alakú plazma ekvatoriális síkjának külső felén indul el (piros kör a 25. ábrán), azonban amikor ott a többlet sugárzás vagy a részecskék árama érzékelhető, már késő az ELM ciklusba beavatkozni, tehát valamilyen olyan eseményt kell találni, ami a külső fél síkon megjelenő sugárzásnövekedést túlmenően megelőzi. Ezen az ELM-ek keletkezési mechanizmusának megértéséhez önmagában is fontos az ELM-hez vezető megelőző események láncolatában a lehető legkorábbi beazonosítása.



27. ábra: Az ELM ciklus főbb állomása. a) – nyugalmi, inter-ELM szakasz; b) – a transzportgát felépíti a nyomás meredek szakaszát a plazma szélén; c) – az ELM esemény következtében a nyomás a plazma szélén összeomlik; d) – a külső középsíknál a plazmát elhagyó részecskecsomag a divertorba csapódik.

#### Kísérletek a TCV tokamakon

Az alábbiakban ismertetett kísérleteimet a *Tokamak á Configuration Variable*-n (= TCV) a svájci Szövetségi Lausanne-i Műszaki Egyetem (*École Polytechnique Fédéral de Lausanne* = EPFL) Plazmafizikai Központjában (*Swiss Plasma Center* = SPC) található tokamakon végeztem. Főbb geometriai méreteit és a benne keltett plazma paramétereit a 7. táblázat foglalja össze.

Vákuumkamra szélessége	0,56 m
Vákuumkamra magassága	1,54 m
Vákuumkamra nagy sugara	0,89 m
A plazma megnyúltsága <sup>15</sup>	0,9 – 2,8
A plazma háromszögessége <sup>16</sup>	-0,8 - 0,9
Maximális plazmaáram	1,2 MA

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Egy adott poloidális keresztmetszetben a plazma függőleges és vízszintes kiterjedésének aránya.

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> A plazmakeresztmetszet körtől, illetve ellipszistől való eltérésének mértéke.

Maximális plazmakisülés ideje	2,6 s induktív és 4 s nem induktív hajtással
Központi elektronhőmérséklet	1 keV Ohmikus- és 15 keV nyalábfűtéssel

7. táblázat: A TCV tokamak és a benne előállított plazmák főbb paraméterei.

A tokamak különlegessége a rendkívül széles tartományban változtatható plazma konfiguráció, mint ahogy az a fenti táblázatban a megnyúltság és a háromszögesség elérhető értékeiben is tükröződik.

A tokamak sokféle plazmadiagnosztikai eszközzel fel van szerelve, de a mérésekhez elsősorban két diagnosztikát használtam fel:

- 1) egy 64 csatornás, a plazma teljes kisugárzott teljesítményét mérő fólia bolométer rendszert, és
- egy 140 csatornás, szintén a plazma teljes kisugárzott teljesítményét mérő dióda sorokból álló rendszert.

A fólia-bolométerek elvi működését a 28. ábrán szemléltetem.



28. ábra: (a) egy fólia-bolométer sematikus felépítése; (b) a rendszer spektrális érzékenysége; (c) a jel mérésére és a környezeti hőmérséklet változások kiküszöbölésére szolgáló Wheatstone-híd kapcsolás.

A plazmában keletkezett sugárzást az abszorbens elnyeli, aminek következtében hőmérséklete megnő. Ez a hőmérsékletnövekedés egy, a hővezető rétegen keresztül az abszorbenshez csatolt ellenállás meander ellenállásának megváltozását eredményezi, amit egy Wheatstone-hídon keresztül megmérünk (28.c ábra). A mért ellenállásból a kisugárzott teljesítmény számolható. Az abszorber anyaga 4 µm vastag arany fólia volt. Ez a vastagság arany esetében már elegendő ahhoz, hogy a TCV tokamak mintegy 1 keV maximális hőmérsékletű plazmája által emittált összes fotont elnyelje. A hordozó csillámpala volt, és jelentősége a mechanikai stabilitáson túl annyi, hogy kis hőkapacitása miatt az abszorber hőmérsékletváltozását gyorsan, néhány mikroszekundum alatt a meanderre továbbítja. A meander, nevéből következően, egy meander alakú, vékony fém csík, aminek az ellenállása a beeső sugárzás hatására megváltozik, és amit a Wheatstone-híd segítségével megmérünk. Mivel különböző egyéb, a beeső sugárzástól különböző forrás következtében is megváltozhat a meander hőmérséklete, és ez nyilván hamis mérésre vezetne, az ebből eredő hőmérsékleti drift kiküszöbölésére nem egy, hanem két abszorbens–meander pár alkot egy mérési csatornát és az egyik detektort a beeső sugárzás elől egy fémlappal elfednek. A 28.c ábrán mutatott Wheatstone-híd ebben a kapcsolásban automatikusan gondoskodik a háttérhőmérséklet változásainak kompenzálásáról.

Annak ellenére, hogy a hővezető réteg és a hordozó kis hő kapacitással bírnak, és emiatt a rendszer néhány mikroszekundum késedelemmel reagál a beérkező sugárzás változásaira, az abszorbens hőmérséklete nem csökken ugyanezen az időskálán, hiszen hűtése csak a hőelvezető rétegen keresztül, vagy sugárzás formájában lehetséges, ami viszont 100 mikroszekundum nagyságrendű idő.

Ebből következően 100 mikroszekundumnál rövidebb időskálájú folyamatokat csak a mért jel numerikus differenciálása után kaphatunk, ami viszont roppant zajérzékeny.

Előnye ezzel szemben a fólia-bolométer rendszereknek, hogy spektrális érzékenységük a 100 eV fotonenergiáktól egészen az abszorbens elnyelési hatásfokának csökkenéséig állandó, és a látható tartomány felé is csak enyhén csökken. Ugyancsak fontos kiemelni, hogy a spektrális érzékenység időben állandó, ellentétben a következőkben ismertetett AXUV diódákon alapuló rendszerektől.



29. ábra: A TCV tokamak 64 csatornás fólia-bolométer rendszerének látóirányai a vákuumkara kontúrjára vetítve.
A TCV tokamakon a fólia-bolométer rendszer a 29. ábrán látható 64 látóiránnyal rendelkezik, és a látóirányok kamerákba vannak szervezve olyan módon, hogy a három vízszintes porton 2x8 csatorna van egy kamerában, a két függőleges portban pedig 1x8 csatorna.

Az *Absolute Extreme Ultra Violet* (= AXUV [www.ird-inc.com]) fotodiódán alapuló bolométerek legnagyobb előnye rendkívüli egyszerűségük és mikroszekundumnál jobb időválaszuk.

Az AXUV diódák különlegessége, hogy belépő ablakuk mindössze 8 nm vastag SiO<sub>2</sub> üveg, és nem rendelkeznek felületi holt réteggel, mert a p-típusú hordozó és a belépő ablak között van egy vékony n-típusú réteg. A diódák spektrális válaszát a 30. ábra szemlélteti.

Látható, hogy a fólia-bolométerekhez hasonlóan itt is közel állandó az érzékenység a 100 eV-nál nagyobb foton-energiákon, azonban 100 eV és a látható tartomány között van egy érzékenységi lyuk. A tokamakok szél plazmájában a hőmérsékleti viszonyok olyanok, hogy több szennyező (pl. C III) karakterisztikus sugárzása ebbe a lyukba esik, nem is beszélve a hidrogén Lyman-α 10,2 eV-os vonaláról, ami mindenképpen dominálja a spektrumot.



30. ábra: Az AXUV diódák áram válasza egységnyi beeső sugárzási teljesítmény hatására (érzékenység A/W egységekben) a fotonenergia függvényében.

Az AXUV diódák gyors időválaszának tehát ára van: épp ez a csökkent érzékenység a stratégiailag fontos spektrális tartományban. De ez még nem elég! A diódák a használatuk során kapott teljes fotonárammal arányos mértékben még vesztenek is a 10-100 eV közötti érzékenységükből, mégpedig a következő, 31. ábrán látható módon [Schlatter, 2003] Már 10<sup>17</sup>-es integrált, 10 eV-os fotonáram 20 % érzékenység veszteséget okoz. Hogy ennek a jelentőségét érzékeltessük, ez néhány 100, 1 másodperc hosszúságú plazmakisülésnek felel meg úgy, hogy a kisülések között és egy-egy kísérleti nap indulásakor a vákuumkamrában, a fal szennyező anyagoktól való megtisztítása céljával, 1-10 eV plazmahőmérsékletű ködfénykisülést hoznak létre esetenként akár órás időtartamra. Azaz a TCV tokamak esetében a fenti mértékű érzékenység csökkenés már fél – egy év alatt bekövetkezik.

Jelen Értekezésben ismertetett méréseim során ezt az (összességében ismeretlen mértékű) érzékenység csökkenést spektrális intenzitások becslésével és a mért jelek *ad hoc* korrekciójával vettem figyelembe. Az érzékenység csökkenésből eredő bizonytalanságok kiküszöbölése érdekében pedig teljesen átterveztem a kamerarendszert olyan módon, hogy egy kamerafejben két azonos diódasor foglalt helyet és egy mozgatható redőny az egyik diódát csak kalibrációs célú mérések során engedte, hogy a plazma megvilágítsa [Tal, 2013]. Ezt az áttervezést azonban itt nem ismertetem.



31. ábra: AXUV diódák relatív érzékenység csökkenése 10 és 100 eV-os fotonok hatására az integrált fotonáram függvényében.

A TCV tokamak AXUV kamerarendszerének 140 látóirányát a 32. ábra mutatja. Egy-egy kamera 20 fotodiódát tartalmazott, egy négyszögletes réssel a diódák előtt. A rés meghatározta, és egyben korlátozta a látóirányt.



32. ábra: A TCV tokamak AXUV dióda rendszerének látóirányai és a vákuumkamra portjaiban való elhelyezkedésük. Kék szaggatott vonal mutatja az egyszeres X-ponti geometriájú konfigurációhoz tartozó utolsó zárt mágneses felületet, míg a piros folytonos vonal úgynevezett "hópihe" konfigurációt mutat.

Mind a fólia-bolométer, mind az AXUV dióda kamerarendszer fontos tulajdonsága, hogy mind térben, mind spektrálisan integrált mérést eredményeznek.

A spektrálisan integrált mérést nem lehet spektrálisan invertálni, csupán spektrumok modellezésével, esetlegesen meglévő másik, spektrálisan felbontott mérés felhasználásával lehet csak (korlátozott) spektrális információhoz jutni. Ebből kifolyólag méréseim során elsősorban a plazma által kibocsátott összes kisugárzott teljesítményre voltam kíváncsi.

A látóirányok nagy számának köszönhetően azonban a térbeli eloszlás információja visszanyerhető a mérésekből úgynevezett tomografikus eljárás eredményeképpen. A tomografikus eljárás általam használt részleteit alább ismertetem.

#### Az ELM instabilitás időbeli dinamikája

A kísérleteim során először vizsgált plazmák a 32. ábrán kék szaggatott vonallal jelölt konfigurációjúak voltak az alábbi plazmaparaméterekkel: plazmaáram – 360 kA, toroidális mágneses tér – 1,45 T, megnyúltság – 1,7, háromszögesség – 0,3, maximális (központi) elektronhőmérséklet – 1,6 keV. Az ELM instabilitás átlagos frekvenciája 80-100 Hz volt, és egy-egy ELM esemény során a plazma tárolt energiájának mintegy 15 %-a, azaz 3 kJ veszett el.

Az ELM instabilitásban a plazma összetartott régióiból kilökött részecske csomagok, mivel töltött részecskékből állnak, követik a mágneses erővonalak helikális szerkezetét, azaz nem rendelkeznek axiális szimmetriával. Ennek megfelelően eqv adott poloidális keresztmetszetben elhelyezkedő detektorrendszer számára minden ELM esemény más és más, annak megfelelően, hogy az erővonalak mentén haladó részecskék melyik ponton metszik a detektorrendszer poloidális síkját.

Hogy ezt a fajta variabilitást kiküszöböljem, a különböző ELM eseményeket koherens átlagolásnak vetettem alá, ahol az időalapot a 6. kamera 17. csatornája szolgáltatta. Ez egy olyan látóirány (33. ábra), ami nem halad keresztül a plazma középső régióin, és mindig nagyon élesen jelenik meg az ELM-hez tartozó sugárzásnövekedés (34. ábra). Ez a miatt van, hogy a látóirány a külső középsíkot figyeli, ahová az elméletek szerint legelőször megérkezik a plazmából kilökött részecskecsomag.



33. ábra: A koherens időátlagoláshoz használt referenciacsatorna a 6-os kamera 17es csatornája volt. A szaggatott vonal a csatornához tartozó látóirányt mutatja.



34. ábra: A koherens időátlagoláshoz használt referenciacsatornán mért tipikus ELM jel (#33563 kisülés).  $t_0$  jelöli a referenciaidőpontot, amelyhez a többi ELM-et időben összetoltam és átlagoltam, ezt a csúcsérték 20 %-ban határoztam meg.

A referenciacsatornán élesen felfutó jel maximuma 20 %-hoz tartozó időt tekintettem az ELM ciklus referenciaidejének (30. ábra), és ezt az időpontot minden ELM eseményre meghatározva, az ELM-eket ehhez a kezdő időponthoz időben összetoltam és ilyen módon képeztem egy átlag ELM-et egy t<sub>0</sub>-hoz képesti ±2,5 milliszekundumos ablakban. Mivel az ELM frekvencia közel 100 Hz, így kisülésenként közel száz esemény átlaga számított bele az átlagolt ELM-be.

Az átlagolást követően az ELM-ek okozta sugárzásváltozást kétféle módszerrel is vizsgáltam. Egyrészt magukat a jeleket állítottam időrendbe, hogy kiderítsem, a plazma mely régióiban mikor jelentkezik a sugárzásnövekedés, másrészt ú.n. tomografikus eljárással a 140 csatorna jeleiből visszaállítottam a plazma sugárzása poloidális eloszlásának időbeli fejlődését.

Az átlagolást követően tomografikus eljárással (melyet a következő alfejezetben mutatok be) kiszámítottam az ELM alatti sugárzás eloszlás változását, és meghatároztam a teljes kisugárzott teljesítmény időfejlődését. A 35. ábra mutatja a to referencia időponthoz képesti -30, -20, -10 és 0 mikroszekundumban látható sugárzási eloszlásokat (a sárgább szín forróbb területet mutat),



35. ábra: A sugárzási teljesítmény térbeli eloszlásának változása négy időpontban a #33563 kisülés koherensen átlagolt ELM eseménye alatt. Az időpontok (balról jobbra, *t*<sub>0</sub>-hoz viszonyítva): -30, -20, -10 és 0 μs.

Ezeken az ábrákon jól látszik, hogy a hagyományosan az ELM "kitörés" kezdetének tekintett külső középsíkbeli sugárzásnövekedést megelőzően az X-pont környékén megnövekszik a sugárzás és a maximum kifelé, a rövidebbik (belső) divertor láb felé mozog, majd kettéválik egy, a divertor láb mentén sugárzó, és az X-pont környékén maradó sugárzási zónára [Veres, 2007b; Veres, 2009].



36. ábra: Az alsó belső porton elhelyezett kamera jelei az átlag ELM alatt. a) – A kamera jeleinek hamis színezésű szintvonalábrája. A vízszintes tengelyen a t<sub>0</sub>-hoz képesti idő, a függőlegesen a csatornaszám van. b) – A kamera látóirányainak bemutatása a 121-es csatornától a 140-esig.

Ugyanezt a megállapítást tettem akkor is, ha tomografikusan nem invertáltam a mérést, hanem a "nyers" mérési jeleket (szintén az átlag ELM-et) ábrázoltam olyan módon, hogy a kamera jeleit egy tömbbe másoltam, majd a tömböt hamis színezéssel egy szintvonalábrán megjelenítettem. A 36. ábrán egy olyan kamera jelei láthatóak, amely az alsó belső portból felfelé irányítva mérte a sugárzást. Ennél a kameránál a látóirányok egyrészt nem haladnak keresztül a fő plazmán, másrészt az egyes csatornák egyértelműen lokalizálják a sugárzást a tórusz nagysugara (*R*) mentén. A 32.a ábrán jól látszik, hogy a sugárzás növekedése a 128-as csatornán történik a legkorábbi időpontban (szaggatott vonal), ami pont az X-pontra "néz", míg a külső középsík felé néző 132-es csatornán a sugárzás

A jelenség magyarázatára kézenfekvőnek adódna az, hogy az ELM egy, az Xpont környékén kifejlődő és onnan a divertor lábak mentén elterjedő sugárzásos instabilitásból, úgy nevezett MARFE<sup>17</sup>-ból [Stangeby, 2000; Wesson, 2011] indul ki. Habár az nem cáfolható, hogy más berendezéseken a MARFE-oknak közük lenne az ELM-ekhez, azonban a TCV tokamak általam vizsgált plazma konfigurációinál az elektronsűrűség biztosan túlságosan alacsony a MARFE-ok megjelenéséhez. A kérdés tisztázásához tehát további vizsgálatokra van szükség.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge

Vizsgáltam a teljes kisugárzott teljesítmény időbeli változását is, amit a térbeli sugárzási eloszlások térbeli integrálása után kaptam. A 37.a ábrán látható a sugárzásos teljesítmény időfejlődése, a 37.b ábrán pedig a teljes sugárzásos energiaveszteség [Veres, 2009].



37. ábra: (a) – A teljes kisugárzott teljesítmény időbeli változása az átlag-ELM alatt.
(b) – Az ELM által kisugárzott energia és a plazma tárolt energia változása.

E két utóbbi ábráról két következtetés is levonható. Egyrészt az ELM következtében sugárzás formájában távozó energiaveszteség túlnyomó hányada, mintegy 75%-a az ELM első harmadában távozik. Másrészt pedig a teljes tárolt energia csökkenés csupán kisebbik része, 8-15 %-a írható a sugárzás "számlájára", a többi a részecskékkel távozik.

Még akkor is hasonló értékeket kapunk, ha a sugárzás általam rosszul becsült hányada esik az AXUV diódák csökkent érzékenységi tartományába, és emiatt a sugárzás abszolút értékét alulbecsültem. A kamerarendszert állandósult plazmakisülésekkel kalibráltam, amikor a veszteségek éppen egyenlők voltak a betáplált teljesítménnyel [Veres, 2007a]. Az általam ilyen kalibrációs mérések során kapott áram-teljesítmény konverziós faktor igen közel esett az irodalomban elfogadott 0,24 A/W értékhez [Boiven, 1999], ezért én is ez utóbbit használtam.

Egy másik kísérletsorozatban a 32. ábrán piros folytonos vonallal jelölt "hópihe" mágneses konfigurációban is vizsgáltam az ELM-ek időbeli dinamikáját és az általuk okozott tárolt energiaveszteséget [Piras, 2010a; Piras, 2010b]. A "hópihe" konfigurációt az különbözteti meg az egyszeres X-ponti konfigurációtól, hogy míg ez utóbbinál az X-pontban csak a mágneses tér poloidális komponense válik zérussá, addig a "hópihe" esetében az X-pont másodrendű nullpont, azaz mind a tér poloidális komponense, mind a poloidális síkban vett deriváltja eltűnik. Ennek az a legszembetűnőbb következménye, hogy az egyszeres X-ponti geometriához képest négy divertorláb van, és nem kettő. Ennek pedig azért van/lehet

jelentősége, mert így az ELM esemény következtében a divertort érő hőterhelés jobban eloszlik a lábak között, és a divertor lemezeket érő hőfluxus csökkenhet. Hogy ez valóban így is van-e, és ha igen, akkor a csökkenés milyen mértékű, jelenleg is kutatás tárgya [Vijvers, 2014].

A kísérletek során legelőször a TCV tokamakon korábban még elő nem állított "hópihe" konfigurációhoz ki kellett dolgozni a szabályozó tekercsek áramainak, a plazmafűtés optimális módjának, stb. megfelelő munkaponti értékeket. Először Lmódban, majd H-módban. Ennek során, az egyszeres X-ponti konfigurációval való minél jobb összehasonlíthatóság érdekében, a kétféle geometriában az összetartott plazmarégiók alakjainak lehető legjobb átfedésére kellett törekedni. A 38. ábra azt szemlélteti, hogy ez az átfedés valóban megfelelő volt. Az X-pont környéki régiók közelében az eltérés jelentőssé válik, de egyrészt ez elkerülhetetlen a kétféle mágneses topológia jelentős különbözősége miatt, másrészt a bezárt plazmatérfogatokban nincsen jelentős különbség.



38. ábra: Az összetartott plazmarégiók alakjainak összehasonlítása "hópihe" (SF) és egyszeres X-ponti (SN) mágneses konfigurációkban.

A H-módba történő átmenet után az ELM instabilitások, mint várható volt, megjelentek. Az ELM-enkénti tárolt energiaveszteséget diamágneses hurokkal, az ELM frekvenciát pedig a határréteg plazmában a semleges hidrogén atomok  $H_{\alpha}$  sugárzását monitorozó rendszer segítségével határoztuk meg.

Megállapítottuk, hogy "hópihe" konfigurációban, az eqyszeres X-ponti konfigurációval összehasonlítva a plazma összetartás hatásfoka mintegy 15 %-kal javult, az ELM frekvencia pedig felére-harmadára esett, viszont ennek következtében az ELM-enkénti energiaveszteség mintegy 20-30 százalékkal megnőtt. Ez utóbbi magyarázatának egy még nem teljesen igazolt empirikus összefüggés állhat a hátterében, amely azt állítja, hogy az ELM frekvencia és az ELM-enkénti energiaveszteség szorzata egy adott berendezés adott plazmakonfigurációjában állandó. Ebből következően az esetünkben lecsökkent ELM frekvenciához megnövekedett energiaveszteségnek kell kapcsolódnia.

### A tomografikus eljárás

A tomografikus visszaállítás lényege a következő. Adott egy  $f: \mathbb{R}^d \to \mathbb{R}$  függvény. A mi esetünkben f a tokamak plazma sugárzásának eloszlása a polidális síkban, azaz az axiális szimmetria miatt f kétváltozós függvény: f(x, y). Tegyük fel, hogy adottak f vonal menti (= látóirányok menti) integráljai, azaz az  $F_k = \int_{L_k} f ds, k \ni n$ mennyiségek. Kérdés: hogyan és milyen feltételek mellett lehet az  $F_k$ -k

segítségével az eredeti *f* függvényt rekonstruálni? Jelöljük az  $f \to F$  leképezést elvégző operátort  $\tau$ -val, és legyen  $[\tau]_k = \int_{L_k} f ds!$ 

Valamint legyen  $\varepsilon : (\mathbb{R}^d \to \mathbb{R})^2 \to \mathbb{R}$  egy hibafüggvény. Ekkor tomografikus visszaállítás megfogalmazása ekvivalens a következő feladattal: Melyik az az f függvényt közelítő,  $\tau$  figyelembe vételével meghatározható  $\hat{f}$ , amelyre  $\varepsilon(\hat{f}, f)$  kicsi?

A leggyakrabban használt hibafüggvény a normált különbség négyzet, azaz

$$\varepsilon = \frac{\sum_{j=1}^{J} \left( \hat{f}(\mathbf{x}_{j}) - f(\mathbf{x}_{j}) \right)^{2}}{\sum_{j=1}^{J} \left( f(\mathbf{x}_{j}) \right)^{2}},$$
(62)

ahol az  $\mathbf{x}_{j}$ -k mintavételezési pontok, jellemzően, bár nem szükségszerűen egy szabályos rács pontjai, amin a tomografikus problémát közelítik (tulajdonképpen digitalizálják, lásd a 39. ábrát).



39. ábra: A tomografikus eljárások során elterjedten használt bázisfüggvények illusztrációja. Az ábrán egy mesterségesen definiált, ú.n. fantom eloszlás látható szabályos, ekvidisztans rácson értelmezett bázisfüggvények összegeként ((63) egyenlet).

A numerikus eljárás, aminek segítségével  $\hat{f}$  meghatározható, a következő. Legyenek a  $g_j : R^d \to R, j = 1,...,J$  függvények előre definiált bázisfüggvények, a  $w_j \ni R, j = 1,...,J$  számok pedig súlyok! Ekkor

$$\hat{f} = \sum_{j=1}^{J} w_j g_j(\mathbf{x}_j).$$
(63)

A cél az, hogy találjunk egy olyan  $\mathbf{w} = [w_1, ..., w_J]^T$  halmazt, ami esetén  $\tau(f)$  hasonlít  $\tau(\hat{f})$ -ra. és  $\hat{f}$  valamilyen értelemben "egyszerű", és megfelel egy "szépen" viselkedő fizikai mennyiségnek. Ez utóbbi kitételt formalizáljuk a következő veszteségfüggvény minimalizálásával:

$$\delta(\mathbf{w}) = \sum_{i=1}^{J} \left( F_i - \sum_{j=1}^{d} w_j G_{ij} \right)^2 + \rho(\mathbf{w}), \qquad (64)$$

ahol  $F_i = [\tau(f)]_i$ ,  $G_{ij} = [\tau(g_j)]_i$ ,  $\rho: R^J \to R$  pedig egy regularizáló függvény. A plazmatomográfiában leggyakrabban használt regularizálók a Tyihonov és a minimum-Fisher regularizálók [Anton, 1996], illetve a fluxusfelületek menti anizotróp simítás [Ingesson, 1999].

1) Tyihonov regularizáló esetén

$$\rho(\mathbf{w}) = \lambda \mathbf{w}^T \mathbf{w}, \, \lambda > 0 \,, \tag{65}$$

azaz ez a regularizáció a nagy abszolút normájú, azaz erősen oszcilláló megoldásokat "bűnteti".

2) A minimum-Fisher regularizáló a Fisher információ minimalizálásán alapul és lényegében azokat a visszaállításokat preferálja, amelyek csak nagy abszolút értékű helyeken rendelkeznek nagy deriválttal, egyébként a kiválasztott megoldás a legsimább eloszlás is egyben a lehetséges megoldások között. Az

 $I_F$  Fisher információ minimalizálása az  $\hat{f} = \sum_{j=1}^{J} w_j g_j(\mathbf{x}_j)$  alábbi funkcionáljának minimalizálását ielenti:

Λ

minimalizálását jelenti:

$$I_F = \int \frac{f'(\mathbf{x})}{\hat{f}(\mathbf{x})} d\mathbf{x}, \qquad (66)$$

3) Mint korábban említettem, tokamak plazmában a részecskék és az energia erővonal menti transzportja lényegesen gyorsabb, mint az erővonalra merőleges transzport. Mivel az erővonalak fluxusfelületekbe simulnak, ezért a fizikai paraméterek gradiensei a fluxusfelületek mentén nagyon gyorsan, az ion-hangsebességgel kisimulnak, míg arra merőlegesen csak a lényegesen lassabb transzport idők alatt. Ezért kézenfekvő a tomografikus visszaállítás során is azokat a megoldásokat preferálni, amelyek a fluxusfelületek mentén simábbak, mint azokra merőlegesen. Ezt az alábbi *A* funkcionál minimalizálásával tudjuk elérni:

$$A = A_x \frac{\partial}{\partial x} \hat{f}(\mathbf{x}) + A_y \frac{\partial}{\partial y} \hat{f}(\mathbf{x}), \qquad (67)$$

ahol az  $A_x, A_y$  súlyfaktorokat úgy kell megválasztani, hogy az  $A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y}$  deriválási irány megközelítőleg a görbült fluxusfelületek érintőinek irányaiba mutassanak. Azért megközelítőleg, mert az  $\frac{A_x}{A_y}$  arány változtatásával lehet

beállítani a kívánt anizotrópiát.

4) A kevés *a priori* információt a rendszerbe vivő regularizálók közül nagyon ritkán, de előfordul a Bayes-i maximum entrópia regularizáló használata [Buck, 1991].

A megfelelő regularizáló funkcionál kiválasztása és diszkretizálása után a tomografikus feladat megoldása, azaz a (63) egyenlet szerinti  $\delta$  minimalizálása ekvivalens a következő lineáris egyenletrendszer megoldásával:

$$(\mathbf{G}^T \mathbf{G} + \lambda \mathbf{I}) \mathbf{w} = \mathbf{G}^T \mathbf{f} ,$$
 (68)

ahol I egy j-szer-j méretű egységmátrix.

Összefoglalva: Méréseket végeztem a TCV tokamakon 64 csatornás fóliabolométer és 140 csatornás, AXUV dióda detektorokra épülő kamerarendszer segítségével azzal a céllal, hogy megvizsgáljam, hogy az ELM instabilitás során a plazma energiaveszteségének mekkora hányada és milyen dinamikával távozik sugárzásos energia formájában. Megállapítottam, hogy az ELM következtében sugárzás formájában távozó energiaveszteség 75%-a az ELM első harmadában távozik és az ELM alatti teljes tárolt energiacsökkenés 8-15 %-áért felelős. Azt is megállapítottam, hogy a hagyományosan az ELM "kitörés" kezdetének tekintett külső középsíkbeli sugárzásnövekedést megelőzően az X-pont környékén észlelhető megnövekedett sugárzás, aminek a detektálása a korábban elterjedten használt fólia-bolométerek rossz időfelbontása miatt nem volt lehetséges. Egy másik kísérletsorozatban kollégáimmal együtt megállapítottuk, hogy "hópihe" konfigurációban, az egyszeres X-ponti konfigurációval összehasonlítva a plazma összetartás hatásfoka mintegy 15 %-kal javult, az ELM frekvencia pedig feléreharmadára esett, viszont ennek következtében az ELM-enkénti energiaveszteség mintegy 20-30 százalékkal megnőtt.

dc\_1259\_16

# 9. Összefoglalás

Kutatásaim során a plazmadiagnosztika spektroszkópiai tárházát használtam új tudományos eredmények elérése céljából többféle, különböző elektronhőmérséklettel és elektronsűrűséggel jellemezhető laboratóriumi plazmarendszerben. A vizsgált rendszerek a gyengén csatolt, vagy más néven az úgy nevezett klasszikus plazmák körébe estek.

A munka során mindig arra kerestem először a választ, hogy egy adott, éppen megoldásra váró probléma vagy fizikai kérdésfeltevés megválaszolható-e a plazmadiagnosztika valamelyik optikai módszerének alkalmazásával. Ha igen (és a legtöbbször ez volt a helyzet), akkor alkalmaztam a kiválasztott módszert akár egy kísérlet megtervezése és végrehajtása, akár egy modell megalkotás során.

Reményeim szerint ebben az Értekezésben bemutatott kutatási területek és eredmények meggyőzően demonstrálják nem csak a plazmadiagnosztika spektroszkópiai módszereinek sokoldalúságát és széles körben való alkalmazhatóságát általában, hanem specifikusan azt is, hogy adekvát módon alkalmazni is tudtam azokat a módszereket.

Jelen Értekezésben a viszonylag távol álló, egyedi kutatási területeim közül négyet mutattam be részletesen. Ezek a területek képezik – megítélésem szerint – a mérföldköveit munkásságomnak, és e területek bemutatásán keresztül képet lehet alkotni teljes eddigi tevékenységem volumenéről.

Kutatásaim központi magja, mintegy fix pontja, melyhez vissza-visszatértem, és amelyből az évek során folyamatosan merítettem, egy ütközéses-sugárzásos közelítésen alapuló elmélet volt. A csatolt rátaegyenletekben megvalósuló modellt azzal a céllal alkottam meg, hogy az elektronsűrűség és elektronhőmérséklet széles tartományaiban modellezni tudjam a különböző összetételű plazmák által kibocsátott sugárzásos teljesítményt illetve spektrumokat. E modell kapcsán szintén kidolgoztam egy általános eljárást arra, hogy a plazmában esetlegesen jelenlévő reabszorpció hatását figyelembe tudjam venni a kisugárzott teljesítmény nagyságára, illetve a spektrumok alakjára vonatkozóan anélkül, hogy az optikai sűrűség nagyságára előzetes feltevést kellene tenni.

Az Értekezés első részében ezt az ütközéses-sugárzásos modellt ismertettem a kibocsátott fotonok reabszorpciójára vonatkozó számításaimmal együtt.

Az Értekezés második részében ismertettem kísérleteimet a hétszeresen ionizált wolfram néhány, addig ismeretlen energiaszintjének meghatározására. Ezekben a vizsgálatokban a gerjesztő közeg az MT-1M tokamak volt, amelyben a plazma elektronhőmérséklet (~200 eV) egyedülálló módon tette lehetővé a W<sup>7+</sup> ionok előállítását és a VUV tartományba eső spektrális átmeneteinek megfigyelését.

Ugyanebben a részben bemutattam kísérleteimet atmoszférikus falstabilizált ívkisülésben, melyben semleges szén és nitrogén, valamint egyszeresen ionizált oxigén több mint 200 spektrumvonalához tartozó átmenet átmeneti valószínűségét határoztam meg. Megállapítottam, hogy az N I átmenetek és a C I 3s - 3p átmenetihez tartozó átmeneti valószínűségek jó egyezést mutatnak az L-S csatolás felhasználásával az Opacitás Projekt keretében kiszámított értékekkel, míg a többi átmenet esetében a mért értékek inkább a közbenső csatolással kiszámított valószínűségekhez állnak közelebb.

Az Értekezés harmadik részében ismertettem Ti:Sa és KrF lézer keltette felharmonikusokkal kapcsolatos vizsgálataimat. Ezek során megállapítottam, hogy a Ti:Sa lézer harmadik felharmonikusa frekvenciáján (267 nm) abszorbeáló közegek esetében az üveg-levegő határfelületen keltett harmadik harmonikus intenzitása fordítottan arányos az abszorpciós hosszal, és hogy a harmadrendű szuszceptibilitás egyértelmű függést mutat az abszorpciós hossztól, azaz az abszorpciós hossz megmérésével lehetőség nyílik а szuszceptibilitás származtatására. Ezen túl szintén ebben a részben mutattam be kísérleteimet KrF lézer szilárd céltárgyak (polisztirol, alumínium, arany) felületén keltett második és harmadik felharmonikusainak polarizációs tulajdonságai, valamint a keltett lézerplazma tágulási dinamikájának vizsgálata céljából. A polarizációs tulajdonságok és a lézerfénynek a keltett lézerplazmán történő Doppler-eltolódásának mértéke, alátámasztva modellszámításaim eredményeivel, segítettek tisztázni a mechanizmusának részleteit az 5.10<sup>15</sup> Wcm<sup>-2</sup> fókuszált lézerabszorpció intenzitások körüli tartományban.

Az Értekezés negyedik, egyben utolsó részében termonukleáris fúziós plazmákkal kapcsolatos kutatásaimat prezentáltam. E szerint méréseket végeztem a svájci TCV tokamakon 64 csatornás fólia-bolométer és 140 csatornás, AXUV dióda detektorokra épülő kamerarendszer segítségével azzal a céllal, hogy megvizsgáljam, hogy a tokamak szél- és határréteg plazmájában kifejlődő periodikus ELM instabilitás során a plazma energiaveszteségének mekkora hányada és milyen dinamikával távozik a plazmából sugárzásos energia formájában. Megállapítottam, hogy az ELM következtében sugárzás formájában távozó energiaveszteség 75%-a az ELM első harmadában távozik és az ELM alatti teljes tárolt energiacsökkenés 8-15 %-áért felelős. Azt is megállapítottam, hogy a hagyományosan az ELM "kitörés" kezdetének tekintett külső középsíkbeli sugárzásnövekedést megelőzően az X-pont környékén észlelhető megnövekedett sugárzás, aminek detektálását a korábban elterjedten használt fólia-bolométerek rossz időfelbontása nem tett lehetővé.

Egy másik kísérletsorozatban úgynevezett "hópihe" mágneses konfigurációban is vizsgáltam az ELM-ek időbeli dinamikáját és az általuk okozott tárolt energiaveszteséget. Munkatársaimmal megállapítottam, hogy "hópihe" konfigurációban, az egyszeres X-ponti konfigurációval összehasonlítva, a plazma összetartás hatásfoka mintegy 15 %-kal javult, az ELM frekvencia pedig feléreharmadára esett, viszont ennek következtében az ELM-enkénti energiaveszteség mintegy 20-30 százalékkal megnőtt. Ezeknek a kísérleteknek az adja a jelentőségét, hogy "hópihe" konfigurációban az ELM esemény során felszabaduló és a plazmából távozó energia egyenletesebben oszlik el a divertorban, azaz a kilépő hő a divertor lemezek nagyobb felületén disszipálódik, ami csökkenti a divertor szerkezeti elemeivel szemben jelenleg fennálló igen extrém technológiai követelményeket.

### 10. Hivatkozások

- [Andreev, 2002] A.A. Andreev, A.G. Zhidkov, M. Uesaka et al.; Phys. Rev. E 66 (2002) 036405.
- [Allen, 1973] C.W. Allen: Astrophysical Quantities, 3. kiadás, The Athlone Press, London, 1973.
- [Anton, 1996] M. Anton, H. Weisen, M.J. Dutch et al; *Plasma Phys. Control Fusion* **38** (1996) 1849.
- [Becoulet, 2005] M. Becoulet, G. Huysmans, P. Thomas, et al; J. Nucl. Mat. 337– 339 (2005) 677.
- [Bell, 1994] K.L. Bell, A. Hibbert, R.P. Stafford and B.M. McLaughlin; *Phys. Scr.* 50 (1994) 343.
- [Bellan, 2006] P.M. Bellan: Fundamentals of Plasma Physics; Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
- [Bengtsson, 1992] G.J. Bengtsson, J. Larsson, S. Svanberg and D.D. Wang; *Phys. Rev. A* 45 (1992) 2712.
- [Bekefi, 1966] G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas; Wiley Series in Plasma Physics, 1966.
- [Boiven, 1999] R.L. Boivin, J.A. Goetz, E.S. Marmar et al., *Rev. Sci. Instrum.* **70** (1999) 260.
- [Born, 1980] M. Born and E. Wolf: Principles of Optics; Pergamon Press, Oxford, 1980.
- [Boyd, 1992] R. Boyd: Nonlinear Optics; Academic Press, New York, 1992.
- [Bransden, 1983] B.H. Bransden, C.J. Joachain: Physics of Atoms and Molecules. Longman, 1983
- [Breton, 1978] C. Breton, D. de Michelis and M. Mattioli; *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **19** (1978) 367.
- [Buck, 1991] B. Buck B and V.A. Mackaulay: Maximum Entropy in Action; Oxford University Press, Oxford 1991.
- [Burke, 1994] V.M. Burke and D.J. Lennon unpublished (az [Opacity 1995] project részeként)
- [Catherinot, 1979] A. Catherinot and A. Sy; *Phys. Rev. A* **20** (1979) 1511.
- [Coetzer, 1986] F.J. Coetzer, T.C. Kotze, F.J. Mostert and P. van der Westhuizen; *Phys. Scr.* **34** (1986) 328.

- [Connor, 2008] J.W. Connor, A. Kirk and H.R. Wilson; *AIP Conf. Proc.* **1013** (2008) 174.
- [Copeland, 1987] R.A. Copeland, J.B. Jeffries, A.P. Hickman and D.R. Crossely; *J. Chem. Phys.* 86 (1987) 4876.
- [Chen, 1995] T-J. Chen, R.N. Zitter and R. Tao; Phys. Rev. A 51 (1995) 706.
- [Demtröder, 2003] W. Demtröder: Laser Spectroscopy; Springer-Verlag, 2003.
- [Moore, 1993] C.E. Moore: Table of Spectra of Hydrogen, Carbon, Nitrogen and Oxygen Atoms and Ions; CRC, Boca Raton, 1993.
- [Fedosejevs, 1990] R. Fedosejevs, R. Ottman, R. Sigel et al.; *Appl. Phys. B* **50** (1990) 79.
- [Földes, 1996] I.B. Földes, J.S. Bakos, G. Veres et al.; *IEEE J. Sel. Top. Quantum* Electron. 2 (1996) 776.
- [Gal, 2008] K. Gal, E. Belonohy, G. Kocsis, G. Veres, P.T. Lang; Nucl. Fusion 48 (2008) 085005.
- [Ginzburg, 1961] V.L. Ginzburg: Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma; Gordon and Breach, New York, 1961
- [Gizzi, 1996] L.A. Gizzi, D. Giulietti, A. Giulietti et al.; *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 2278.
- [Godwin, 1994] R.P. Godwin; Appl. Optics 33 (1994) 1063.
- [Goldbach, 1992] C. Goldbach, T. Lüdtke, M. Martin and G. Nollez; *Astron. Astrophys.* **266** (1992) 605.
- [Gray, 1982] D.E. Gray: American Institute of Physics Handbook; McGraw-Hill, New York, 1982.
- [Griem, 1964] H.R. Griem: Plasma Spectroscopy; McGraw-Hill, New York, 1964.
- [Griem, 1997] H.R. Griem: Principles of Plasma Spectroscopy; Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [Grotrian, 1928] W. Grotrian: Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen; Springer, Berlin, 1928.
- [Hahn, 1988] Y Hahn and K.J. LaGattuta; Phys. Rep. 166 (1988) 1.
- [Hibbert, 1975] A. Hibbert; Comp. Phys. Commun. 9 (1975) 141.
- [Hibbert, 1991] A. Hibbert, E. Biemont, M. Godefroid and N. Vaeck; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 88 (1991) 505.
- [Hibbert, 1993] A. Hibbert, E. Biemont, M. Godefroid and N. Vacek; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **99** (1993) 179.

- [Helbig, 1976] V. Helbig, D.E. Kelleher and W.L. Wiese; *Phys. Rev. A* **14** (1976) 1082.
- [Hunter, 1978] W.R. Hunter; Appl. Opt. 17 (1978) 1259.
- [Hutchinson, 2002] I.H. Hutchinson: Principles of Plasma Diagnostics; Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [Ingesson, 1999] L.C. Ingesson: The Mathematics of some Tomography Algorithms used at JET; JET-R(99)08.
- [Ishizawa, 1999] A. Ishizawa, K. Inaba, T. Kanai et al.; IEEE J. Quantum Electron. 35 (1999) 60.
- [ITER, 1999] ITER Physics Basis; Nuclear Fusion 39 (1999) 2137.
- [Jobin-Yvon, 1980] Jobin-Yvon: LHT 30 toroidal grating data sheet, manual ref. No. 31 017 382, 1980.
- [Kalashnikov, 1994] M.P. Kalashnikov, P.V. Nickles, T. Schlegel et al.; Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 260.
- [Kalvin, 2003] S. Kalvin, K. Gal, G. Kocsis, G. Petravich, G. Veres, S. Zoletnik: Quasi 2D Modelling of the Expansion and Radiation of the Pellet Cloud in Hot Plasma; 30<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics ECA 27A (2003) P-3.154.
- [Karzas, 1961] W.J. Karzas and R. Latter; Astrophys. J. Suppl. 6 (1961) 167.
- [Key, 1980] M.H. Key, R.J. Hutcheon; Adv. At. Molec. Phys. 16 (1980) 201.
- [Kocsis, 1989] G. Kocsis, J.S. Bakos and P.N. Ignacz; *Appl. Phys. B* **49** (1989) 415.
- [Landau, 1932] L. Landau: Zur Theorie der Energieübertragung. II; *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion* **2** (1932) 46.
- [Lang, 2003] P.T. Lang, P. Cierpka, O. Gehre, et al; *Rev. Sci. Instrum.* **74** (2003) 3974.
- [Lang, 2005a] P.T. Lang, J. Hobirk, L.D. Horton, G. Veres, et al.; Czechoslovak J. Phys. 55 (2005) 1557.
- [Lang, 2005b] P.T. Lang, J. Bucalossi, L. Fattorini et al.: ELM Mitigation by Externally Induced ELMs – Physics and Prospects; 32<sup>nd</sup> EPS Conference on Plasma Physics ECA 29C (2005) O-4.004.
- [Lang, 2006] P T Lang, K Gal, J Hobirk, S Kalvin, G Kocsis, V Mertens, J Neuhauser, M Maraschek, W Suttrop, G Veres and the ASDEX Upgrade Team; *Plasma Phys. Control Fusion* 48 (2006) A141.
- [Lengyel, 1999] L.L. Lengyel, K. Büchl, G. Pautasso, L. Ledl, A.A. Ushakov, S. Kálvin and G. Veres; *Nucl. Fusion* **39** (1999) 791.

- [Lennon, 1995] D.J. Lennon and V.M. Burke unpublished (az [Opacity 1995] részeként)
- [Lichters, 1996] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn and A. Pukhov; *Phys. Plasmas* **3** (1996) 3425.
- [Linde, 1992] D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers; *IEEE J. Quantum Electron*. **28** (1992) 2388.
- [Linde, 1994] D. von der Linde: Second Harmonic Production from Solid Targets; in Laser Interactions with Atoms, Solids and Plasmas, szerk. R.M. More, Plenum Press, New York, 1994.
- [Liu, 1994] C.S. Liu and V.K. Tripathi: Interaction of Electromagnetic Waves with Electron Beams and Plasmas; World Scientific, Singapore, 1994.
- [Lochte-Holtgreven, 1968] W. Lochte-Holtgreven: Plasma Diagnostics; North-Holland, Amsterdam; Interscience (Wiley), New York, 1968.

[Lotz, 1970] W. Lotz; Z. Phys. 232 (1970) 101.

[Luo, 1989] D. Luo and A.K. Pradhan; J. Phys. B 22 (1989) 3377.

[Mewe, 1972] R. Mewe; Astron. Astrophys. 20 (1972) 215.

[Milam, 1976] D. Milam and M.J. Weber; J. Appl. Phys. 47 (1976) 2497.

[Neu, 2007] R. Neu, M Balden, V Bobkov et al.; *Plasma Phys. Control Fusion* **49** (2007) B59.

- [Musielok, 1995] J. Musielok, W.L. Wiese and G. Veres; *Phys. Rev. A* **51** (1995) 3588.
- [Musielok, 1997] J. Musielok, G. Veres and W.L. Wiese; J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer **57** (1997) 395.
- [Nussbaumer, 1984] H. Nussbaumer and P.J. Storey; *Astron. Astrophys.* **140** (1984) 383.
- [Opacity, 1995] The Opacity Project Team: The Opacity Project Vol. 1, Institute of Physics Publications, Bristol, 1995.
- [Parks, 1978] P.B. Parks and R.J. Turnbull; *Phys. Fluids* **21** (1978) 1735.
- [Piras, 2010a] F. Piras, S. Coda, B.P. Duval, B. Labit, J. Marki, S.Y. Medvedev, J.M. Moret, A. Pitzschke, O. Sauter, A. Bencze, G. Veres; *Plasma Phys. Control Fusion* 52:(2010) 124010.
- [Piras, 2010b] F. Piras, S. Coda, B.P. Duval, B. Labit, J. Marki, S.Y. Medvedev, J.M. Moret, A. Pitzschke, O. Sauter, A. Bencze, G. Veres; *Phys. Rev. Letters* **105** (2010) 155003.

- [Pitts, 2013] R.A. Pitts, S. Carpentiera, F. Escourbiac et al; *J. Nucl. Mat.* **438** (2013) S48.
- [Post, 1977] D.E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter, W.H. Grasberger and W.A. Lokke; Atomic *Data Nuclear Data Tables* **20** (1977) 397.
- [Pradhan, 1992] A.K. Pradhan and J.W. Gallagher; *At. Data Nucl. Data Tables* **52** (1992) 227.
- [Regemorter, 1962] H. van Regemorter; Astrophys. J. 136 (1962) 906.
- [Resnick, 1985] R. Resnick, R. Eisberg: Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles (2nd ed.), John Wiley & Sons, 1985.
- [Roston, 2005] G.D. Roston and F.S. Obaid; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 94 (2005) 255.
- [Sauerbrey, 1996] R. Sauerbrey; *Phys. Plasmas* **3** (1996) 4712.
- [Schlatter, 2003] C. Schlatter: Radiation loss studies on T-10 tokamak using AXUV-detectors; Diplomamunka, Nuclear Fusion Institute (NFI), Russian Research Centre "Kurchatov" (KIAE), Moscow 2003.
- [Seaton, 1959] M.J. Seaton; Mon. Not. R. Astron. Soc. 119 (1959) 81.
- [Shumaker, 1972] J.B. Shumaker and C.H. Popenoe; *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **76A** (1972) 71.
- [Spitzer, 1956] L. Spitzer: Physics of Fully Ionized Gases; Interscience Publishers, New York, 1956.
- [Szatmári, 1994] S. Szatmári; Appl. Phys. B 58 (1994) 211.
- [Stangeby, 2000] P.C. Stangeby: The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices; Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000.
- [Tal, 2013] B. Tal, B. Labit, D. Nagy, R. Chavan, B. Duval, G. Veres and TCV Team; *Rev. Sci. Instrum.* 84 (2013) 123508.
- [Ushakov, 1999] A. Ushakov, L. Ledl, G. Veres, R. Burhenn, R. Schneider and L.L. Lengyel: Simulation of Carbon Pellet Injection and Impurity Cloud Expansion Scenarios in Stellarator W7-AS by Means of a Quasi-three-dimensional Pellet Code; 26th EPS Conference on Plasma Physics ECA 23J (1999) P-4.030.
- [Veres, 1993] G. Veres, P.N. Ignacz, B. Kardon and G. Kocsis, *Plasma Phys. Control Fusion* **35** (1993) 1085.
- [Veres, 1996a] G. Veres and W.L. Wiese; Phys. Rev. A 54 (1996) 1999.

[Veres, 1996b] G. Veres, J.S. Bakos and B. Kardon; *J. Quant. Spectrosc.* & *Radiat. Transfer* **56** (1996) 295.

[Veres, 1997] G. Veres and L.L. Lengyel; *J. Nucl. Mat.* **250** (1997) 96.

[Veres, 1998] G. Veres; J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer 60 (1998) 657.

- [Veres, 1999] G. Veres, J.S. Bakos, I.B. Földes, K. Gál, Z. Juhász, G. Kocsis and S. Szatmári; *Europhys. Lett.* **48** (1999) 390.
- [Veres, 2000] G. Veres, P. Lalousis, L.L. Lengyel and R. Schneider: The Effect of the Charge-Exchange on the Total Radiative Power Emitted by Light Impurity Elements in hot Plasmas; 37th EPS Conference on Plasma Physics ECA 24B (2000) P-2.078.
- [Veres, 2002] G. Veres, S. Matsumoto, Y. Nabekawa and K. Midorikawa; Appl. Phys. Lett. 81 (2002) 3714.
- [Veres, 2004] G. Veres, G. Kocsis, E. Rácz and S. Szatmári; Appl. Phys. B 78 (2004) 635.
- [Veres, 2005] G. Veres, S. Kalvin, B. Kardon, G. Kocsis and G. Petravich: Ablation Rate Calculations with a Quasi-two-dimensional Pellet Code; *32<sup>nd</sup> EPS Conference on Plasma Physics* ECA **29C** (2005) P-4.113.
- [Veres, 2007a] G. Veres, R.A. Pitts, M. Wischmeier, B. Gulejova, J. Horacek and S. Kalvin; J. Nucl. Mat. 363-365 (2007) 1104.
- [Veres, 2007b] G. Veres, R.A. Pitts, A. Aranyi, A. Bencze, M. Berta, B. Gulejova, S. Kalvin and the TCV Team: Fast Radiation Dynamics during ELMs in TCV; 34<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics ECA **31F** (2007) P-2.141.
- [Veres, 2008] Veres G.: Bevezetés az elméleti plazmafizikába; Eötvös Kiadó, Budapest, 2008.
- [Veres, 2009] G. Veres, R.A. Pitts, A. Bencze, J. Márki, B. Tál, R. Tye and TCV Team; J. Nucl. Mat. 390-391 (2009) 835.
- [Veres, 2011] G. Veres: Nuclear Fusion; Springer Handbook of Nuclear Chemistry 2nd Edition, ISBN: 978-1-4419-0720-2, Vol.1, Ch. 6.
- [Vidal, 1973] C.R. Vidal, J. Cooper and E.W. Smith; *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25** (1973) 37.
- [Vijvers, 2014] W.A.J. Vijvers, G.P. Canal, B. Labit, H. Reimerdes, B. Tal, S. Coda, G.C. De Temmerman, B.P. Duval, T.W. Morgan, J.J. Zielinski and the TCV Team; *Nucl. Fusion* 54 (2014) 023009.
- [Wagner, 1982] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer et al.; Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- [Weiss unpublished] A.W. Weiss and M. Suskin unpublished.

[Weisheit, 1975] J.C. Weisheit; J. Phys. B 8 (1975) 2556.

[Wesson, 2011] J. Wesson: Tokamaks; Oxford University Press, Oxford, 2011.

- [Wiese, 1966] W.L. Wiese, M.W. Smith and B.M. Glennon; *Nat. Bur. Stand. Ref. Data Ser.* **1** (1966).
- [Wiese, 1968] W.L. Wiese; in Methods of Experimental Physics, ed. B. Bederson and W.L. Fite, Academic Press, New York, **7B** (1968) 307.
- [Wiese, 1996] W.L. Wiese, J.R. Fuhr and T.M. Deters: Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen and Oxygen; J. Phys. Chem. Data, Monograph 7, 1996
- [Zeldovich, 2002] Ya. B. Zeldovich, Yu. P. Raizer: Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena; Dover Publications, New York, 2002.
- [Zener, 1932] C. Zener: Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels; *Proceedings of the Royal Society of London A* **137** (1932) 696.
- [Zhu, 1989] Q. Zhu, J.M. Bridges, T. Hahn and W.L. Wiese; *Phys. Rev. A* **40** (1989) 3721.
- [Zohm, 1996] H. Zohm; Plasma Phys. Control Fusion 38 (1996) 105.

# 11. Függelék

8. táblázat: A mért N I spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 2,25[-1] jelentése 2,25·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják.

Multiplett	λ (nm)	Sta sú	at. Iy		Átmeneti valószínűség (10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )				
		gi	₿ĸ	Musielok, 1995	Hibbert, 1991	Burke, 1994	Weiss	Zhu, 1989	
2s²2p²(³P)3s ⁴P-	896,16	12	20	2,25[-1]±11%	2,59[-1]	1,83[-1]	2,55[-1]		
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p <sup>4</sup> D°	868,03	6	8	2,21[-1]±11%	2,60[-1]		2,56[-1]		
	868,34	4	6	1,67[-1]±11%	1,93[-1]		1,79[-1]		
	868,62	2	4	1,04[-1]±11%	1,18[-1]		1,07[-1]		
	871,88	6	6	5,95[-2]±12%	6,73[-2]		7,59[-2]	6,60[-2]	
	871,17	4	4	1,17[-1]±11%	1,32[-1]		1,35[-1]	1,26[-1]	
	870,33	2	2	1,97[-1]±11%	2,20[-1]		2,12[-1]	2,01[-1]	
	874,74	6	4	8,83[-3]±13%	9,93[-3]		1,25[-2]	1,07[-2]	
	872,89	4	2	3,24[-2]±12%	3,86[-2]		4,20[-2]	4,00[-2]	
2s²2p²(³P)3s <sup>4</sup> P-	821,18	12	12	3,04[-1]±12%	3,14[-1]	2,37[-1]	3,13[-1]	3,00[-1]	
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> P°	821,63	6	6	2,21[-1]±12%	2,31[-1]		2,19[-1]	2,04[-1]	
	821,07	4	4	5,02[-2]±12%	5,31[-2]		4,18[-2]	5,20[-2]	
	820,04	2	2	4,85[-2]±12%	4,77[-2]		5,24[-2]	5,00[-2]	
	824,24	6	4	1,34[-1]±12%	1,34[-1]		1,39[-1]	1,35[-1]	
	822,31	4	2	2,65[-1]±12%	2,67[-1]		2,60[-1]	2,54[-1]	
	818,49	4	6	7,86[-2]±12%	8,39[-2]		9,49[-2]	8,50[-2]	
	818,80	2	4	1,22[-1]±12%	1,27[-1]		1,32[-1]	1,28[-1]	
2s²2p²(³P)3s ⁴P-	745,22	12	4	3,69[-1]±11%	3,84[-1]	2,37[-1]	3,78[-1]	3,67[-1]	
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> S°	746,83	6	4	1,90[-1]±11%	2,02[-1]		1,88[-1]	1,85[-1]	
	744,23	4	4	1,23[-1]±11%	1,24[-1]		1,27[-1]	1,20[-1]	
	742,36	2	4	5,63[-2]±11%	5,86[-2]		6,38[-2]	6,20[-2]	
2s²2p²(³P)3s ²P-	939,53	6	10	2,56[-1]±12%	2,67[-1]	2,66[-1]			
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p <sup>2</sup> D <sup>o</sup>	939,28	4	6	2,55[-1]±12%	2,68[-1]				
	938,68	2	4	2,19[-1]±12%	2,26[-1]				
	946,07	4	4	3,88[-2]±13%	4,04[-2]				
2s²2p²(³P)3s ²P-	861,75	6	6	2,97[-1]±12%	3,26[-1]	3,22[-1]		3,28[-1]	
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p <sup>2</sup> P <sup>o</sup>	862,92	4	4	2,52[-1]±12%	2,75[-1]			2,69[-1]	
/ .	859,40	2	2	1,98[-1]±12%	2,16[-1]			2,31[-1]	
	865,59	4	2	9,70[-2]±12%	1,11[-1]			1,10[-1]	
	856,77	2	4	4,64[-2]±13%	5,11[-2]			5,20[-2]	

Multiplett	λ (nm)	Stat. súly		Átmeneti valószínűség (10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )					
		gi	Яĸ	Musielok, 1995	Hibbert, 1991	Burke, 1994	Weiss	Zhu, 1989	
2s²2p²(³P)3s ²P-	466,67	6	6	9,72[-3]±14%		1,41[-2]			
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)4p <sup>2</sup> P <sup>o</sup>	466,99	4	4	7,49[-3]±14%					
	466,05	2	2	6,72[-3]±14%					
	467,86	4	2	2,69[-3]±15%					
	465,18	2	4	2,40[-3]±15%					
2s²2p²(³P)3s ²P-	410,69	2	6	3,99[-2]±14%	6,76[-2]	2,32[-2]			
2s²2p²(¹D)3p ²D°	410,99	4	6	3,90[-2]±14%	6,77[-2]				
	409,99	2	4	3,48[-2]±14%	5,64[-2]				
	411,40	4	4	6,62[-3]±14%	1,11[-2]				
2s²2p²(³P)3p ²S°-	904,99	2	6	2,91[-1]±13%	3,27[-1]	2,74[-1]			
2s²2p²(³P)3d ²P	906,05	2	4	2,87[-1]±13%	3,27[-1]				
	902,89	2	2	3,00[-1]±13%	3,27[-1]				
2s²2p²(³P)3p ²Sº-	600,55	2	6	3,60[-2]±14%		5,13[-2]			
2s²2p²(³P)3d ²P	600,85	2	4	3,58[-2]±14%					
	599,94	2	2	3,64[-2]±14%					
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> D°-	1011,68	20	28	3,66[-1]±13%	3,85[-1]	3,74[-1]			
2s²2p²(³P)3d ⁴F	1011,46	8	10	3,75[-1]±13%	3,91[-1]				
	1011,25	6	8	3,19[-1]±13%	3,42[-1]				
	1010,89	4	6	2,85[-1]±13%	3,02[-1]				
	1010,51	2	4	2,62[-1]±13%	2,79[-1]				
	1016,48	8	8	3,97[-2]±13%	3,99[-2]				
	1014,73	6	6	7,31[-2]±13%	7,61[-2]				
	1012,83	4	4	9,89[-2]±13%	9,94[-2]				
	1020,00	8	6	3,26[-3]±14%	2,37[-3]				
	1016,68	6	4	4,13[-3]±14%	5,79[-3]				
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> D°-	998,82	20	12	4,34[-2]±13%	3,39[-2]	2,15[-2]			
2s²2p²(³P)3d ⁴P	1005,43	8	6	1,39[-2]±13%	6,68[-3]				
	996,85	6	4	4,50[-3]±14%	4,83[-4]				
	990,55	4	2	3,11[-3]±14%	2,74[-4]				
	1000,30	6	6	2,28[-2]±13%	2,47[-2]				
	993,15	4	4	3,64[-2]±13%	2,79[-2]				
	988,34	2	2	2,93[-2]±13%	3,00[-2]				
	996,57	4	6	7,60[-3]±14%	3,32[-3]				
	990,92	2	4	7,58[-3]±14%	7,07[-3]				

8. táblázat (folytatás): A mért N I spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 2,25[-1] jelentése 2,25·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják.

Multiplett	λ (nm)	Sta sú	at. Iy		Átmeneti valószínűség (10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )				
		a.	a.	Musielok,	Hibbert,	Burke,	Waina	Zhu,	
		gi	Яĸ	1995	1991	1994	vveiss	1989	
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p <sup>4</sup> D <sup>o</sup> -	983,06	20	20	8,75[-2]±13%	9,59[-2]	9,77[-2]			
2s²2p²(³P)3d ⁴D	986,33	8	8	8,82[-2]±13%	1,00[-1]				
	982,28	6	6	4,79[-2]±13%	4,90[-2]				
	979,86	4	4	2,99[-2]±13%	2,41[-2]				
	978,83	2	2	3,22[-2]±13%	2,64[-2]				
	987,22	8	6	2,58[-2]±13%	3,24[-2]				
	983,46	6	4	4,10[-2]±13%	4,72[-2]				
	981,00	4	2	4,77[-2]±13%	5,60[-2]				
	981,40	6	8	5,34[-3]±14%	7,51[-3]				
	978,68	4	6	1,09[-2]±13%	1,12[-2]				
	977,69	2	4	1,16[-2]±13%	1,15[-2]				
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> P°-	1070,72	12	12		1,34[-1]	1,17[-1]			
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3d <sup>4</sup> P	1075,79	6	6	2,37[-2]±13%	3,07[-2]				
	1067,39	4	4	b	2,57[-3]				
	1062,32	2	2	3,39[-2]±13%	9,48[-2]				
	1071,80	6	4	2,29[-2]±13%	2,74[-2]				
	1064,40	4	2	4,01[-2]±13%	4,18[-2]				
	1071,35	4	6	4,18[-2]±13%	1,00[-1]				
	1065,30	2	4	5,55[-2]±13%	1,10[-1]				
2s <sup>2</sup> 2n <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3n <sup>4</sup> P°-	1052 63	12	20	2 39[-1]+13%	2 47[-1]	2 63[-1]			
$2s^2 2n^2 (^3P) 3d^4D$	1053.96	6	20	2,35[-1]+13%	2,51[-1]	2,00[ 1]			
23 2p (1)50 D	1050,30	1	6	2,00[-1]±10%	2,31[-1]				
	1050,70	2	4	6 07[-2]+13%	4 25[-2]				
	1050,00	6	- 6	1 13[_1]+13%	4,23[-2] 1 34[-1]				
	1052.06	4	4	1,10[-1]±13%	1,54[-1]				
	1052,00	- 2	- 2	1,32[-1]±13%	1,04[-1]				
	1056 22	6	2 1	2 24[ 2]±12%	1, <del>1</del> 3[-1]				
	1050,55	0	4	3,24[-2]±13%	4,33[-2]				
	1053,38	4	2	7,16[-2]±13%	1,01[-1]				
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> P°-	695,49	12	12	2,41[-2]±14%		2,65[-2]			
2s²2p²(³P)5s <sup>4</sup> P	694,52	6	6	1,75[-2]±14%					
	696,05	4	4	4,45[-3]±15%					
	697,31	2	2	3,65[-3]±15%					
	697,92	6	4	9,37[-3]±15%					
	698,20	4	2	1,94[-2]±15%					
	692,67	4	6	7,38[-3]±15%					
	695,16	2	4	9,79[-3]±15%					

8. táblázat (folytatás): A mért N I spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 2,25[-1] jelentése 2,25·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják.

Multiplett	λ (nm)	Sta sú	at. Iy		Átmeneti valószínűség (10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )				
		gi	<b>g</b> k	Musielok, 1995	Hibbert, 1991	Burke, 1994	Weiss	Zhu, 1989	
2s²2p²(³P)3p ²Dº-	754,64	10	6	2,29[-2]±14%		2,93[-2]			
2s²2p²(³P)5s ²P	755,09	6	4	1,79[-2]±14%					
	754,62	4	2	2,85[-2]±14%					
	750,76	4	4	2,30[-3]±15%					
2s²2p²(¹D)3s ²D-	904,76	10	14	2,66[-1]±14%	2,73[-1]	2,86[-1]			
2s²2p²(1D)3p ²F°	904,59	6	8	2,63[-1]±14%	2,74[-1]				
	904,99	4	6	0.00[ 4]+4.40/	2,55[-1]				
	904,95	6	6	2,68[-1]±14%	1,84[-2]				
			_						
$2s^{2}2p^{2}(^{1}D)3s^{2}D$ -	790,45	10	6	1,46[-1]±14%	3,82[-1]	2,46[-1]			
2s²2p²(¹D)3p ²Pº	791,54	4	2	1,48[-1]±14%	3,81[-1]				
	789,90	6	4	1.45[-1]±14%	3,43[-1]				
	789,93	4	4	,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,	3,99[-2]				
2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)3s <sup>2</sup> D-	919.57	10	10	1.24[-1]±14%	2.61[-1]	1.42[-1]			
$2s^22p^2(^1D)3p^2D^2$	918.75	6	6	, <b>, ,</b>	2.44[-1]				
	918.79	4	6	1,28[-1]±14%	1.76[-2]				
	920.80	4	4		2.30[-1]				
	920,76	6	4	1,18[-1]±14%	2,71[-2]				
2s²2p²(³P)3p <sup>4</sup> D°-	999,78	8	8	9,20[-3]±14%	4,12[-3]				
2s²2p²(³P)3d ²F	1001,78	6	6	2,26[-2]±14%	4,21[-3]				
	1001,78	6	8	1,08[-2]±14%	5,26[-3]				
	998,04	4	6	8,10[-3]±14%	5,54[-3]				
2s²2p²(³P)3p ⁴P°- 2s²2p²(³P)3d ²F	1073,05	4	6	1,03[-2]±14%	3,98[-3]				

8. táblázat (folytatás): A mért N I spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 2,25[-1] jelentése 2,25·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják.

9. táblázat: A mért O II spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 7,29[-1] jelentése 7,29·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják. A mérések bizonytalansága 8 % a multiplettek esetében és 9% a többiben. Néhány multiplettben egy-egy vonalhoz tartozó érték hiányzik. Ennek oka, hogy vagy túl gyenge volt a vonal, vagy egy másik, intenzív spektrumvonal elnyomta.

Multiplett	λ (nm)	Stat. súly		Átmeneti	valószínűség	(10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )
		gi	g <sub>k</sub>	Veres, 1996a	Bell, 1994	Lennon, 1995
3s <sup>4</sup> P-3p <sup>4</sup> D°	465,15	12	20	7,29[-1]	8,48[-1]	8,32[-1]
	464,91	6	8	7,18[-1]	8,49[-1]	8,33[-1]
	464,18	4	6	5,43[-1]	6,26[-1]	5,86[-1]
	463,89	2	4	3,40[-1]	3,82[-1]	3,49[-1]
	467,62	6	6	1,87[-1]	2,22[-1]	2,46[-1]
	466,16	4	4	3,76[-1]	4,32[-1]	4,41[-1]
	465,08	2	2	6,21[-1]	7,20[-1]	6,94[-1]
	469,64	6	4	2,99[-2]	3,31[-2]	4,04[-2]
	467,37	4	2	1,22[-1]	1,27[-1]	1,37[-1]
3s <sup>4</sup> P-3p <sup>4</sup> P°	434,13	12	12	8,68[-1]	9,76[-1]	9,71[-1]
	434,94	6	6	6,35[-1]	7,15[-1]	6,76[-1]
	433,69	4	4	1,44[-1]	1,62[-1]	1,30[-1]
	432,58	2	2	1,35[-1]	1,49[-1]	1,64[-1]
	436,69	6	4	3,66[-1]	4,19[-1]	4,30[-1]
	434,56	4	2	7,64[-1]	8,26[-1]	8,07[-1]
	431,96	4	6	2,34[-1]	2,62[-1]	2,96[-1]
	431,71	2	4	3,40[-1]	3,95[-1]	4,12[-1]
3s <sup>4</sup> P-3p <sup>4</sup> S°	373,59	12	4	1,65[-0]	1,82[-0]	1,77[-0]
-	374,95	6	4	8,56[-1]	9,37[-1]	8,74[-1]
	372,73	4	4	5,34[-1]	5,95[-1]	5,93[-1]
	371,27	2	4	2,61[-1]	2,88[-1]	3,00[-1]
3s <sup>2</sup> P-3p <sup>2</sup> D°	441,81	6	10	7,73[-1]	9,25[-1]	9,50[-1]
	441,49	4	6	7,67[-1]	9,26[-1]	9,52[-1]
	441,70	2	4	6,55[-1]	7,77[-1]	7,93[-1]
	445,24	4	4	1,26[-1]	1,47[-1]	1,55[-1]
3s <sup>2</sup> P-3p <sup>2</sup> P°	396,69	6	6		1,29[-0]	1,33[-0]
	397,33	4	4	9,56[-1]	1,08[-0]	1,10[-0]
	395,44	2	2		8,57[-1]	8,94[-1]
	398,27	4	2	3,93[-1]	4,38[-1]	4,37[-1]
	394,50	2	4	1,88[-1]	2,14[-1]	2,25[-1]

9. táblázat (folytatás): A mért O II spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 7,29[-1] jelentése 7,29·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják. A mérések bizonytalansága 8 % a multiplettek esetében és 9% a többiben. Néhány multiplettben egy-egy vonalhoz tartozó érték hiányzik. Ennek oka, hogy vagy túl gyenge volt a vonal, vagy egy másik, intenzív spektrumvonal elnyomta.

Multiplett	λ (nm)	Stat. súly		Átmeneti	valószínűség	(10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )
		<b>g</b> i	Яĸ	Veres, 1996a	Bell, 1994	OP
3p <sup>2</sup> S°-3d <sup>2</sup> P	338,58	2	6	1,14[-0]	1,50[-0]	1,24[-0]
	339,02	2	4	1,12[-0]	1,50[-0]	1,24[-0]
	337,72	2	2	1,17[-0]	1,48[-0]	1,25[-0]
3p <sup>4</sup> D°-3d <sup>4</sup> F	407,48	20	28	1,96[-0]	2,01[-0]	1,99[-0]
	407,59	8	10	1,94[-0]	2,01[-0]	1,99[-0]
	407,22	6	8	1,82[-0]	1,77[-0]	1,71[-0]
	406,99	4	6	1,41[-0]	1,55[-0]	1,50[-0]
	406,96	2	4	1,40[-0]	1,45[-0]	1,40[-0]
	409,29	8	8	2,44[-1]	2,46[-1]	2,80[-1]
	408,51	6	6	4,18[-1]	4,45[-1]	4,82[-1]
	407,88	4	4	5,07[-1]	5,35[-1]	5,57[-1]
	410,60	8	6	1,56[-2]	1,46[-2]	1,88[-2]
	409,41	6	4	4,32[-2]	3,37[-2]	3,93[-2]
3p ⁴D°-3d ⁴D	386,72	20	20	4,35[-1]	4,88[-1]	5,77[-1]
	388,22	8	8	5,06[-1]	5,14[-1]	4,89[-1]
	386,44	6	6	1,98[-1]	2,13[-1]	3,31[-1]
	385,10	4	4	1,46[-1]	1,58[-1]	2,34[-1]
	384,79	2	2	1,79[-1]	1,95[-1]	2,93[-1]
	388,31	8	6	1,04[-1]	1,10[-1]	1,00[-1]
	386,47	6	4	1,65[-1]	2,18[-1]	2,02[-1]
	385,61	4	2	2,10[-1]	2,80[-1]	2,91[-1]
	386,35	6	8	5,97[-2]	6,01[-2]	8,24[-2]
	385,08	4	6	5,50[-3]	6,26[-2]	1,36[-1]
	384,28	2	4	6,85[-2]	9,42[-2]	1,47[-1]
3p <sup>4</sup> P°-3d <sup>4</sup> P	415,17	12	12		9,63[-1]	9,92[-1]
	416,92	6	6	2,49[-1]	3,00[-1]	6,86[-1]
	414,07	4	4	3,76[-1]	1,36[-1]	1,33[-1]
	412,15	2	2		5,60[-1]	1,69[-1]
	415,65	6	4	1,94[-1]	2,39[-1]	4,45[-1]
	412,93	4	2	1,65[-1]	3,98[-1]	8,40[-1]
	415,33	4	6	7,27[-1]	6,64[-1]	2,97[-1]
	413,28	2	4	8,39[-1]	7,37[-1]	4,19[-1]

9. táblázat (folytatás): A mért O II spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 7,29[-1] jelentése 7,29·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják. A mérések bizonytalansága 8 % a multiplettek esetében és 9% a többiben. Néhány multiplettben egy-egy vonalhoz tartozó érték hiányzik. Ennek oka, hogy vagy túl gyenge volt a vonal, vagy egy másik, intenzív spektrumvonal elnyomta.

		St	at.			
Multiplett	λ (nm)	súly		Átmeneti	valószínűség	(10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )
			•	Veres,	_	<u> </u>
		gi	Яĸ	1996a	Bell, 1994	OP
			• •			
3p *P°-3d *D	411,44	12	20		1,33[-0]	1,53[-1]
	411,92	6	8	1,22[-0]	1,40[-0]	1,52[-0]
	410,47	4	6	2,89[-1]	4,74[-1]	1,07[-0]
	409,72	2	4	3,33[-1]	2,74[-1]	6,42[-1]
	412,03	6	6	1,98[-1]	6,25[-1]	4,55[-1]
	410,50	4	4	8,40[-1]	9,35[-1]	8,17[-1]
	410,30	2	2	4,68[-1]	8,63[-1]	1,28[-1]
	412,06	6	4		2,60[-1]	7,58[-1]
	411,08	4	2	7,08[-1]	6,03[-1]	2,54[-1]
3p <sup>4</sup> P°-4s <sup>4</sup> P						
-  -	328,75	6	6	4,92[-1]		4,77[-1]
	329.50	4	4	1.00[-1]		9.03[-2]
	330.14	2	2	1.06[-1]		1.12[-1]
	330.50	6	4	2.89[-1]		3.02[-1]
	330.65	4	2	5.55[-1]		5.58[-1]
	327,76	4	6	2,02[-1]		2,06[-1]
$2\pi^{2}D^{0}$ $2d^{2}E$	470.00	10	11		4 4 4 5 01	1 405 01
3p -D°-3a -F	470,39	10	14		1,14[-0]	1,40[-0]
	470,54	0	8	1,01[-0]	1,24[-0]	1,40[-0]
	409,92	4	0	4 001 01	9,30[-1]	1,32[-0]
	474,17	0	6	4,33[-2]	5,80[-2]	9,14[-2]
3p <sup>2</sup> Dº-4s <sup>2</sup> P						
	347,07	6	4	8,63[-1]		1,16[-0]
	347,03	4	2	1,09[-0]		1,29[-0]
3p <sup>4</sup> S°-3d <sup>4</sup> P	491.30	4	12		5.48[-1]	6.26[-1]
	492 45	4	6		5 43[-1]	6 22[-1]
	490 68	.⊿	Δ	⊿ 17[₋1]	5 <u>4</u> 0[_1]	6 20[_1]
	400,00	+	+ 0			6 25[ 4]
	409,09	4	2	4,41[-1]	J,/9[-1]	0,35[-1]
3p <sup>4</sup> S°-4s <sup>4</sup> P	375,35	4	12	2,89[-1]		4,10[-1]
	373,98	4	6	2,97[-1]		4,15[-1]
	376,25	4	4	3,10[-1]		4,07[-1]
	377,74	4	2	2,25[-1]		4,02[-1]

9. táblázat (folytatás): A mért O II spektrumvonalakhoz tartozó átmeneti valószínűségek táblázatos értékei. 7,29[-1] jelentése 7,29·10<sup>-1</sup>. A teljes multiplettekhez tartozó értékeket dőlt betűk mutatják. A mérések bizonytalansága 8 % a multiplettek esetében és 9% a többiben. Néhány multiplettben egy-egy vonalhoz tartozó érték hiányzik. Ennek oka, hogy vagy túl gyenge volt a vonal, vagy egy másik, intenzív spektrumvonal elnyomta.

		St	at.				
Multiplett	λ (nm)	súly		Átmeneti valószínűség (10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> )			
			-	Veres,			
		gi	<b>g</b> k	1996a	Bell, 1994	OP	
3p <sup>2</sup> P°-3d <sup>2</sup> P	519,10	6	6	4,43[-1]	4,64[-1]	6,53[-1]	
	520,67	4	4	3,29[-1]	3,38[-1]	5,40[-1]	
	515,99	2	2	3,02[-1]	3,22[-1]	4,44[-1]	
	517,59	4	2	1,37[-1]	1,56[-1]	2,20[-1]	
	519,05	2	4	1,16[-1]	1,20[-1]	1,09[-1]	
3p <sup>2</sup> P°-3d <sup>2</sup> P	494,32	6	10	7,12[-1]	8,62[-1]	9,78[-1]	
	494,30	4	6	7,15[-1]	8,61[-1]	9,78[-1]	
	494,11	2	4	5,40[-1]	6,67[-1]	8,16[-1]	
	495,57	4	4	1,67[-1]	1,96[-1]	1,62[-1]	

## 12. Köszönetnyilvánítás

Pályám során igen sok kutatótól nyertem inspirációt, motivációt, támogatást a határokon belül csakúgy, mint külföldön. Lehetetlen lenne mindenkit felsorolni, és akit véletlenül kihagynék, csak megbántanám. Ezért inkább ennek az Értekezésnek a végén név nélkül, de magamban mindenkire emlékezve köszönöm mindenkinek az együttműködést, támogatást, kritikát. Köszönet mindenkinek, akivel valaha is együtt dolgoztam, vagy akár csak pár percen át egy tudományos kérdést, problémát megvitattam.