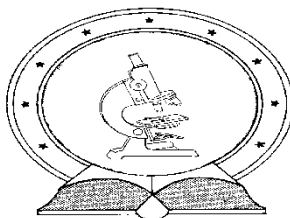


DE TTK



1949

**Plazmadiagnosztikai vizsgálatok, ionnyaláb- és műszaki
fejlesztések az ATOMKI elektron-ciklotronrezonanciás (ECR)
ionforrásán**

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Rácz Richárd Péter

Témavezető:
Dr. Biri Sándor

DEBRECENI EGYETEM
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2013

Készült

A Debreceni Egyetem

Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának

Atom- és molekulafizika programja keretében

A Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetben (ATOMKI)

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának Atom- és molekulafizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2013.

Rácz Richárd Péter
jelölt

Tanúsítom, hogy Rácz Richárd Péter doktorjelölt 2008 - 2013 között a fent megnevezett Doktori Iskola Atom- és molekulafizika programjának keretében irányítással végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2013.

Dr. Biri Sándor
témavezető

Plazmadiagnosztikai vizsgálatok, ionnyaláb- és műszaki fejlesztések az ATOMKI elektron-ciklotronrezonanciás (ECR) ionforrásán

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Rácz Richárd Péter okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Atom- és molekulafizika programja keretében.

Témavezető: Dr. Biri Sándor

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2012.

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2013.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés.....	1
2. Az ECR ionforrásokról általában.....	4
2.1. Történeti áttekintés.....	5
2.2. Az ECR ionforrások felépítése és működési elve.....	7
2.2.1. <i>Az ECR ionforrások mágneses csapdája</i>	8
2.2.2. <i>Az ECR ionforrások mikrohullámú rendszere</i>	11
2.2.3. <i>Az ECR ionforrások kivonó rendszere</i>	12
2.3. Az ECR ionforrások plazmafizikai alapjai.....	14
2.3.1. <i>A plazma definíciója ...</i>	14
2.3.2. <i>Az elektron-ciklotronrezonancia</i>	15
2.3.3. <i>Plazmakomponensek közti kölcsönhatások</i>	16
2.3.4. <i>Töltött részecskék csapdázása</i>	19
2.3.5. <i>A plazmapotenciál és csapdázó hatása</i>	22
3. Az ATOMKI ECR ionforrás, ionnyaláb- és műszaki fejlesztés	23
3.1. Az ATOMKI ECR standard konfigurációja.....	24
3.2. Nyalábfejlesztés.....	28
3.2.1. <i>Molekulaionok előállítása</i>	28
3.2.2. <i>Negatív ionplazma és nyaláb előállítása és vizsgálata</i>	31
3.2.2.1. <i>A negatív ionok képződése</i>	31
3.2.2.2. <i>Negatív ionnyaláb előállítása az ATOMKI ECR ionforrással</i>	34
3.2.2.3. <i>A plazma negatív és pozitív ionkomponensének vizsgálata</i>	37
3.2.3. <i>Fém ionnyalábok előállítása porlasztásos módszerrel</i>	40
3.3. Műszaki fejlesztés.....	44
4. ECR plazmadiagnosztika.....	47
4.1. Plazmadiagnosztika és motivációja.....	47
4.2. Plazmadiagnosztikai eljárások.....	49
4.2.1. <i>Lokális plazmadiagnosztika</i>	49
4.2.2. <i>Globális plazmadiagnosztika</i>	50
4.2.2.1. <i>Röntgenspektroszkópia</i>	50
4.2.2.1.1. <i>Fékezési röntgensugárzás</i>	50
4.2.2.1.2. <i>Karakterisztikus röntgensugárzás</i>	51
4.2.2.2. <i>VUV spektruskópia</i>	52
4.2.2.3. <i>Láthatófény spektroszkópia</i>	53
4.2.3. <i>Plazmaszimuláció</i>	53
4.2.3.1. <i>A jelenleg használatos plazmaszimulációs programok</i>	54
4.2.3.2. <i>A TrapCAD</i>	55

5. A plazmadiagnosztikai vizsgálatok eredményei.....	57
5.1.Láthatófény alapú diagnosztika.....	57
5.1.1. Mérési összeállítás.....	58
5.1.2. Az ECR paraméterek változásának hatása a plazmára.....	61
5.1.2.1.A gáznyomás hatása.....	62
5.1.2.2.A mikrohullám teljesítményének hatása.....	63
5.1.2.3.Az axiális mágneses tér hatása.....	65
5.1.2.4.A mikrohullám frekvenciájának hatása, kettős frekvencia.....	66
5.1.3. Plazmák különböző gázokból és keverékeiből, a plazmák színe.....	71
5.1.4. Az ECR asztali plazmaforrás plazmájának 3D szerkezete.....	76
5.2.Röntgendiagnosztikai eredmények.....	80
5.3.A plazmaszimuláció eredményei.....	83
6. A diagnosztikai módszerek összevetése, az eredmények értelmezése, kitekintés.....	88
6.1.A diagnosztikai módszerek összevetése.....	88
6.2.Az eredmények értelmezése.....	92
6.3.Kitekintés.....	94
7. Összefoglalás.....	97
7.1. Összefoglalás.....	97
7.2. Summary.....	101
Köszönetnyilvánítás.....	107
Az értekezés alapjául szolgáló közlemények.....	108
Egyéb referált közlemények.....	109
Irodalomjegyzék.....	110

1. Fejezet

Bevezetés

A Magyar Tudományos Akadémia Atommagkutató Intézetben (MTA ATOMKI) üzemel Magyarország egyetlen elektron-ciklotronrezonanciás (ECR) ionforrása (ECRIS). A dolgozatban olykor (nem teljesen pontosan, de a kialakult szokásoknak megfelelően és az érthetőséget nem zavaró módon) az ECR betűszót (nem csak a jelenségre, hanem) magára az eszközre is használni fogom. Az ilyen típusú berendezések a világ számos pontján állítanak elő és szolgáltatnak ionnyalábot nagyenergiájú részecskegyorsítók (ciklotron, szinkrotron, stb) számára.

Az ATOMKI-ban található ECR a 2009-ben alapított és 2010-ben Stratégiai Kutatási Infrastruktúra rangra emelkedő Részecskegyorsító Centrum egy különálló, független kisenergiás részecskegyorsítója. Mint ilyen, változatos nyalábokat és plazmákat biztosít atomfizikai, anyagtudományi és plazmafizikai kutatásokhoz.

A disszertációm alapjául szolgáló kutatómunkámat az ATOMKI ECR csoport tagjaként végeztem. A munka két jól elkülöníthető és mégis szorosan összefüggő részre bontható. Az egyik a standard üzemmódoktól merőben eltérő, a forrás technikai módosítását igénylő ionnyaláb- és műszaki fejlesztés. A másik pedig az ionforrás plazmájának mélyebb megértését célzó plazmafizikai kutatások.

Ebben a bevezető fejezetben, a disszertációm egyes fejezeteit, és az említett területeken végzett tevékenységemet foglalom össze.

A 2. fejezetben az ECR ionforrások rövid történeti áttekintését követően a berendezés működési elvéről, felépítéséről az ECR plazmák jellemzőiről fogok beszélni, a teljesség igénye nélkül, csak a disszertáció további részeinek megértéséhez elengedhetetlen mélységben.

Az ATOMKI ECR ionforrás standard jellemzőit, üzemállapotát a 3. fejezet első pontja tartalmazza, kitérve a mikrohullámú rendszer, a mágneses csapda jellemző paramétereire. A fejezet fennmaradó részében a műszaki- és nyalábfejlesztés területén végzett munkámat és az elért eredményeket mutatom be. Az ionforrás kisenergiás nyalábját felhasználó kutatói csoportokkal együttműködve, sok esetben a standard üzemmódtól eltérő összeállítást megkövetelő különleges plazmák, nyalábok iránti igény jelentkezik. Atomfizikai kutatások által motiválva jelentékeny intenzitású negatív- és molekulaion nyalábot állítottunk elő az ATOMKI ECR

ionforrással, bármiféle gyakorta használt trükk (cézium-kemence, mágneses szűrő, stb) nélkül. Az arany-, kalcium-ionnyalábokkal módosított, funkcionalizált felületek egészségügyi és technikai alkalmazásokkal kecsegtetnek. Azonban a megfelelő intenzitású nyaláb előállítás sok esetben technikai kihívás, önmagában véve is kutatói, fejlesztői feladat.

Az ATOMKI ECR ionforrás tartalék alkatrészeinek felhasználásával megépítettünk egy elektromágneses tekercseket és kivonó rendszert nem tartalmazó kisméretű, asztali ECR plazmaforrást. A különböző plazmafizikai kísérletek előkészítésén túl a berendezés oktatási és demonstrációs feladatok ellátására is kiválóan alkalmas. A különleges ionnyalábok előállításához szükséges fejlesztések, az ahhoz kapcsolódó plazmafizikai vizsgálataim és eredményeim, illetve a plazmaforrás főbb paraméterei ebben a fejezetben kerülnek bemutatásra.

Míg napjainkban az ECR ionforrások száma egyre csak növekszik, kedvező és sok esetben egyedülálló tulajdonságaiknak köszönhetően, addig a forrás lelkét képező plazma részletes és pontos leírása még várat magára, mely folyamatos motivációként szolgál további vizsgálatok elvégzéséhez. Az ECR ionforrások fejlesztésének világszerte elsődleges célja a lehető legnagyobb töltésállapotú és intenzitású ionnyaláb előállítása. A cél eléréséhez vezető út a plazmában lejátszódó folyamatok minél pontosabb leírását és feltárását végző plazmadiagnosztikai vizsgálatokkal van kikövezeve. A 4. fejezetben napjaink leggyakrabban használt plazmadiagnosztikai eljárásait, köztük az ATOMKI-ban végzett plazmadiagnosztikai vizsgálataim módszereit, a láthatófény alapú diagnosztikát, a röntgendiagnosztikát és a plazmaszimulációt mutatom be. Az első két módszer a plazmában lejátszódó folyamatok (elektron-atom, elektron-ion, ion-atom, ion-ion ütközések) következtében igen széles energiasávban (infravörös, láthatófény, ultraibolya és röntgen) kibocsátott elektromágneses sugárzások vizsgálatán alapul. Ezen sugárzások detektálásával és elemzésével a folyamatokba történő direkt beavatkozás nélkül nyerhetünk két-, esetleg háromdimenziós információt a plazmát alkotó komponensek térbeli eloszlásáról. Az ECR csoport által korábban kifejlesztett, az elektronok háromdimenziós energia- és térbeli eloszlását szimuláló TrapCAD program pedig segíti a kapott eredmények helyes interpretálását.

Az 5. fejezet a doktori munkám keretein belül végzett diagnosztikai vizsgálataim eredményeit mutatja be. Nagyszámú és nagy felbontású láthatófény fotográfiát készítettünk az ATOMKI 14 GHz-es ECR ionforrás plazmájáról. Eleddig egyedülálló módon, fényképezőgépet detektorként alkalmazva vizsgáltam a plazmában bekövetkező változásokat, az olyan alapvetőnek számító beállítási paraméterek hatására, mint például a gáznyomás, gázösszetétel, axiális mágneses tér erőssége, a mikrohullám

teljesítménye és frekvenciája. Továbbá ismertetem a röntgendiagnosztika és a plazmaszimuláció területén elért eredményeinket. A szisztematikus fotósorozatok kvalitatív és kvantitatív eredményeit és a szimulációval nyert, energia szerint szűrt elektronok térbeli sűrűség-eloszlásának viszonyait tartalmazza ez a fejezet.

A különböző képalkotási eljárással készült fotók, fotósorozatok eredményeinek és az ECR plazma mélyebb megértését célul tűzve, az energia szerint szűrt elektronok szimulációs eljárással számolt térbeli eloszlását hasonlítottam össze a plazmáról készült röntgen- és láthatófény felvételekkel a 6. fejezetben.

2. Fejezet

Az ECR ionforrásokról általában

Az atom- és magfizikai kísérletek számára, nagyenergiás gyorsítók által biztosított ionnyalábokkal szemben támasztott követelmények folyamatosan nőnek. A vizsgált folyamatok hatáskeresztmetszetének csökkenésével és a szükséges energia növekedésével a hagyományos ívkisülés elvén működő ionforrások ionkínálata az 1900-as évek közepén kevésnek bizonyult, új típusú ionforrások fejlesztését motiválva. A többirányú fejlesztő tevékenység egyik legsikeresebb nagytöltésű ionokat előállító berendezése az ECR ionforrás lett. Nagy előnye, hogy az ionok lefosztását végző elektronok – a korábbi megoldásokkal ellentétben - katód nélkül keletkeznek. Így a berendezés nem tartalmaz folyamatos karbantartást igénylő alkatrészt, megbízható, stabil működést nyújtva a legváltozatosabb kutatások számára. Másik nagy előnye, hogy míg a korábbi ionforrások ionkínálata a könnyű és teljesen lefosztott ionokra korlátozódott, addig az ECR ionforrás gyakorlatilag a periódusos rendszer elemeinek csaknem feléből képes rendkívül változatos töltésállapotú plazmát és nyalábot előállítani.

Mára az eredeti célokat túlszárnyalva sok esetben mint kisenergiás részecskegyorsítók működnek, lefedve olyan energiatartományokat, melyek az atomfizikai kísérletekhez eddig elérhetetlenek voltak. Másrészt a különleges plazmák és kis energiájú ionnyalábok felületek módosításához, új anyagok létrehozásához ideálisnak mutatkoznak, bővítve az egyébként is sokrétű alkalmazási területeit a berendezésnek.

Ebben a fejezetben az ECR ionforrások rövid történeti áttekintését követően azok működési elvéről és plazmafizikai alapjairól lesz szó. Az egyes témák csak a disszertáció fejezeteit megalapozó mértékben lesznek kifejtve. Részletes és a teljesség igényével megírt munkák a következő hivatkozásokkal megjelölt könyvekben olvashatók [1-5]. Itt jegyezném meg, hogy az egyszerűbb beszéd kedvéért a (teslában mért) B mágneses indukcióvektor mezőt röviden mágneses térnek fogom nevezni a dolgozatban.

2.1.Történeti áttekintés

Az ECR ionforrás a termonukleáris fúzióhoz kapcsolódó intenzív kutatások során került felfedezésre az 1960-as években. Habár bebizonyosodott, hogy nyitott csapdázás esetén a fúzióhoz szükséges Lawson-kritérium nem teljesülhet, Richard Geller francia fizikus felismerte a berendezésben rejlő lehetőségeket, megteremtve egy új típusú ionforrás alapjait, mely nélkülözi a korábban oly sok korlátot jelentő izzó katódot, és alkalmas nagytöltésű nehézionok előállítására. A magfúziós kísérletekkel ellentétben, ahol a plazma ionkomponense kerül ciklotronrezonanciába, az ECR ionforrások esetében az elektronkomponens fűtése a cél, mialatt az ionkomponens mindvégig alacsony hőmérsékletű marad.

Az első generációs ECR ionforrások pionírja, mely elektron-ciklotronrezonancia elven, mikrohullám által gerjesztett plazmát, 1972-ben került megépítésre [6,7]. A berendezéseket, melyek csak tekercseket mágneses tükörként használva állítottak elő plazmát, magas gáznyomás és rövid ioncsapdázási idő jellemezte. A töltésállapot-eloszlás maximuma például argon esetén a kétszeresen ionizált argonra adódott. Az igazi áttörés 1974-ben következett be, amikor Geller és munkatársai megalkották a SUPERMAFIHOS névre keresztelt berendezést [8]. A SUPERMAFIHOS elsőként alkalmazott hatpólusú mágnezt a radiális csapdázás végett, megtartva az axiális csapdázásért felelős tekercseket. Így ez a berendezés már a modern ECR ionforrásokra oly jellemző B-minimum mágneses tér konfigurációval rendelkezett. Az óriási fejlődést jelentő módosítás eredményeként az ionok átlagos csapdázási ideje két nagyságrenddel megnőtt, a töltésállapot-eloszlás maximuma a nagyobb töltésállapotok felé tolódott, és nem utolsósorban javult a nyaláb stabilitása. Az ionforrás két fokozatból állt. Az első fokozatban egy hidegnek nevezett plazmát hoztak létre, nagy gáznyomáson, melynek alacsonyan lefosztott ionjai a mágneses erővonalak mentén a kettes fokozatba jutottak, ahol a már jóval alacsonyabb gáznyomás és a B-minimum jellemezte mágneses csapda következtében tovább ionizálódtak. A berendezés legnagyobb hátránya a 3 MW elektromos teljesítményfelvétel volt. Az üzemeltetési költségek csökkentése érdekében meginduló fejlesztéseknek két fő iránya volt: az elektromágneses tekercsek állandó mágnesre történő lecserélése és a szupravezető mágnesek használata. Utóbbi irányzat kezdetben csak részsikereket hozott, mialatt 1979-ben Geller egy kisméretű, 10 GHz-en üzemelő ionforrást hozott létre Louvain-la-Neuve-ben. A mérőföldkönek számító berendezés, mely a MINIMAFIHOS nevet kapta, már állandó mágnesekből álló hexapól mágneseket használt a radiális irányú csapdázás érdekében [9]. Innentől számítva kezdtek világszerte elterjedni a MINIMAFIHOS-hoz hasonló felépítésű ECR ionforrások.

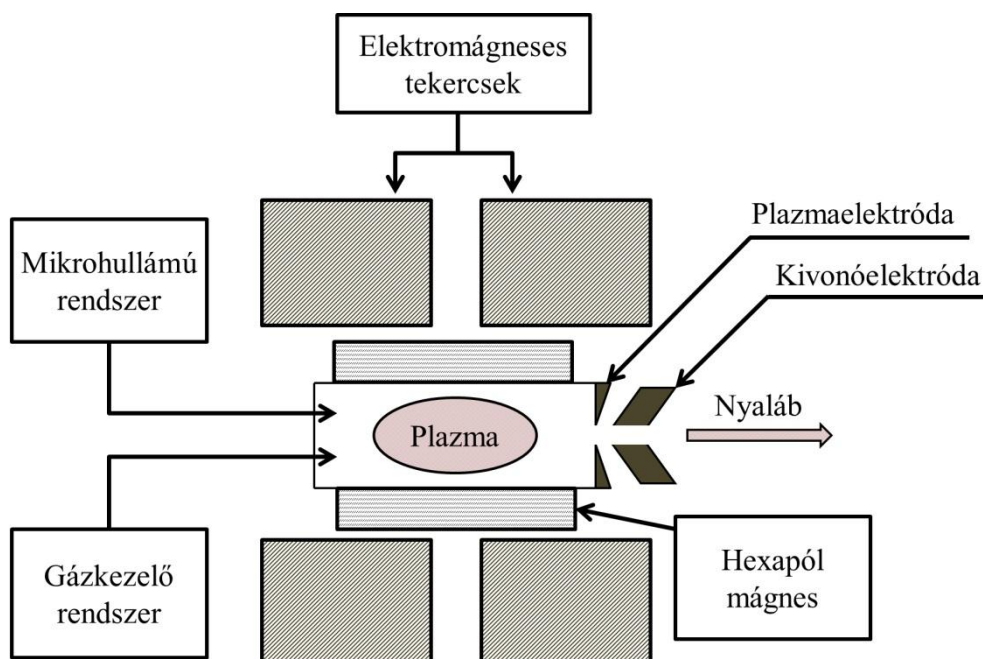
Az ECR ionforrások második generációjának felbukkanása 1984-re datálható, amikor a Grenoble-i csoport megalkotta a MINIMAFIHOS-16 GHz elnevezésű ionforrását. A használt magas mikrohullámú frekvencia, mely jellemzően 14 GHz -18 GHz közé esett, és az erős mágneses tér a nyalábparaméterek (intenzitás és töltésállapot) jelentős javulását idézte elő. A kapott eredmények és Geller elméleti munkája [10] révén nyilvánvalóvá vált, hogy a nagyobb intenzitású és nagyobb töltésállapotú nyalábokhoz a frekvencia és a mágneses tér növelésén keresztül vezet az út.

A második generációs szobahőmérsékletű ionforrások egy jelentős csoportját alkotják a CAPRICE források. A 14 GHz CAPRICE ionforrást B. Jacquot építette meg, amely az első igazi kompakt ionforrás. A CAPRICE zárt Halbach-típusú hexapól mágnes (18-24 szegmensből álló mágnes, melyben a különböző szegmensek mágnesezettsége ugyanazzal a szöggel fordul el) használt a radiális mágneses tér előállítására [11]. Mikrohullám becsatolása axiálisan történik, amely áttörést hozott, és a csatolás hatékonysági fokát jelentősen megnövelte. Ezt a módszert később sikeresen alkalmazták számos más ionforrásban is.

Habár ebben az időszakban a legtöbb ionforrás állandó mágnesekből álló hexapólt és réz tekercseket használt, a technikai fejlesztéseknek köszönhetően megépült néhány szupravezető mágneseket alkalmazó ECR is, megteremtve a harmadik generációs ionforrásokat. Az első teljesen szupravezető ECR-t, a SERSE-t, Catania-ban fejlesztették ki [12]. A szupravezető ionforrások legjelesebb képviselői az imént említett olasz berendezésen túl a tokiói RIKEN-ben [13] illetve Berkeley-ben épültek meg (VENUS) [14]. A legmodernebb, harmadik generációs ionforrások 24 vagy 28 GHz-en működnek, a radiális és axiális mágneses tér erőssége rendre 2 T és 4 T. Ezen generáció csúcsmodelljének számít a ritka izotóp-nyalábok előállítására, a FRIB (Facility for Rare Isotope Beams) project kapcsán életre hívott szupravezető, 28 GHz-en működő berendezés [15]. A több mint 10 kW mikrohullámú teljesítménnyel pumpált ECR Urán 33+ és 34+ nyalábokból megközelítőleg 270 μ A elérésére képes. A világ jelenleg itt tart, de a 2011-es ionforrás konferencián [16] már terveket láthattak a konferencia résztvevői 40 és 50 GHz-en üzemelő negyedik generációs berendezésekkel kapcsolatban is.

2.2. Az ECR ionforrások felépítése és működési elve

Az ECR ionforrások mágneses tér és mikrohullám felhasználásával állítják elő az anyag negyedik halmazállapotát, a plazmát. A 2.1. ábrán az ECR ionforrás moduláris felépítése látható. Megfigyelhető a plazma összetartását biztosító mágneses csapda, az alacsony nyomású gázt biztosító vákuum- és gázkezelő rendszer, az elektronok nagyobb energiájú állapotba hozásáért felelős mikrohullámú rendszer és az ionok kivonását és transzportját végző rendszerek.

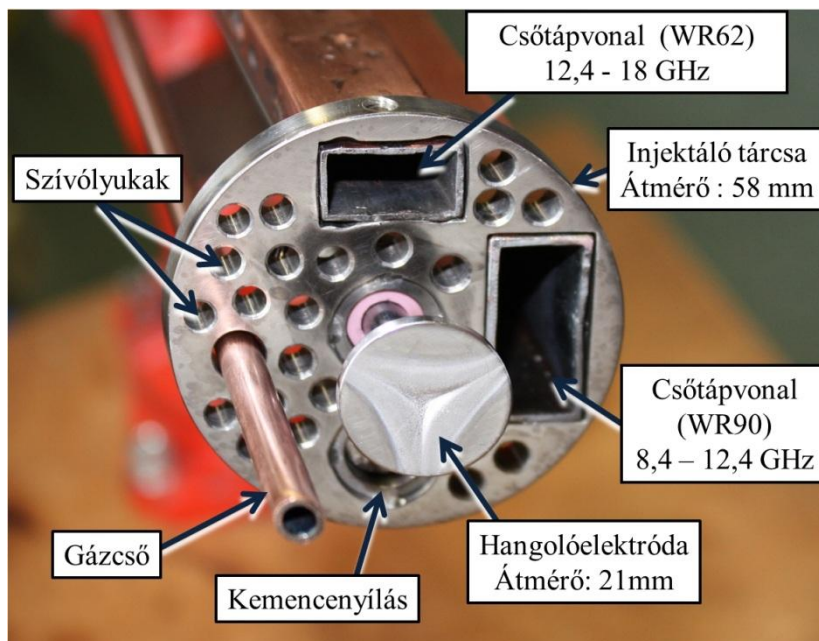


2.1. ábra Az ECR ionforrás moduláris felépítése.

A 2.2. ábrán az injektáló tárcsa különböző elemei láthatók: a mikrohullám becsatolását végző csőtápvonal végek, a munkagáz injektálását szolgáló gázcső, a szilárd halmazállapotú anyagokból történő plazmák előállításához szükséges kemencenyílás.

A becsatolt mikrohullám energiát ad át az elektronoknak, melyek az injektált gáz atomjait ionizálják, majd az ionokat továbbionizálják és kialakul a mágnesek által összetartott plazma. Ahhoz, hogy magas töltésállapotú ionok is keletkezessenek a létrehozott plazmában, nagyon fontos, hogy a mikrohullám által gyorsított elektronok kellően nagy energiára tegyenek szert, illetve az, hogy a hidegen tartott ionkomponens megfelelően hosszú ideig legyen csapdázva a lépésenkénti, „step by step” módon történő ionizációhoz. A tekercsek és hexapól mágnes által kialakított mágneses

térben az elektronok a mágneses indukció vonalak mentén, spirális pályán mozognak. Abban az esetben, ha az elektron körüljárási frekvenciája megegyezik a becsatolt mikrohullám frekvenciájával, létre jön az elektron-ciklotronrezonancia jelensége, és a becsatolt mikrohullám energiát tud átadni az elektronnak (2.3.2. fejezet). Mivel az ionokra nem teljesül a rezonancia feltétel, ezért a plazma e komponense mindvégig hideg marad.



2.2.ábra Az ECR ionforrás injektáló tárcsájának szerkezete.

További nagyon fontos eleme az ECR ionforrásoknak a vákuum- és gázkezelő rendszer. Ez biztosítja a munkagáz semleges atomjainak a plazmakamrába való szabályozott bejutását. A plazmakamra megfelelő nyomásának kialakítása kritikus. Ugyanis, ha a kelleténél nagyobb gázmennyiség van jelen, akkor a plazma ionjai a semleges atomokkal ütközve töltéscsere révén veszítenek töltésállapotukból, és a nagytöltésű ionok keltésének valószínűsége lecsökken. Azonban, ha a munkagáz mennyisége nem elegendő, akkor nem áll rendelkezésre megfelelő mennyiségű semleges atom az ionizációhoz.

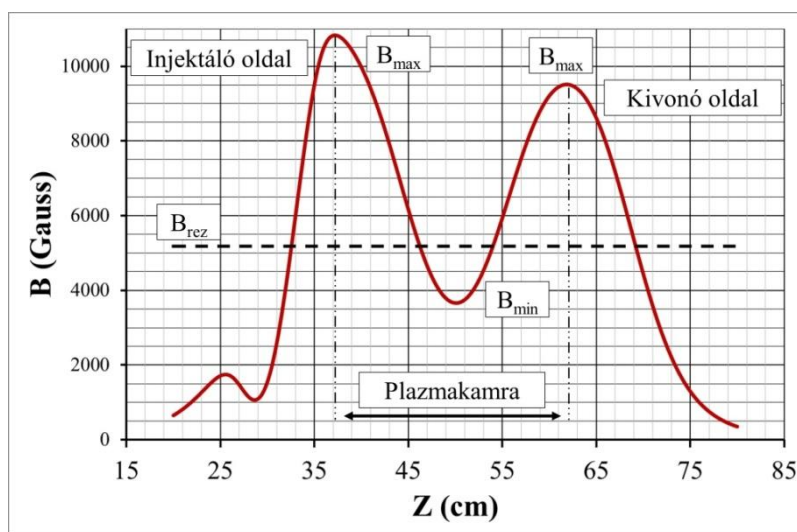
A továbbiakban az egyes alrendszerekről fogok részletesebben szólni.

2.2.1. Az ECR ionforrások mágneses csapdája

Az ECR ionforrások mágnes csapdájának komplex feladata van. Egyrészt a plazma összetartása, az azonos előjelű töltések közt fellépő

Coulomb tasztás miatt van rá szükség, másrészt az elektron-ciklotronrezonanciához szükséges rezonáns mágneses tér megteremtése okán. Az összetett tér két egymástól függetlenül előállított mágneses tér szuperpozíciójából alakul ki. Az axiális mágneses teret elektromágneses tekercsek (speciális esetekben állandó mágnesek vagy szupravezető tekercsek), míg a radiális mágneses teret multipólusú állandó mágnesek (néhány esetben itt is szupravezető mágnesek) hozzák létre. A két tér szuperpozíciójának eredményeként egy bonyolult szerkezetű mágneses tér jön létre, melyet B-minimum mágneses térnek nevezünk. Egymásba zárt ellipszoidhoz hasonló alakú zárt ekvimagnetikus felületekből áll. Legfontosabb jellemzője, hogy ha egy töltött részecske a plazmakamra középpontjából bármely, az elvesztést jelentő falak irányába indul, egyre növekvő mágneses indukciójú teret érez, mely visszatéríti őt a középpont irányába. Ugyanis a Lorentz-erő következtében spirális pályán mozgó töltött részecske mágneses nyomatéka és teljes energiája állandó marad. Így a részecske sebességének mágneses indukció vektorral párhuzamos és merőleges komponense mozgása során dinamikusan változik. Amikor a párhuzamos sebességkomponens értéke zéróvá válik, a töltött részecske visszaverődik, tükröződik, megvalósítva a plazma csapdázását.

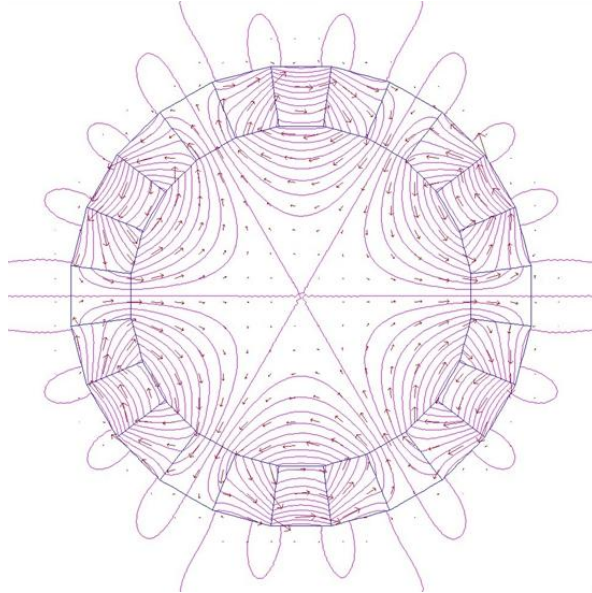
A tekercsek által keltett mágneses tér szerkezetét a 2.3-as ábra mutatja.



2.3.ábra Az elektromágneses tekercsek által keltett axiális mágneses tér erőssége, a 14,3 GHz-es mikrohullámú frekvenciához tartozó rezonáns tér értékének feltüntetésével.

Az ilyen elrendezést mágneses tükörnek nevezzük. A tekercsek által a plazmakamrában keltett teret sok esetben vas betétek alkalmazásával növelik, nagyobb $B_{\max}$ értéket biztosítva az injektáló oldalon.

A radiális térért felelős multipólusok lehetnek négypólusúak (kvadrupól), hatpólusúak (hexapól), nyolcpólusúak (oktupól), nyílt vagy zárt konfigurációban. Leggyakrabban a zárt rendszerű, Halbach-féle geometriában elrendezett [17] hexapól mágneset használják. Erre láthatunk példát a 2.4-es ábrán.



2.4. ábra 24 szegmensből álló zárt Halbach-geometriájú hexapól mágnes és erővonal-szerkezete.

Ebben az elrendezésben a mágneses tér radiális (B_r) és azimutális (B_φ) komponense egymáshoz képest 30 fokos fázisban eltolva 60 fokonként előjelet vált, ahogy a 2.5-ös ábra mutatja.

Így adott sugáron nagyságukat a következő kifejezések adják meg:

$$B_r(r) = B_0(r)\cos(3\varphi) \quad (1)$$

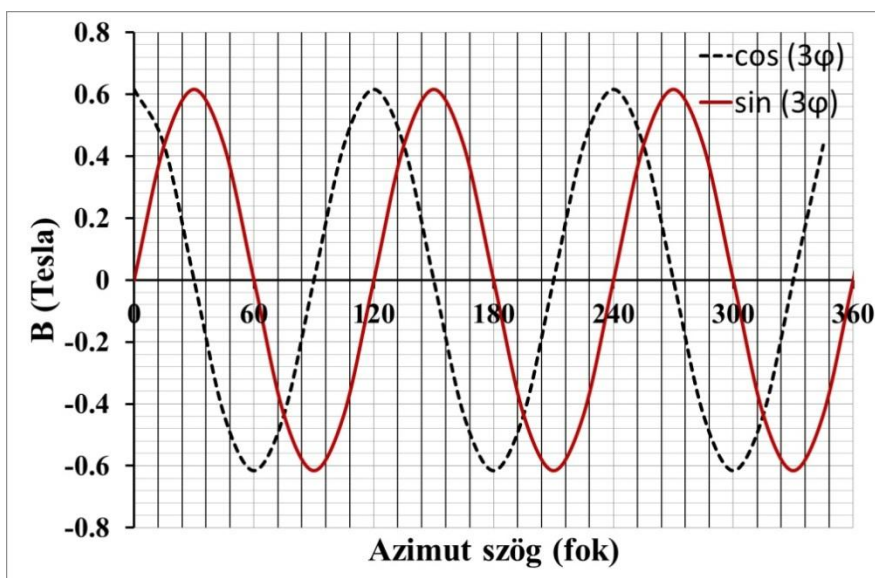
$$B_\varphi(r) = B_0(r) \sin(3\varphi). \quad (2)$$

Itt B_0 az adott sugárhoz tartozó tér maximális értéke. Jól látható tehát (a vektoriális összegzést követően), hogy adott sugáron a mágneses tér nagysága:

$$|B(r)| = B_0(r) \quad (3)$$

független az azimut szögtől. Vagyis a térkomponens szuperpozíciója adott sugáron konstans lesz, amiből következik, hogy a hexapól tengelyével azonos

tengelyű, koncentrikus ekvimagnetikus hengerfelületek alakulnak ki a hexapól belsejében.



2.5. ábra A hexapól mágneses tere. Radiális (piros vonal) és azimutális (fekete vonal) komponensének nagysága az azimut szög függvényében, a kamra falánál mérve.

2.2.2. Az ECR ionforrások mikrohullámú rendszere

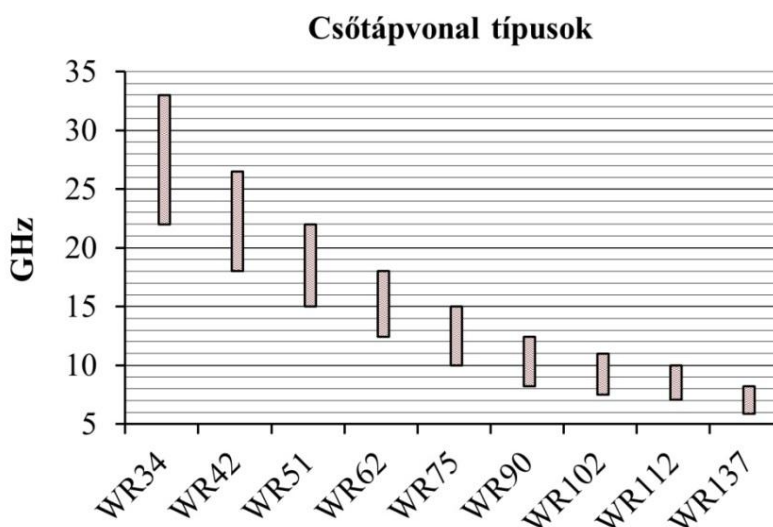
Az elektronok gerjesztéséhez szükséges mikrohullámú elektromágneses sugárzás előállítását és a plazmakamrába történő becsatolását a mikrohullámú rendszer végzi. Az ehhez szükséges jelgenerátorok, mikrohullámú erősítők, passzív elemek (cirkulátorok, iránycsatlók, csillapítók) haditechnikai céllal történő fejlesztése a II. Világháború idejére tehető.

Az alacsony (néhány mW) teljesítményű mikrohullámú jelek előállítására leggyakrabban Gunn-diódát használnak. A Gunn-dióda egy n-típusú szennyezettséggel rendelkező félvezető, melynek feszültség-áram karakterisztikájában létezik egy negatív meredekségű szakasz. Ezen a negatív gradiensű részen, egy alkalmasan megválasztott munkaponton, konstans feszültség hatására a diódán folyó áramban oszcilláció lesz megfigyelhető, mely mikrohullámú tartományba eső elektromágneses sugárzást eredményez. A kibocsátott sugárzás frekvenciája az alkalmazott rétegek geometriai paraméterétől és a diódára kapcsolt feszültségtől függ. A Gunn-diódára kapcsolt, időben változó feszültséggel frekvenciamodulált üzemmódok, míg a

jelgenerátor után feszültség vezérelt csillapítóval akár amplitúdó modulált üzemmódok is megvalósíthatók.

A mikrohullámú oszcillátor néhány mW-os jelét különféle elveken működő erősítők (klisztron, haladóhullámú cső, magnetron) erősítik az ionforrásoknál használt néhány W-tól egészen 10 kW-ig. A nagy teljesítményű jeleket a legkevesebb veszteséggel csőtápvonalak segítségével lehet a becsatolási ponthoz eljuttatni.

Mint ahogy az a 2.6-os ábrán megfigyelhető a hullámvezetők frekvenciatartománya igen keskeny, ezért egy széles frekvenciatartományban működő ECR esetében, akár több csőtápvonal-rendszerről kell gondoskodni.

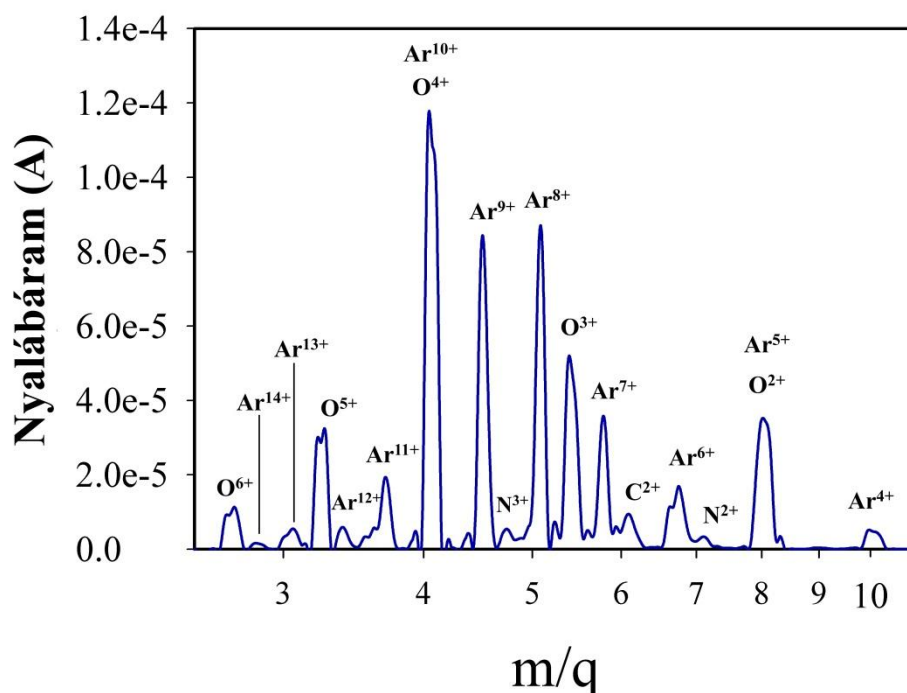


2.6. ábra A gyakorta használt csőtápvonal típusok és a hozzájuk tartozó frekvenciasáv. Az elnevezés végén található számérték a téglalap keresztmetszetű hullámvezető hosszabbik oldalának inchben kifejezett értékének százszorosa.

2.2.3. Az ECR ionforrások kivonó rendszere

Kivonás során az ionforrás injektáló oldala, a plazmakamra, magas pozitív potenciálra van kapcsolva, és az úgynevezett plazmaelektródán keresztül vonható ki az ionnyaláb a plazmából. Az általában 5 mm – 15 mm-es apertúrájú (a plazmával azonos potenciálon lévő) plazmaelektródát a földhöz képes negatív potenciálra kapcsolható kivonóelektróda követi, segítve a hatékonyabb kivonást. A nyaláb méretének beállítása, formázása egy rés- és (elektrosztatikus (Einzell) lencséből álló) lencserendszeren keresztül történik. A plazmából kivont, mindenféle pozitív iont tartalmazó

nyaláb, egy 90°-os analizáló mágnes segítségével kerül szétválasztásra az adott részecske tömeg/töltés (m/q) arányának megfelelően. A 2.7-es ábra egy gyakorta előállított argon plazmából kivont nyaláb spektrális összetételét mutatja.



2.7. ábra Az Ar¹¹⁺-ra (oxigénkeveréssel) optimalizált ATOMKI ECR plazma nyalábspektruma. A becsatolt 14 GHz-es mikrohullám teljesítménye 700 W. A kivonó feszültség 10 kV.

Az ábrán jól látható az egyes csúcsok keskeny félértékszélessége. Ugyanis, mint már korábban említettem, az ECR plazmákban az ionokra nem teljesül a rezonancia feltétel, így ők energiára csak az elektronokkal való ütközésük során tesznek szert, mely a nagy tömegkülönbség okán elég csekélynek mondható. Természetesen a plazma egy térben kiterjedt objektum, melynek ionoptikai leképezése, és a majd később tárgyalandó plazmapotenciál szintén a csúcsok szélességének növekedéséhez vezet. A ki- és szétválasztást követően a szintén réseket és ionoptikai elemeket tartalmazó (eltérítők, Einzel-lencsék) nyalábszatornában a nyaláb rendeltetési helyére (egy utógyorsítóhoz vagy céltárgyra) vezethető.

2.3. Az ECR ionforrások plazmafizikai alapjai

2.3.1. A plazma definíciója

Az ECR ionforrások plazmakamrájában mikrohullám által gerjesztett és mágnesek által összetartott plazmát állítunk elő. A plazma (praktikus megfogalmazásban) a kvázineutralitás feltételeit teljesítő ionizált gáz elektronjainak és ionjainak összessége. A plazmára makroszkopikusan teljesülő kvázineutralitást a következő egyenlet írja le:

$$e \sum_i n_{\text{ion},i} - n_e = 0, \quad (4)$$

ahol $n_{\text{ion},i}$ az i -szeresen ionizált ionok, n_e az elektronok sűrűsége, i az ionok lefosztottsága és e az elemi töltés. Nem létezik jól definiált, a gáz- és plazma állapot közti halmazállapot váltást leíró határ. A legnagyobb különbség a semleges gáz és a plazma között a plazmában jelenlévő nagyszámú töltött részecskékből adódik, mely a plazmát jó vezetővé teszi.

A pontosabb definíció kiindulásként ionizált gázt feltételez, melyre a következő kritériumok teljesülnek:

- I. A Debye-hosszúság (λ_{De}) kisebb kell legyen, mint a plazmát jellemző makroszkopikus fizikai paraméterek (L). A Debye-hosszúság megadja a részecskék termikus mozgásából fakadó és a külső elektromos potenciál hatására fellépő, az egyensúlyi állapotot leíró töltésegyenlőtlenség karakterisztikus hosszát. Az első feltétel a következő képlettel adható meg:

$$L \gg \lambda_{\text{De}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}, \quad (5)$$

ahol ϵ_0 a vákuum permittivitása, k a Boltzmann állandó és T_e az elektron hőmérséklet, e az elemi töltés és n_e az elektronsűrűség. Ha ez a feltétel nem teljesül a plazma nem szükségképpen kvázineutrális.

- II. A kollektív viselkedés érdekében, a részecskék számára vonatkozóan (Debye-gömbön belül) a következő feltételnek kell teljesülnie:

$$n_e \lambda_{\text{De}}^3 \gg 1. \quad (6)$$

- III. Ha az elektronokat kimozdítjuk egyensúlyi helyzetükből, a plazmában létrejön egy elektromos tér, mely igyekszik visszaállítani a plazma kvázineutralitását. Ez az elektromos tér az elektronokat eredeti

helyzetük felé gyorsítja, ezáltal kényszeríti, hogy az egyensúlyi helyzet körül rezgéseket végezzenek. A harmadik és egyben utolsó feltétel (7) kimondja, hogy ezen plazmarezgések frekvenciája (f_p) meg kell, hogy haladja a semleges atomok és az elektronok ütközésének gyakoriságát jellemző frekvenciát (f_{en}).

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} > f_{en} \quad (7)$$

Ellenkező esetben a rendszer dinamikai leírásában a semleges részecskék mozgása a domináns. Általánosságban egy ionizált gáz kielégíti ezt a feltételt, ha annak ionizáltsági foka meghaladja a néhány százalékot [18].

2.3.2. Az elektron-ciklotronrezonancia

A 2.2.1. fejezetben részletezett mágneses térben az ionizáció akkor kezdődik, amikor gázt és mikrohullámot injektálunk a plazmakamrába. Itt mindig jelen vannak szabad elektronok, melyek a mágneses tér hatására az úgynevezett Larmor-sugarú spirális pályán mozognak. Ekkor az elektronra ható Lorentz-erő (lévén, hogy a részecske sebességvektorának mágneses térrel párhuzamos komponensére a mágneses tér nincs hatással) és a körpálya sugara (a ható erőt a centrifugális erővel helyettesítve) a következőképpen írható fel:

$$F = ev_{\perp} B, \quad (8)$$

$$r = \frac{m_e v_{\perp}}{eB}, \quad (9)$$

ahol $v_{\perp}$ az elektron sebességvektorának mágneses térre merőleges komponense.

A mikrohullám szolgáltatta hirtelen elektromágneses tér változásának hatására az elektronok energiát tudnak felvenni abban az esetben, ha a mozgásukat jellemző körfrekvencia (ω_{ce}) megegyezik a becsatolt mikrohullám körfrekvenciájával (ω_{rf}). Ez az úgynevezett rezonancia feltétel:

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} = \omega_{rf}. \quad (10)$$

A mágneses tér erősséget, ahol ez a jelenség adott frekvencián bekövetkezik a mágneses tér rezonáns értékének, rezonáns térnek (B_{rez}) nevezzük. Azt az

ekvimagnetikus felületet pedig, amelyre teljesül a rezonáns feltétel, rezonáns zónának hívjuk. A gerjesztett elektronok a semleges atomokat ionizálják, az ionokat tovább ionizálják és a folyamatok során keletkező elektronok részeseivé válnak/válhatnak további rezonáns gerjesztéseknek.

Az elektronok fűtése véletlenszerűen történik. Ez azt jelenti, hogy a mikrohullámú sugárzás egyes elektronokon végzett munkája az elektron fázisától függően az elektront gyorsíthatja vagy lassíthatja. A sztochasztikus folyamatban a plazma összes energiája nő. A jelenség könnyen megérthető az alábbi egyszerű példával. Legyen adott két, minden tér- és egyéb paraméterében megegyező elektron, csak a sebességvektoruk fázisa térjen el egymástól (az egyiket lassítja, a másikat gyorsítja az elektromágneses hullám). Ekkor az elektronokon az elektromos tér ($\vec{E}$) által végzett munka a következőképpen írható fel:

$$W = \int \vec{F} d\vec{l} = - \int e \vec{E} d\vec{l}, \quad (11)$$

ahol l az elektron pályájának hossza a kölcsönhatás során. Az (9) egyenletből jól látható, hogy a gyorsuló elektron pályájának sugara nő, míg a lassulóé csökken. Így a (11)-ből számolt görbe menti integrál értéke (ugyanannyi körülfordulást feltételezve) gyorsuló elektron esetében nagyobb, növelve a statisztikai sokaságként kezelt elektronok átlagenergiáját.

2.3.3. Plazmakomponensek közti kölcsönhatások

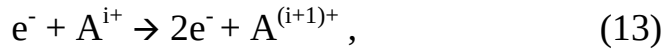
Az ECR ionforrások plazmája semleges atomok, ionok és elektronok keveréke, mely komponensek folyton ütköznek és kölcsönhatnak egymással. Az egyes kölcsönhatások gyakoriságát (f) általánosságban a komponensek Maxwell-eloszlásából számolható átlagos relatív sebességgel (v), a kölcsönhatások hatáskeresztmetszetével (σ) és a komponensek sűrűségével (n) a következőképpen lehet felírni:

$$f = n < \sigma v >. \quad (12)$$

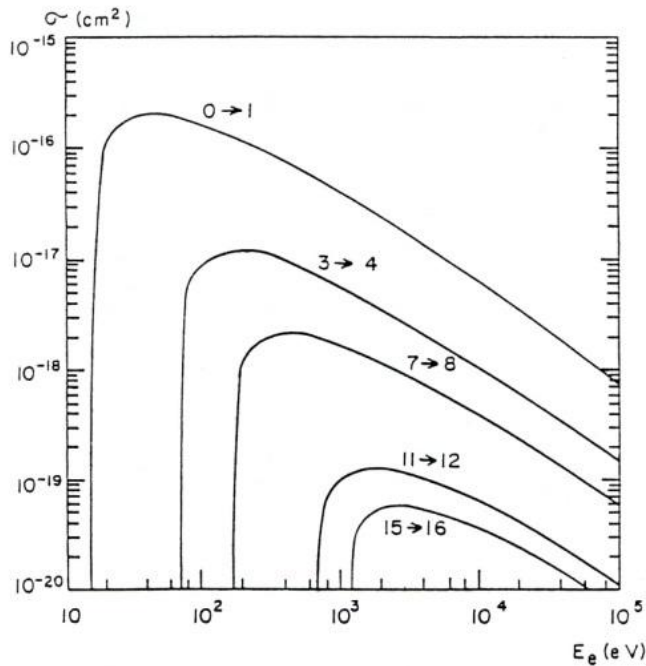
A kölcsönhatások lehetnek rugalmasak vagy rugalmatlanok. Rugalmas ütközések során a komponensek töltésállapota nem változik, gerjesztés nem történik.

Az ECR ionforrások jellegzetes töltésállapot-eloszlását az ionok élettartamán túl, a legnagyobb mértékben meghatározó folyamatok: az ionok és elektronok ütközéséből fakadó ionizáció és az ion-atom, ion-ion ütközések hatására bekövetkező töltéscicserélődés.

A nagy energiájú elektronok direkt ütközése során létrejövő közvetlen ionizáció a következő folyamattal írható le:



ahol e^- az elektront, A^{i+} az A atom i-szeresen ionizált pozitív ionját jelöli. A folyamat hatáskeresztmetszete a kísérleti eredményekhez jól illeszkedő félempirikus formulával, a Müller-Salzburg formulával [19, 20] közelíthető. A 2.8. ábrán, mely a formulával számolt ionizációs hatáskeresztmetszeteket mutatja, megfigyelhető hogy az argon $15^+ \rightarrow 16^+$ ionizáció hatáskeresztmetszete több mint három nagyságrenddel kisebb, mint az egyszeresen ionizálást jellemző hatáskeresztmetszet.



2.8. ábra Az argon különböző töltésállapotaira vonatkozó ionizációs hatáskeresztmetszet a Müller-Salzburg formulával számolva [3].

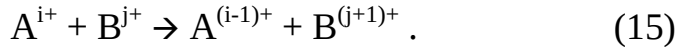
A direkt ütközésből fakadó ionizáción túl megemlítenő a közbelső gerjesztett állapotú iont tartalmazó folyamat. Ekkor a belső héjak valamelyikének ionizálása után egy röntgenkvantum emissziója helyett (radiatív átmenet) egy külső héjon lévő elektron emissziója (Auger-átmenet) következik be:





ahol e^- az elektront, A^{i+} az A atom i -szeresen ionizált pozitív ionját, a $*$ pedig a gerjesztett állapotot jelöli.

A plazma ionizáltsági fokát csökkentő folyamatok közül a legjelentősebb az ion-atom és ion-ion ütközések során megfigyelhető töltéscsere-lövedék. Ekkor a magasabb töltésállapotú (A^{i+}) ion az alacsonyabb töltésállapotú ion (B^{j+}) vagy semleges atom elektronjai közül fog be egyet. A töltéscsere szimbolikusan a következő képen írható fel:



Egy adott $i+$ töltésállapot jellemezte ion $(i-1)+$ állapotba való jutásának hatáskeresztmetszete ($\sigma_{i,i-1}^{cex}$) töltéscsere-lövedék (charge exchange, cex) révén a Müller és Salzborn által kínált empirikus formulával számolható ki:

$$\sigma_{i,i-1}^{cex} = 1.43 \cdot 10^{-12} i^{1.17} V_{0,1}^{-2.76} \text{ (cm}^2\text{)}, \quad (16)$$

ahol $V_{0,1}$ a semleges atom első ionizáltsági fokához tartozó állapot potenciális energiája (eV-ban). A tipikus töltéscsere-lövedék folyamatok hatáskeresztmetszete három-négy nagyságrenddel nagyobb, mint az elektron okozta ionizációé. Hogy mégsem válik lehetetlenné nagy töltésállapotú plazmák keltése, az abból fakad, hogy a reakciók számának gyakorisága (12) arányos a lövedékek sebességével, és az ECR ionforrások plazmájában a semleges atomok sűrűsége két nagyságrenddel kisebb, mint az elektronoké.

Az ionforrás stacionárius töltésállapot-eloszlásának kialakulásában más kisebb jelentőséggel bíró folyamatok is szerepet játszanak, mint például a többszörös ionizáció és az ionvesztéssel járó elektronbefogásos rekombináció, a sugárzásos rekombináció. A végső töltésállapot-eloszlás meghatározása az úgynevezett mérleg egyenlettel történik, mely a három legfontosabb folyamat (lépésenkénti ionizáció, töltéscsere-lövedék, diffúzió) figyelembe vételével a következőképpen lehetséges:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e < \sigma_{i-1 \rightarrow i}^{ion} v_e > n_{i-1} + n_0 < \sigma_{i+1 \rightarrow i}^{cex} v_{i+1} > n_{i+1} - \quad (17) \\ - n_e < \sigma_{i \rightarrow i+1}^{ion} v_e > n_i - n_0 < \sigma_{i \rightarrow i+1}^{cex} v_i > n_i - \frac{n_i}{\tau_i^{ion}}.$$

Az egyenlet az i töltésű ionok számának (n_i) időbeli fejlődését mutatva növekményként figyelembe veszi az $i-1$ -szeresen töltött részek ionizációját, az $i+1$ -szeresen töltött részek töltéscsere-lövedék révén bekövetkező (részleges rekombinációját) töltésvesztését. Az i töltésű részek csökkenése pedig azok

továbbionizálásából ($i \rightarrow i+1$) töltéscserélődés vagy elektron okozta ionizáció révén, illetve az utolsó tagot leíró diffúziós veszteség következtében lehetséges. Az utolsó tagban szereplő τ_i^{ion} idő dimenziójú mennyiség, mely az adott töltésállapotú ionra jellemző csapdázási idő, elteltével az ionok elvesznek.

2.3.4. Töltött részecskék csapdázása

Az ECR ionforrások alapvető célja a lehető legnagyobb átlagos töltésállapotú plazma és nyaláb előállítása. A nagy töltésállapotú ionok keltéséhez az elektronokat, azok megtartása mellett nagy energiára kell felgyorsítani, hogy az ionizáció létrejöjjön (2.8. ábra), illetve az ionok esetében a (17)-es egyenletből következően τ_i^{ion} csapdázási idő növelése alapvető jelentőségű. Ezért tehát a rezonancia feltételét biztosító B-minimum struktúrájú mágneses térben mozgó töltött részecskék csapdázási feltételeinek ismerete elengedhetetlen a lejátszódó folyamatok értelmezésében.

A töltött részecskék a növekvő mágneses indukciójú térben úgy mozognak, hogy mágneses nyomatékuk (18) és kinetikus energiájuk (19) állandó marad:

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \text{const.} \quad (18)$$

$$E_k = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_{\perp}^2}{2} = \text{const.}, \quad (19)$$

ahol $v_{\parallel}$ a részecske mágneses indukció vektorral párhuzamos és $v_{\perp}$ az arra merőleges sebességkomponense. Jól látható tehát, hogy a részecske mozgása során B növekedésével a sebesség párhuzamos komponensének csökkennie kell. Ha az indukció értéke elég magas, a párhuzamos sebességkomponens nullává válik, és a részecske visszafordul, megvalósítva a mágneses tükör belsejében a csapdázást. Írjuk fel az energiamegmaradás törvényét a részecske (0-val jelölt) kiindulási pontjára és a ('-vel jelölt és $v'_{\parallel} = 0$ jellemezte) visszafordulási pontra:

$$\frac{mv_{\parallel 0}^2}{2} + \frac{mv_{\perp 0}^2}{2} = \frac{mv'^2_{\perp}}{2}. \quad (20)$$

A részecske tehát akkor fordul vissza a B'-vel jellemzett pontban, ha $E_k/B' = \mu$ egyenlőség fennáll. Egy B-minimum struktúrájú mágneses csapdában, melynek maximális térerőssége B_{max} , a töltött részecske visszafordulásának feltétele így a következő:

$$E_k/B_{\max} \leq \mu. \quad (21)$$

Az ECR ionforrások esetében célravezető a részecskék sebességterében felvett, úgynevezett veszteségi kúp (loss cone) bevezetése. A veszteségi kúp értelmezéséhez írjuk fel a mágneses momentum megmaradását a kezdeti- és a visszafordulási pontban:

$$\frac{mv_{\perp 0}^2}{2B_0} = \frac{mv_{\perp}^2}{2B'}. \quad (22)$$

Az energiamegmaradás törvényének felhasználásával B_0/B' arányára a következő kifejezés adódik:

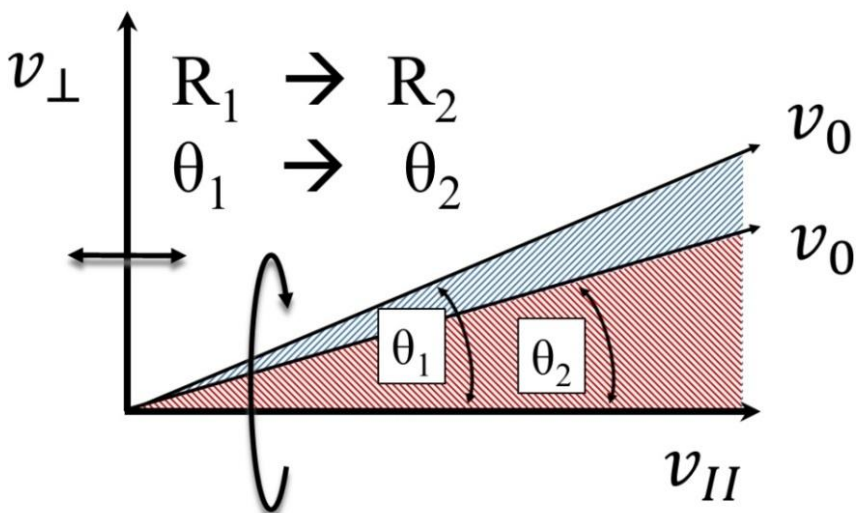
$$\frac{B_0}{B'} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_0^2} \equiv \sin^2 \theta, \quad (23)$$

és definiál egy szögértéket a sebességtérben, mely meghatározza, hogy a részecske sebességének iránya a párhuzamos komponens irányával mekkora szöget kell, hogy bezárjon, hogy a B' -vel jellemzett pontban visszaforduljon. Ha a hányados nevezőjébe B maximális értékét írjuk, akkor megkapjuk azt a minimális szögértéket, melynél a részecske sebességkomponensei által ($v_{\perp 0}$ és v_0) bezárt szög nagyobbak kell, hogy adódjon, hogy a részecske a mágneses tükrön visszaverődjön. Ez a szög a sebességtérben definiál egy kúpot, melyet az adott mágneses elrendezés veszteségi kúpjának nevezünk.

A mágneses tükrök egyik legfontosabb jellemzője az úgynevezett tükrözési arány (R), mely a mágneses tér adott irányba vett maximumának és minimumának hányadosaként kapható. Lévé, hogy az ECR-ek esetében az elektronok keletkezésének helye, így mozgásuk kiinduló pontja a rezonáns zónára korlátozódik, a tükrözési arány a mágneses tér maximális értékének és a rezonáns tér hányadosaként veendő figyelembe:

$$R = \frac{B_{\max}}{B_{\text{ECR}}}. \quad (24)$$

Ha ezt az R értéket beírjuk a (23)-as egyenletbe, tisztán láthatjuk hatását a veszteségi kúpra (2.9. ábra), kiemelve a tükrözési arány alapvető fontosságát a csapdázás szempontjából.



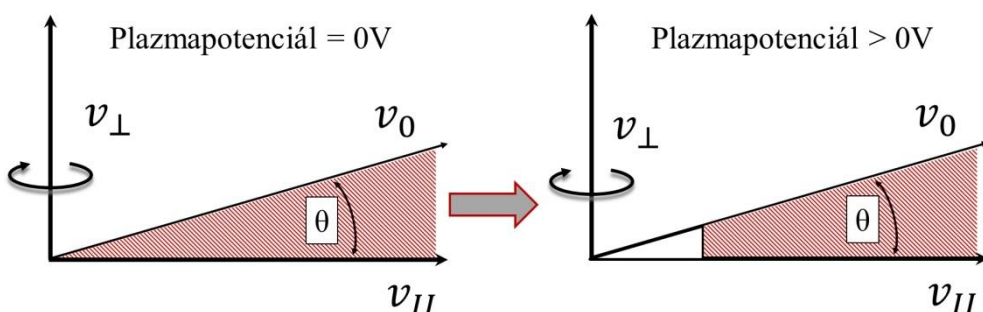
2.9. ábra Veszteségi kúpok a sebességtérben: R_1 kisebb és R_2 nagyobb tükrözési arányok esetén. A tükrözési arány növelésével a veszteségi kúp lecsökken.

A fent részletezett csapdázási folyamat mind az ionokra, mind az elektronokra teljesül, azonban az ECR ionforrásokra jellemző részecskesűrűségi viszonyok és az elektronok és ionok tömege közti nagy különbség miatt, ezekkel a megfontolásokkal csak az elektronok csapdázásának pontos leírása lehetséges. Ugyanis az ütközések következtében a részecskék sebességeinek iránya, sebességkomponenseinek aránya természetesen megváltozhat, így bekerülhetnek a veszteségi kúpba és elhagyhatják a mágneses csapdát. Míg egy átlagos 14 GHz-es ECR ionforrás plazmájában az 1 keV energiájú elektronok mágneses indukció vektora körüli körüljárási frekvenciája (frekvencia) 14 GHz és az ütközési frekvenciája (frekvencia) ~ 25 kHz (vagyis az elektronok akár több százezer forgási periódust végezhetnek, mialatt nem szenvednek ütközést más részecskékkel), addig egy átlagos nagy töltésű argon ionra ugyanezek a paraméterek a MHz-es nagyságrendbe esnek [21].

Összességében elmondható tehát, hogy az elektronok mágnesesen csapdázottak, lévén az ütközési frekvenciájuk jelentősen kisebb, mint a rezonancia frekvencia. Az ionok pályája gyakori ütközések miatt töredezett, mágneses összetartásuk nem vagy csak részlegesen teljesül, ezért azok csapdázása az elektronok tértöltésén és a plazmapotenciálon (2.3.5. fejezet) alapuló diffúziós elméletek eredményeinek alkalmazásával lehetséges.

2.3.5. A plazmapotenciál és csapdázó hatása

Mint láttuk, az ECR ionforrásokban az elektronok mozgási energiája több nagyságrenddel meghaladja az ionokét. Ezért az elektronok jóval nagyobb mozgékonyságuknak köszönhetően hamar felfutnak a falakra, és maguk mögött hagynak egy pozitív ion háttérrel, megteremtve az ECR ionforrások egyik legjellegzetesebb tulajdonságát, a plazmapotenciált. A kialakuló pozitív potenciál kompenzálja a pozitív és negatív töltések elveszésének arányát, meggátolva a továbbiakban az elektronok vándorlását a fal felé. A potenciál értéke néhány tíz eV-os tartományba esik, erősebb csapdák esetében 10 eV alatti [22]. Ez megakadályozza, hogy a kis energiájú elektronok elhagyják a plazmát, a veszteségi kúp kisenergiás tartománya megszűnik (2.10. ábra).



2.10. ábra A plazmapotenciál hatása a veszteségi kúpra. A sebesség térben egyébként a veszteségi kúpra eső kisenergiás elektronok csapdázódnak a plazmapotenciál által.

A plazma szerkezetét meghatározó mágneses tér igen bonyolult, ezért a kialakuló plazmapotenciál is hasonlóan bonyolult térbeli szerkezettel rendelkezik. A rezonáns zónán keletkező nagy energiájú elektronok sokkal jobban csapdázódtak, mint az attól távolabb esők. Ezért utóbbiak könnyebben be tudnak kerülni a veszteségi kúpra, elvesznek a falon a pozitív plazmapotenciálban egy negatív potenciálvölgyet eredményezve. Ez a negatív potenciálvölgy képes csapdázni az ionokat, természetesen addig, míg azok termikus mozgásából fakadó kinetikus energia meg nem haladja a völgy mélységét. Másrészt az is belátható, hogy a plazma belsejében kialakuló töltés-inhomogenitás és maga a plazmapotenciál egy ambipoláris elektromos teret hoz létre, további csapdázást biztosítva az ionok számára ambipoláris diffúzió révén [23].

3. Fejezet

Az ATOMKI ECR ionforrás, ionnyaláb- és műszaki fejlesztés

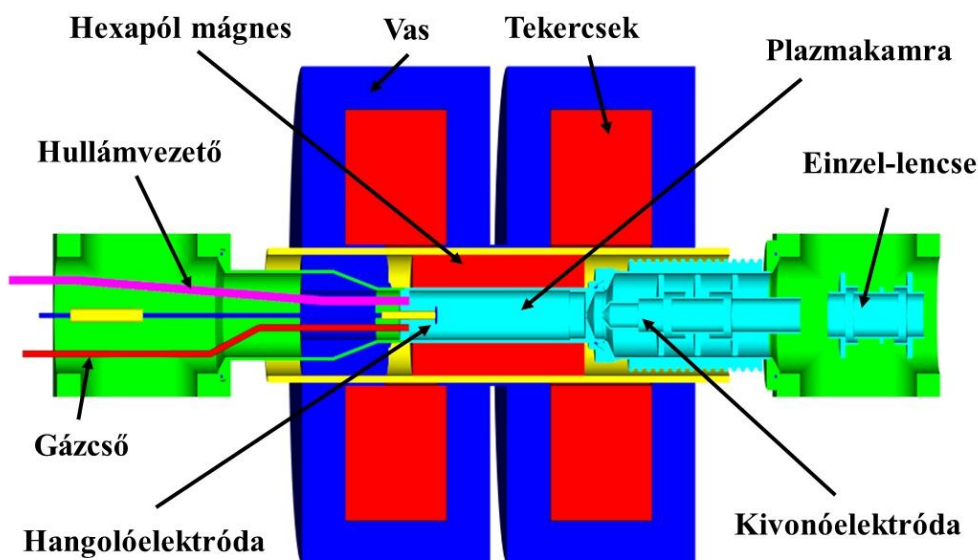
A disszertációm alapjául szolgáló méréseket a Magyar Tudományos Akadémia (MTA) Atommagkutató Intézet (ATOMKI) ECR ionforrásán végeztem. Ez Magyarország egyetlen ilyen típusú berendezése. Megvalósításának gondolata az 1990-es évekre tehető, és az eredeti elképzelés szerint az ionforrás több feladatkör ellátására lett tervezve. Egyrészt az azt megelőző évtizedben az intézetbe kerülő ciklotron injektoraként, ugyanakkor egy önálló működésre is képes (eleddig) lefedetlen energia-tartományokat és ionválasztékot biztosító, anyagkutatásra és plazmafizikai kutatások elvégzésére alkalmas berendezésnek álmodták meg. Jelenlegi állapotában az ionforrás az injektor szerepét nem tölti be. Viszont függetlenségének, moduláris összetételének köszönhetően nagyon jó stabilitással, reprodukálható módon állít elő közepes lefosztottsággal rendelkező ionnyalábokat a periódusos rendszer számos eleméből atomfizikai és anyagkutatási célokra, illetve más gyorsítóktól való függetlensége ideálissá teszi plazmafizikai kutatások elvégzésére.

Az ATOMKI ECRIS része a 2009-ben alapított, és 2010-ben Stratégiai Kutatási Infrastruktúra rangra emelkedő, az ATOMKI részecskegyorsítóit komplementer módon egyesítő Részecskegyorsító Centrumnak [24]. A kutatások zöme gyümölcsöző hazai vagy nemzetközi együttműködések részeként kerül megvalósításra. Az elmúlt 15-20 évben a laboratórium olyan neves egyetemekkel és kutató intézetekkel dolgozott, dolgozik együtt, mint a Debreceni Egyetem, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (BME), a német Johann Wolfgang Goethe Egyetem (Frankfurt), a japán Toyo Egyetem, RIKEN és NIRS kutató intézetek, a belga UCL, a finn Jyväskylä Egyetem, a svájci Paul Scherrer Intézet, a francia CEA-Grenoble és GANIL, az amerikai NIST kutató intézet és a romániai Babes-Bolyai Egyetem.

Ebben a fejezetben az ATOMKI ECR ionforrás legfontosabb jellemzőit és a disszertációm részét képező nyaláb- és műszaki fejlesztési munkáimat fogom bemutatni.

3.1. Az ATOMKI ECR standard konfigurációja

Az ATOMKI ECRIS egy klasszikus szobahőmérsékletű 14 GHz-es ionforrás. Részletes leírás felépítéséről és sokrétű alkalmazási lehetőségéről a [25-28] munkákban található. A leggyakrabban használt összeállítását a 3.1. ábra mutatja.



3.1. ábra Az ATOMKI ECR ionforrás leggyakoribb összeállítása.

A csapdázásért két független szobahőmérsékletű tekercs és egy 24 szegmensből álló zárt Halbach-geometriában [17] elrendezett NdFeB hexapól felelős. A tekercsek pozíciója a középhelyzethez képest ± 20 mm-rel eltolható, segítve az optimális kivonás feltételeinek beállítását. A tekercsek által keltett mágneses tér maximuma 0,95 T, de az injektáló oldalnál behelyezett lágyvas betétekkel akár 1,3 T is elérhető. Az eredeti (kezdetekben vásárolt) hexapól belső átmérője 65 mm, külső átmérője 135 mm, míg hossza 200 mm. Azonban a hexapól mágneses terének idő közbeni gyengülése miatt egy új, az eredetinél is jóval erősebb mágneses terű hexapól került beépítésre 2011-ben. Így a 22 cm hosszú, 58 mm-es belső átmérőjű plazmakamra falánál mérhető radiális mágneses tér nagysága 0,95 T-ról 1,2 T-ra emelkedett, jelentősen növelve a tükrözési arányt, és így a nagy töltésű ionok keltésének lehetőségét. A mikrohullám plazmakamrába való becsatolása a két különböző frekvenciatartományt lefedő hullámvezetőn (WR62 és WR90) keresztül történik. A WR62 típusú csőtápvonalon keresztül a fix 14,3 GHz-es, 5 W és 1000 W közt változtatható teljesítményű mikrohullámú jelet klisztron erősíti. A WR90-esen keresztül kisebb teljesítményű (0,1W–20W),

de szélesebb frekvenciatartományú (8,4GHz-12,4GHz) mikrohullám juthat a plazmakamrába. Ekkor TWT (haladó hullámú) típusú erősítőt alkalmazunk. Előbbi általában nagytöltésű ionok előállítására, míg utóbbi egyszerűen töltött, de speciális plazmák (például fullerén) előállítására használatos. A jelgenerátor mindkét esetben egy HP típusú, frekvencia és amplitúdó modulált jelek előállítására alkalmas, úgynevezett „sweep” oszcillátor.

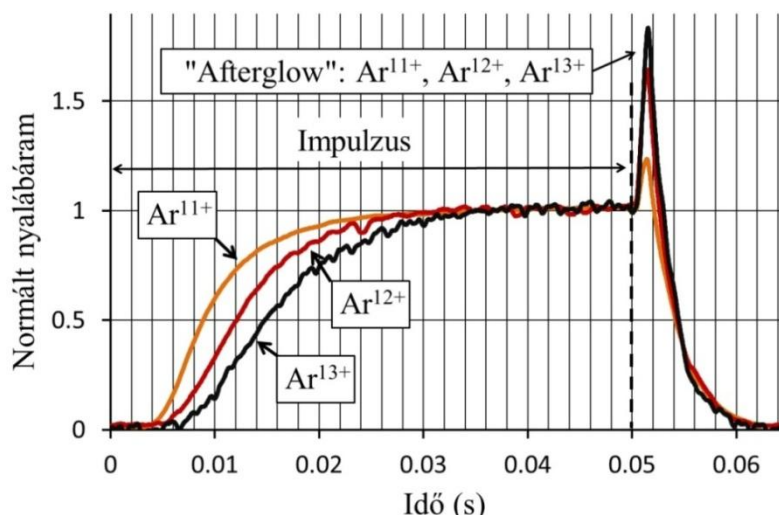
Az ionforrás plazmakamrája (a hozzá kapcsolódó injektáló résházzal együtt) 50 V és 30 kV közti pozitív feszültségre kapcsolható, mely meghatározza a 2 mm-től 15 mm-ig változtatható átmérőjű plazmaelektródán keresztül kivont nyaláb energiáját ($E = q \cdot U$, E a nyaláb energiája, q a gyorsított részecske töltésállapota, míg U a gyorsító feszültség). A plazmaelektródát követi a három elemből álló mozgatható rozsdamentes acél, negatív potenciálra emelhető kivonóelektróda (puller). Az őt követő Einzel-lencse a 90°-os (25 cm sugarú) analízáló mágnesbe fókuszálja a nyalábot. Az ionforrásból kivont teljes áram tipikusan 1 mA és 5 mA közé esik. Az analízált nyalábáram egy nem vízhűtött, de szupresszor feszültséggel ellátott Faraday-csészével történik.

Az ECR ionforrások általában nagytöltésű nehézionok előállítására használatos berendezések. Felfedezését és megalkotását követően, a minél nagyobb töltésállapotok minél nagyobb intenzitásának igénye által motiválva, az intenzív kutatások eredményeként, több módszert, „trükköt” is kifejlesztettek a cél érdekében. Ilyen például a „biased-disc” (hangolóelektróda) alkalmazása, a gázkeverés módszere, a kettős frekvenciás üzem, a plazmakamra falának bevonása Al_2O_3 -dal illetve az amplitúdóban modulált mikrohullámú üzemmódok. A módszerek egy része természetesen nem hiányozhat az ATOMKI ionforrás eszköztárából sem. A standard üzemmódot tárgyaló fejezetet ezen általunk használt eljárások bemutatásával zárom (a-d).

a. A kivont nyaláb töltésállapot-eloszlására talán legnagyobb hatással az úgynevezett biased-disc, a hangolóelektróda van. Ez a plazmakamra falához képest negatív potenciálra emelt, mozgatható, kör alakú elektróda. Hatására a nagytöltésű ionok árama akár két-háromszoros faktoral is megnőhet [29,30]. Hatásmechanizmusának vizsgálata a mai napig kutatások tárgyát képezi. Egyes elképzelések szerint az elektródába feszültség hatására becsapódó ionok szekunder elektronokat váltanak ki, melyek növelik a plazma elektronsűrűségét. A másik, és a szakirodalomban több bizonyítékkal is alátámasztott elképzelés, hogy a plazmapotenciált változtatja meg oly módon, hogy kedvezzen a nagyobb töltésállapotú ionok kivonásának. A harmadik, szintén lehetséges magyarázata az üregrezonátorként működő plazmakamrában kialakuló módusok hangolásából adódik: az elektróda mozgásával csökkenthető a visszaverődő mikrohullám teljesítményének nagysága.

- b. A szintén gyakran és jó hatásfokkal használt módszer a gázkeverés. Ekkor az ionizálásra injektált gáz mellé egy másik, könnyebb gázt keverünk és a magasabban lefosztott ionok árama megnő. A jelenség kimutatása A.G. Drentje [31] és H. Beuscher [32] nevéhez fűződik. A keverési effektus magyarázható a nagyobb rendszámú munkagáz és a könnyebb keverék gáz ionjainak ütközésével. Ugyanis az ütközések során a nehezebb ionok kinetikus energiája lecsökken, minek hatására a csapdázási idejük megnő, kedvezve a nagyobb töltésállapotok kialakulásának. Leggyakrabban használt keverék gázok a hélium és oxigén. Egyszerű szabályként kijelenthető, hogy optimális hatást akkor érünk el, ha a keverék gáz rendszáma legalább fele az ionizálásra szánt munkagáz rendszámának [33].
- c. A harmadik módszer a kétfrekvenciás üzemmód. Ekkor két eltérő frekvenciájú mikrohullámot bocsátunk a plazmakamrába. Két rezonáns felület jön létre, ahol az elektronok energiához tudnak jutni [34,35]. Hatására a töltésállapot-eloszlás a nagyobb töltések irányába tolódik. Az alkalmazott frekvenciáknak egymáshoz képesti viszonya a pozitív hatás érdekében vagy két egymáshoz nagyon közeli frekvencia, vagy két egymástól lényegesen eltérő lehet (lásd 5.14. ábra).
- d. A negyedik módszer a gyakorta alkalmazott amplitúdó modulált üzemmód. Az ECR ionforrások általában folyamatos üzemmódban működnek. Impulzus üzemmód alkalmazása kezdetben akkor volt indokolt, ha az ionforrást követő nagyenergiájú utógyorsító ugyancsak impulzus üzemmódban hajtja végre a gyorsítást. Azonban néhány esetben megéri az ionforrásba csatolt mikrohullámot egy négyszögjellel amplitúdóban modulálni a fenti megfontoláson túl is. Az impulzus üzemmódnak három aspektusát érdemes megemlíteni (i-iii).
- i. Az első esetben azt használjuk ki, hogy impulzus üzemben a plazmakamra falát is fűtő mikrohullámú teljesítmény a moduláló jel kitöltési tényezőjének megfelelően lecsökken, mialatt a teljesítmény csúcsértéke nem változik. Ennek következtében a hűtési feltételek javulnak, és jobb vákuumfeltételek mellett válik lehetségessé ugyanazon csúcsértékű mikrohullám becsatolása, kedvezvén a nagyobb töltésállapotú ionok kialakulásának.
- ii. A másik két alkalmazási lehetőség közvetlenül a mikrohullámú jel becsatolását és megszűnését követő tranziens jelenségek kapcsán mutatkozik. 1988-ban figyeltek fel Grenoble-ban először arra az „afterglow”-nak nevezett tranziensre [36], mely során a mikrohullámú jel megszűnését követően is 1–2 ms-ig lehetséges kivonni nyalábot a plazmakamrából, csúcsértékben akár többszörösét is a folyamatos üzemben tapasztalt áramokhoz képest (ahogy az a 3.2. ábrán látható). Azt is megfigyelték, hogy nagyobb

töltésállapotokra ez a jelenség fokozottan érvényes. „Afterglow” üzemmódban működő ionforrás nyalábspektrumában sok esetben olyan nagy töltésállapotú csúcsok is megfigyelhetők, melyek folyamatos üzemen nem.



3.2. ábra Az ATOMKI ECR ionforrásának impulzus üzeme során rögzített „afterglow” csúcsok. A nyaláb teljes impulzus formáját vizsgálva az is megállapítható, hogy a nagyobb töltésállapotok telítési áramának kialakulása több időt vesz igénybe, alátámasztva a lépésenkénti (step by step) ionizáció elméletét.

A jelenséget magyarázni lehet azzal, hogy az ionokat csapdázó elektronok által keltett negatív potenciálvölgy (2.3.5. fejezet) rohamosan megszűnik, míg a nagyobb tömegű (lustább) ionok a kivonó feszültség hatására nyalábot formálva hagyják el a plazmát. Továbbá a folyamat során az is szerepet játszik, hogy az ECR ionforrások alaptermészetéből fakadóan a nagy energiájú elektronok sokkal jobban csapdázottak, mint az alacsonyabb energiájúak. Így mikor a mikrohullámú gerjesztés megszűnik, az alacsony energiás elektronok hamarabb elhagyják a plazmát és a nagyobb energiájúak tovább ionizálják a plazma ionkomponensét, növelve a nagyobb töltésállapotú ionok arányát.

- iii. A másik, közvetlenül a mikrohullám becsatolását követő tranzien্স jelenség a nemrégiben felfedezett, és azóta intenzív kutatások tárgyát képező „preglow” [37]. A preglow csúcs akkor alakul ki, mikor a kezdeti szakaszban a nagy átlagos elektron energia jellemezte szuperadiabatikus elektron energiaeloszlás átfordul Maxwell-típusúba [38-41]. Ekkor a kis energiájú elektronok száma

egy rövid időre megnő, kedvező irányba befolyásolva az alacsony töltésállapotú ionok keletkezését. A tranziens jelenség mélyebb megértése gyakorlati szempontból is erősen indokolt. Felfedezését követően ugyanis egyből felmerült, mint egy lehetséges aspiráns a neutrínó fizikával foglalkozó Beta Beam [42] projekt számára, ahol gyors és hatásos ionizálás szükséges ${}^6\text{He}$ és ${}^{18}\text{Ne}$ radioaktív nyaláb impulzus üzemenben működő utógyorsítóba (LINAC) való juttatásához.

3.2. Nyalábfejlesztés

Ebben az alfejezetben a disszertációm részét képező ionnyaláb-fejlesztési munkáimat fogom bemutatni. Mint már korábban említettem, az ATOMKI ECRIS egy modularitásának és függetlenségének köszönhetően rendkívül változatos alkalmazási lehetőséggel bíró ionforrás. Az atomfizikai és anyagtudományi kísérletek által megkövetelt kis energiájú különleges ionnyalábok biztosítása önmagában véve is kutatói feladatokat jelent. A molekula- és negatív ionnyalábok, a magas olvadáspontú szilárd halmazállapotú anyagokból történő plazma és nyaláb előállítása a legtöbb esetben speciális ionforrást vagy legalábbis speciális eszköztárat igényelnek. A fejezet alpontjaiban bemutatom az ECR csoport ezen területhez kapcsolódó eredményeit, melyek elérésében meghatározó szerepem volt. Sikeresen állítottunk elő jelentős nyalábintenzitással (néhány esetben mA tartományba eső) egyszeresen töltött H_2^+ , H_3^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , O_2^+ molekula ionnyalábot, μA tartományba eső H^- , O^- , OH^- , O_2^- , és nA nagyságrendű C^- , és C_{60}^- ionnyalábot [p1, p2]. Speciális porlasztós technikával, anyagtudományi kísérletekhez arany-, kalcium-nyalábbal növeltük az ionforrás ionválasztékát. Munkám során, az ionválaszték bővítésének szükségességén túl, mindvégig fontosnak tartottam másik két szempontot is. Az eredményeket elemző hozzáállással (a technikai fejlesztéseken túlmenően, a folyamatok háttérét megértve) és a berendezés jelentős módosítása nélkül kívántam elérni.

3.2.1 Molekulaionok előállítása

A molekulaionok napjainkban egyre intenzívebb kutatások tárgyát képezik [43]. Az alapkutatásokon túl a kis energiájú molekuláris hidrogén (H_2^+ , H_3^+) és deutérium ionnyalábokkal módosított felületek magfúziós kísérletek számára alkalmazási lehetőséggel is bírnak [44,45].

A világ más pontjain speciális ionforrásokat, vagy nagymértékben módosított ECR-eket használnak erre a feladatra: 10 mA-es nagyságrendbe eső proton és mA-es H_2^+ nyaláb előállítására [46,47,48]. Draganic és társai csak állandó mágnesekből álló ECR ionforrással nagy tisztaságú gáz injektálásával elért eredményeit érdemes kiemelni [49] ($224 \mu A H_2^+$ és $27 \mu A H_3^+$).

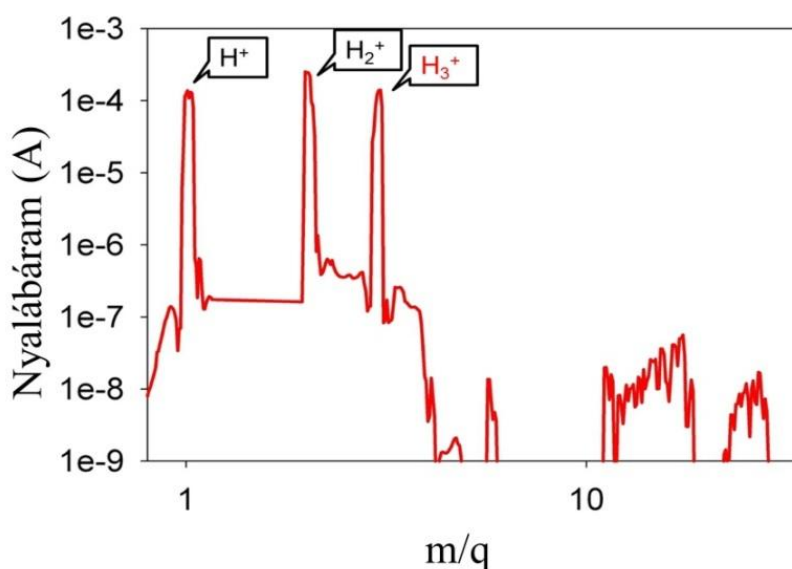
Elsődleges célom az volt, hogy az ionforrás módosítása nélkül állítsam elő a kívánt molekula ionnyalábokat. A standard üzemmódhoz képest jelentős átalakításokat nem végeztem, de kihasználtam az ionforrásnak azt a jellegzetes tulajdonságát, hogy egyszerre két különböző frekvenciájú mikrohullám injektálható a plazmakamrába: a klisztron által szolgáltatott 14,3 GHz-es (0,5 T rezonáns terű) és a TWTA erősítette 9,3 GHz-es (0,33 T rezonáns terű) mikrohullám. A kettős frekvencia alkalmazásával az optimalizált ionnyaláb elérhető maximális értéke 10%-20%-ot emelkedett, illetve pozitívan hatott a plazma és így a kivont nyaláb stabilitására. A 3.1. táblázat tartalmazza az elért eredményeim az ionforrás legfontosabb paramétereinek feltüntetése mellett.

3.1. táblázat A különböző ionok maximális analizált áramai (FCC) és az ionforrás hozzá tartozó legfontosabb beállítási paramétereit: az axiális mágneses tér ($B(T)$) tengelyen számolt injektáló oldali maximuma, minimuma, és a kivonó oldali maximuma, a mikrohullám teljesítménye (klisztron (P_K) és TWTA (P_T)), a hangolóelektroda feszültsége (U_{disc}) és árama (I_{disc}), az alkalmazott munkagáz és nyomása (P_{inj}).

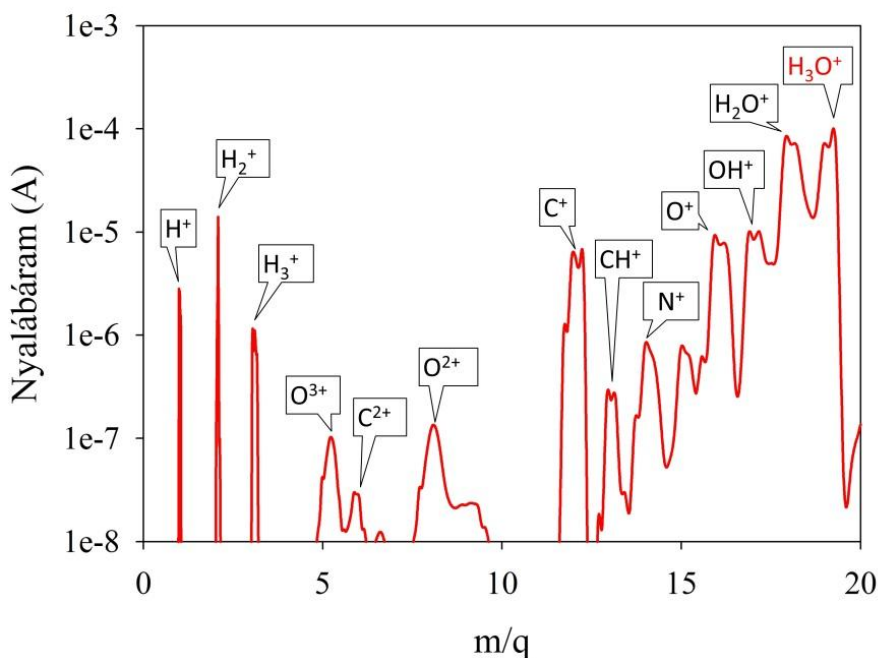
Ion	H^+	H_2^+	H_3^+	OH^+	H_2O^+	H_3O^+	O_2^+
FCC	$>1mA$	$>1mA$	$140\mu A$	$21\mu A$	$77\mu A$	$70\mu A$	$117\mu A$
$B(T)$	1,1	1,13	1,13	1,1	1,15	1,15	1,13
	0,32	0,31	0,35	0,36	0,34	0,35	0,4
	0,74	0,612	0,81	0,82	0,72	0,79	0,79
$P_K+P_T(W)$	$250+10$	$9+8$	$7+4$	$12+0,2$	$10+0,7$	$17+0,8$	$3+0,2$
$U_{disc}(V)$	-4,4	-2,3	-4,1	48	-6,6	-23	-46,9
$I_{disc}(mA)$	0,86	1,24	-1,22	-1,4	-0,14	-1,39	-0,28
Gáz	H_2	H_2	H_2	H_2+O_2	H_2+O_2	H_2+O_2	O_2
$P_{inj}(mbar)$	$3*10^{-6}$	$1*10^{-5}$	$3,3*10^{-5}$	$1*10^{-5}$	$4,5*10^{-5}$	$6,3*10^{-5}$	$7,3*10^{-5}$

Általánosságban elmondható, hogy az üzem során optimálisnak mutakozó gáznyomás a nagyöltésű plazmákhoz képest magas volt (10^{-5} mbar). A hangoloelektrodán alkalmazott szokatlanul alacsony feszűltű ellenére jelentűs áramok folytak rajta, nagy plazmasűrűsűget jelezve. A két mikrohűllám-forrás összteljesűtműnye nem haladta meg a 20 W-ot. Biztonsági okokból az analizált áram maximuma 1 mA-ben lett megállapítva. Az üzemműd legűrdekesebb beállítási paraműtere az axiális mágneses tű tengelyen számolt minimális űrtűei. Ha jól megfigyűljűk, láthatjuk, hogy a legtöbb esetben ez a minimális űrtű a 9,3 GHz-es frekvencia rezonáns terénél (0,33 Tesla) nagyobb. Ami azt jelenti, hogy nem alakul ki ezen a frekvencián zűrt rezonáns zűna és a tapasztalt (optimálisnak mutakozű) kétfrekvenciás üzemműd gyakorlatilag egy hibrid multicusp és ECR üzemállapot.

A hidrogűn gáz injektálásával létrehozott H^+ , H_2^+ , H_3^+ nyalábspektrumok (pűldául 3.3. ábra) gyakorlatilag csak ezt a három csűcsot foglalják magukba. A spektrum további része több mint három nagyságrenddel kisebb csűcsokat tartalmazva elhanyagolható.



3.3. ábra H_3^+ molekulaionra optimalizált nyalábspektrum. Ekkor is a hibrid multicusp és ECR üzemállapot bizonyult a legjobbnak.



3.4. ábra H_3O^+ -ra optimalizált nyalábspektruma

A 3.4. ábrán jól látható, hogy az említett hibrid üzemmódban hidrogén és oxigén együttes alkalmazásával elérhető, hogy a víz csúccsal szinte teljesen megegyező második legnagyobb csúcs legyen a H_3O^+ a spektrumban.

Bár az ATOMKI ECRIS nem molekulaionok előállítására lett tervezve, mégis kijelenthető, hogy bizonyos komponensek esetén (H_3^+ , H_3O^+) nemzetközi szinten is versenyképes nyalábáram értékeket produkáltunk.

3.2.2 Negatív ionplazma és nyaláb előállítása és vizsgálata

3.2.2.1. A negatív ionok képződése

A semleges atom és negatív ionjának belsőenergia különbségét elektronnaffitásnak nevezzük E_{ea} [50], mely alapvetően meghatározza az adott elem negatív ion formában történő megjelenését a plazmában. Nemesgázok esetén az elektronnaffitás negatív, mert a mag pozitív potenciálját a teljesen zárt elektrónhéj leárnyékolja. Ezért csak metastabil negatív nemesgáz ionokról beszélhetünk, melyek nagyon rövid ($\sim 10^{-6}\text{s}$) élettartammal jellemezhetők. A periódusos rendszer összes elemét figyelembe véve az elektronnaffitás nem haladja meg a 3.7 eV-ot, így a befogott elektron könnyedén eltávolítható és eredményezi, hogy csak nagyon

rövid életidejű, metastabil kétszeres negatív ionok keletkezhetnek (pl. $H^{-2} \sim 10^{-15}s$). Ennek megfelelően a negatív ionok előállítása speciális ionforrások, speciális technikák kifejlesztését igényelte és két nagy irányzatuk alakult ki [4]. Egyik az ECR ionforrások esetében szerepet nem játszó (ezért a továbbiakban nem tárgyalt) felületi kölcsönhatáson alapuló (surface type) ionforrások. A másik módszer a térfogati negatív ionképződés (volume type). A megfelelő energiájú plazmakomponensek egymás közti kölcsönhatása során a plazmatérfogatban negatív ionok keletkezhetnek. Az atomfizikai kölcsönhatásokat leíró hatáskeresztmetszet görbék rezonáns viselkedést mutatnak, igen érzékennyé téve a folyamatokat a kölcsönható részecskék energiájára. A legjelentősebb folyamatok a következők:

- a. A szétesést keltő (elektron) befogás (dissociative attachment). A folyamat szimbolikusan a következőképpen írható le:



A molekula (AB) és az elektron (e^{-}) ütközésének egyik kimenő csatornája a disszociált molekula egyik komponensének negatív ionképződéséhez vezet. Ez a kölcsönhatás H^{-} ionforrások esetében alapvető jelentőségű. A molekuláris hidrogén befog egy elektront, egy metastabil H_2^{-} keletkezik, mely $10^{-15} - 10^{-16}$ s idő elteltével H^{-} -ra és H atomra esik szét [51]. A folyamat hatáskeresztmetszete a kölcsönható elektron 15 eV-os energiájáig három rezonáns ponttal rendelkezik, maximális értéke $\sim 10^{-18} \text{ cm}^2$. Azonban a hatáskeresztmetszet maximális értéke drámaian megnő akár öt nagyságrenddel is, ha ugyanez a folyamat vibrációs gerjesztésbe (vibrationally excited) hozott molekuláris hidrogénnel játszódik le. A vibrációs gerjesztés hatáskeresztmetszetének maximuma ~ 40 eV-os elektron energiánál maximális, míg az elektronbefogás hatáskeresztmetszete néhány elektronvoltage energiánál mutat optimumot. Ezért sok H^{-} ionforrás esetében a plazmát két térrészre osztják mágneses szűrők segítségével. Az egyikben a nagyobb energiás elektronok vibrációs gerjesztésbe hozzák a hidrogén molekulákat, a másikban pedig a kisenergiás elektronok befogása történik meg jó hatásfokkal.

- b. Poláris disszociáció esetén a bejövő elektron (vagy foton) a molekulát (AB) egy instabil állapotba hozza, mely spontán módon pozitív és negatív ionra esik szét:



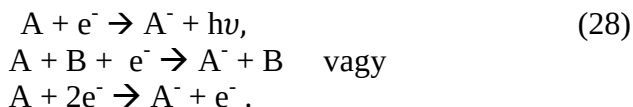
A folyamat hatáskeresztmetszete például hidrogén molekulára 17 eV-os határtól a 38 eV-os elektron energiáig megközelítőleg lineárisan növekszik annak maximális ($\sim 2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$) értékéig, majd 50 eV felett hirtelen lecsökken.

- c. Szétesést keltő rekombináció során a pozitív molekulaion (AB^+) rekombinálódik, egy pozitív és egy negatív ionkomponensre esik szét:



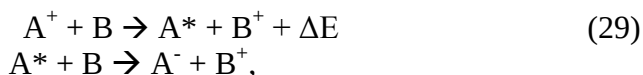
A folyamat hatáskeresztmetszete csak nagyon szűk elektron energia-tartományban számottevő. Például hidrogén esetén a bejövő elektron energiájának 1,9 eV és 3,7 eV közé kell esnie, de ekkor a hatáskeresztmetszete akár három nagyságrenddel is meghaladhatja a szétesést keltő elektronbefogását. Jelentősége leginkább az alacsony hőmérsékletű plazmák esetében van.

- d. Az elektromágneses sugárzást keltő elektronbefogás (radiative capture) és a három-test kölcsönhatásból fakadó befogás (three-body collision capture):



Alacsony hatáskeresztmetszetük és a lejátszódásukhoz szükséges sűrűségviszonyok okán egy szokványos ECR ionforrás esetében elhanyagolhatók.

- e. Az eddig tárgyalt folyamatok esetében az egyik kölcsönható részecske elektron volt. Azonban negatív ion képződhet ionkomponensek ütközésekor, töltéscsere révén is:



ahol ΔE a két állapot energiájának különbségét jelenti. Olyan alacsony ionizációs potenciállal rendelkező atomok, mint például a periódusos rendszer első oszlopában található alkáli fémek, külső elektronjukat a több lépcsős ütközési folyamat során nagy valószínűséggel adják át a kölcsönhatásban résztvevő másik atomnak. Ennek a nagy hatáskeresztmetszetű folyamatnak köszönhetően a speciális negatív ionforrások egy beépített cézium-kemencét tartalmaznak, a céziumot elektron-donorként használva, a lehető legnagyobb negatív ionáram elérése érdekében [52].

3.2.2.2. Negatív ionnyaláb előállítás az ATOMKI ECR ionforrással

Az ATOMKI ECR ionforrással mindenféle gyakorta alkalmazott trükk (cézium-kemence, mágneses szűrők, stb) nélkül μA tartományba eső negatív ionáramot értünk el H^- , O^- , OH^- és O_2^- nyalábokból, illetve az önmagában is különlegesnek számító fullerén plazmából nA tartományba eső analizált C_{60}^- nyalábot produkáltunk. A 3.2. táblázat tartalmazza a negatív ionok területén elért eredményeimet az ionforrás legfontosabb paramétereinek feltüntetése mellett.

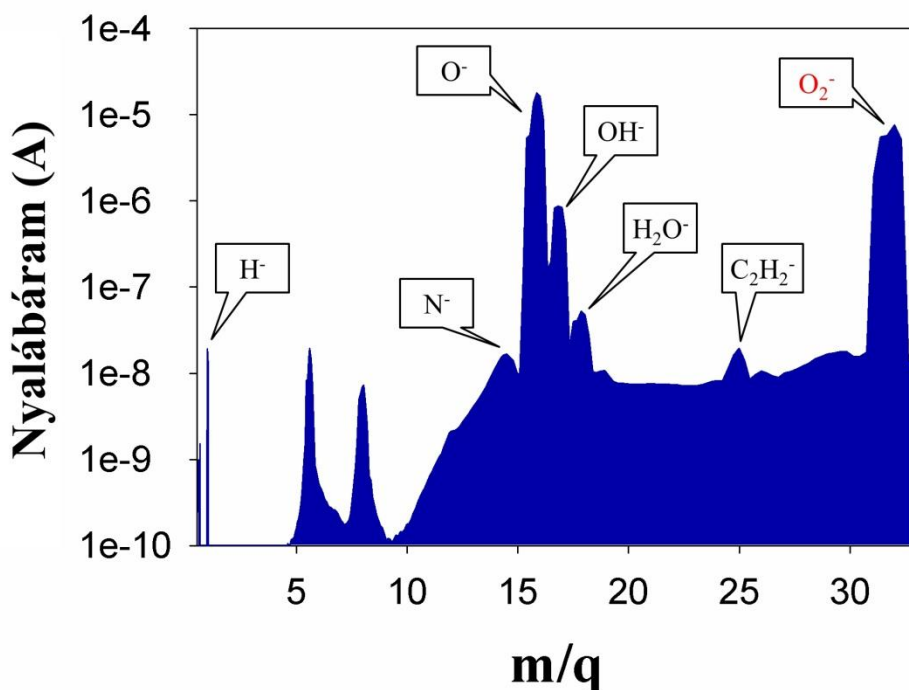
3.2. táblázat A különböző anionok maximális analizált áramai (FCC) és az ionforrás hozzá tartozó legfontosabb beállítási paramétereiről A táblázatban lévő mennyiségek magyarázatát, lásd a 3.1. táblázatban.

Ion	H^-	C^-	O^-	OH^-	O_2^-	C_{60}^-
FCC	$0,79 \mu\text{A}$	15 nA	$20,4 \mu\text{A}$	$8,8 \mu\text{A}$	$7,6 \mu\text{A}$	2 nA
$B(\text{T})$	0,99	0,87	1,15	1,15	1,15	0,81
	0,30	0,29	0,36	0,36	0,36	0,23
	0,66	0,7	0,82	0,82	0,82	0,49
$P_K + P_T(\text{W})$	180 ± 3	$15 \pm 0,5$	$20 \pm 0,8$	17 ± 1	13 ± 1	$0 \pm 0,5$
$U_{\text{disc}}(\text{V})$	-152	-144	-1,6	-3	-2,5	-0,3
$I_{\text{disc}}(\text{mA})$	-1,2	-2	0,69	-0,96	0,96	-0,001
$I_{\text{puller}}(\text{mA})$	-1,6	-3,7	-8	-8	-8,2	$-0,76 \mu\text{A}$
Gáz	H_2	CH_4	O_2	$\text{H}_2 + \text{O}_2$	O_2	C_{60} gőz
$P_{\text{inj}}(\text{mbar})$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$

A molekulaionok előállításához hasonlóan az ionforrást kettős frekvencián üzemeltettem, ugyanúgy 14,3 GHz-es és 9,3 GHz-es frekvencián. Az ionforrás platformfeszültsége -9,5 kV volt annak érdekében, hogy a megfordított polarizációjú analizáló mágnes az $m/q = 32$ (O_2^-) nyalábkomponenst is a Faraday-csészébe juttassa. Ekkor a plazmából kivont nyaláb, eltérően a pozitív ionok esetétől, negatív ionokat és elektronokat is tartalmaz. A teljes kivont áramot (beleértve az elektronáramot is) 10 mA-ben maximalizáltam. Az egyetlen kivétel a fullerén esetében adódott, amikor a

fullerén molekula nagy tömege miatt a kivonó feszültség 440 V volt. Az üzem során a kivonóelektrodát egy árammérőn keresztül földelve tartottam, illetve az Einzel-lencse polaritását megfordítottam.

Általánosságban elmondható, hogy az üzem során optimálisnak mutató gáznyomás nagyfeszültségű plazmákhoz képest magas volt (10^{-5} mbar). A hangolóelektrodán a sok esetben szokatlanul alacsony feszültség ellenére jelentős áramok folytak, és a földelt kivonóelektrodán 8 mA-t is elérő negatív (főleg elektron-) áramot tapasztaltam. Az üzem során (a molekulaionok képzéséhez hasonlóan) az oxigénnel kapcsolatos csúcsok esetében a kétfrekvenciás üzemmód egy hibrid multicusp ECR üzemállapotként realizálódott, ugyanis az optimalizált axiális mágneses tér minimális értéke a 9,3 GHz-es frekvencia rezonáns terénél (0,33 Tesla) nagyobb volt. Tipikus negatív ionspektrum a 3.5. ábrán látható.



3.5. ábra O_2^- nyalábra optimalizált plazma nyalábspektruma. A két csúcs $m/q=5.6$ és $m/q=8$ környezetében vélhetően az O^- és O_2^- nyalábok szóródási csúcsai.

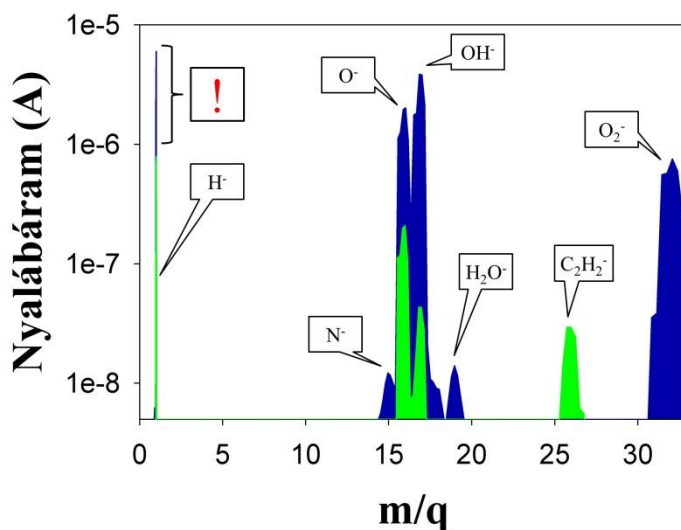
Habár a H^- , O^- , OH^- és O_2^- nyalábokból μA nagyságrendű áramokat értem el, addig a C_{60}^- és C^- áramok a nA tartományban maradtak. Ez a három nagyságrendnyi eltérés O^- , OH^- és O_2^- nyalábokra intuitíve magyarázható az oxigén atom és oxigént tartalmazó molekulák nagy elektronnaffinitásával.

Azonban a szén elektronegativitása nagyobb, mint a hidrogénéé, így a nyalábok közt fennálló reláció magyarázata a 3.2.2.1. pontban részletezett negatív ionképződési folyamatokon (például a hidrogén molekula szétesést keltő elektron befogásán) keresztül lehetséges.

A fullerén plazma negatív ion spektruma, jelentősen eltér a megszokott pozitív ion spektrumoktól. Míg utóbbi spektrumokban jelentős részt képviselnek a szén-vesztett fullerén ion csúcsok, addig a negatív spektrum kizárólag C_{60}^- és O^- komponenseket tartalmaz.

Az ionforrás képességeinek feltárása közben a legérdekesebb jelenséget a H^- nyaláb (áramának) optimalizálásakor figyeltem meg. Hidrogén gáz egyedüli injektálásakor (mint ahogy a táblázatból kiolvasható) a maximálisan elért H^- nyalábáram $0,8 \mu A$ alatt maradt. Azonban oxigén gáz hozzákeverésének hatására az analizált áram majd egy nagyságrenddel megnőtt ($6 \mu A$). A két üzemmód során készült nyalábspektrumokat a 3.6. ábra mutatja.

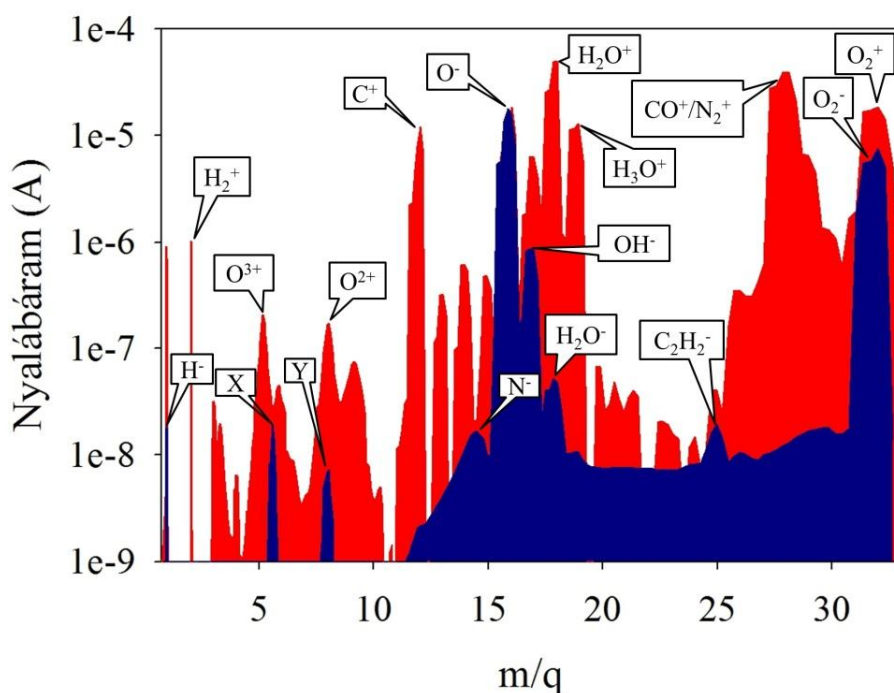
Ezt az eddig még publikálatlan jelenséget a plazmában lejátszódó H^- képződési folyamatok számának növekedésével értelmezem. Ugyanis a keverés nélküli plazma elhanyagolható része más, mint H vagy H_2 . Az ekkor lehetséges negatív ionképződési folyamatokban nincs benne az OH széteső rekombinációja, a H_2O széteső e^- befogása, töltéscsere más negatív ionokkal (O^- , OH^- , O_2^- stb.). A lehetséges H^- képződési csatornák számának növekedése mellett a keveréssel növekvő gázsűrűség és csökkenő átlagos elektron energia is kedvez a H^- képződésnek.



3.6. ábra H^- nyalábra optimalizált plazmák oxigén keverés nélkül (zöld spektrum) és oxigén keveréssel (kék spektrum) rögzített nyalábspektruma.

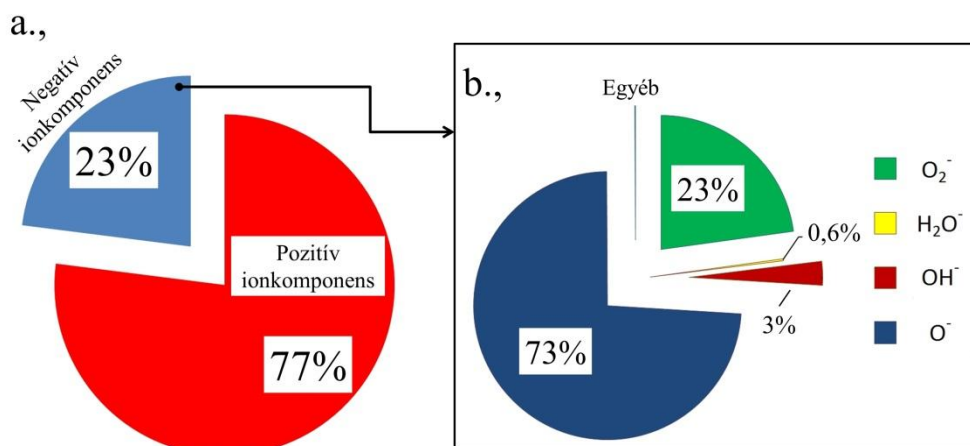
3.2.2.3. A plazma negatív és pozitív ionkomponensének vizsgálata

A különböző negatív ionnyalábok előállításán túl, célom volt a negatív ionokra optimalizált ECR plazma tanulmányozása is. Ennek érdekében egy úgynevezett kettős üzemmódot valósítottam meg.

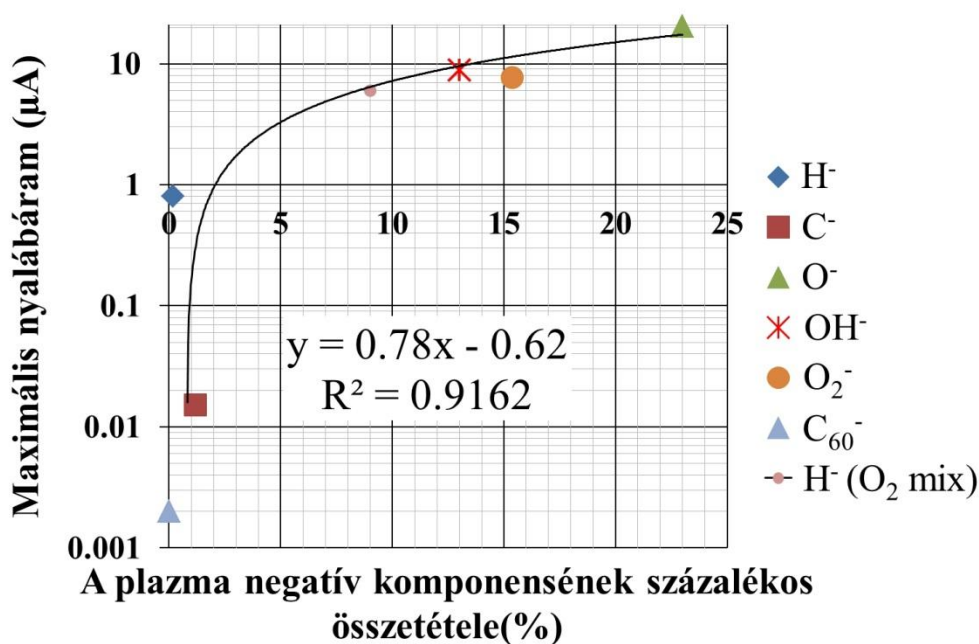


3.7. ábra Azonos - O_2^- képződésére optimalizált - plazmából kivont negatív (kék) és pozitív (piros) ionnyalábok spektruma.

A negatív ionképződésre optimalizált plazmák 3.2. táblázatban leírt beállítási paramétereit mellett a kivonó feszültség, az Einzel-lencse és az analízáló mágnes polaritásának megfordításával ugyanazon plazma pozitív ionkomponensét vizsgáltam. Ilyen módon a 3.7 ábrához hasonló kettős spektrumokat rögzítettem. A negatív és pozitív ionkomponensek „egyidejű” mérésével becslést adtam a plazma összetételére. A 3.8. ábrán példaként az O^- nyalábra optimalizált plazma (a) és a negatív ionkomponens (b) százalékos összetétele látható.



3.8. ábra Az O^- képződésére optimalizált plazma (a) és a negatív ionkomponens (b) százalékos összetétele.



3.9. ábra Az egyes negatív ionok maximalizált nyalábáramai a negatív plazmakomponensek százalékos összetételének függvényében.

A százalékos összetétel meghatározását az összes negatív ionhoz tartozó plazmára elvégeztem. Szoros, az $y = 0,78x - 0,62$ egyenlet által leírt lineáris korrelációt találtam az adott ionkomponensből elért maximális nyalábáram (y) és a plazmáját jellemző százalékos összetétel (x) között [p1] (3.9. ábra). Ez azt jelenti, hogy bár az ECR ionforrás nem negatív ionok

előállítására lett megalkotva, mégis jól optimalizálható az egyes negatív komponensekre. Reményeink szerint a jövőben számos atomfizikai kísérlethez, illetve alkalmazáshoz fogunk szolgáltatni negatív ionnyalábot.

A 3.2.1. és 3.2.2. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

Az ATOMKI ECR ionforrás ionnyalábja által biztosított infrastrukturális lehetőségeket negatív- illetve molekula ionnyalábokkal bővítettem ki, mely a következő új tudományos eredmények elérését tette lehetővé:

1. Megmutattam, hogy egy nagytöltésű ionok előállítására tervezett ECR ionforrás segítségével jelentős nyalábintenzitással lehetséges (néhány esetben mA tartományba eső) egyszeresen töltött H_2^+ , H_3^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , O_2^+ molekula ionnyaláb, μA tartományba eső H^- , O^- , OH^- , O_2^- , és nA nagyságrendű C^- , és C_{60}^- negatív ionnyaláb létrehozása. A nyalábok előállítását egy szokatlan hibrid un. multicusp és ECR, kétfrekvenciás üzemiállapot alkalmazásával értem el [p1, p2].
 2. A negatív ionnyalábok ECR ionforrásban való képződésének plazmafizikai vizsgálatát végeztem úgynevezett kettős üzemiállapotban. A negatív ionképződésre optimalizált plazmák beállítási paraméterei mellett a plazma negatív és pozitív ionkomponensét egyaránt megmértem. Meghatároztam százalékos összetételüket. Szoros, lineáris korrelációt mutattam ki az adott negatív ionkomponensből elért maximális nyalábbáram és a plazmáját jellemző százalékos összetétel között [p1].
 3. H^- ionnyaláb intenzitásának egy nagyságrenddel való növekedését tapasztaltam oxigén segédgáz alkalmazásakor, melyet kvalitatív módon értelmeztem a keverés hatására fellépő H^- képződési csatornák számának növekedésével.
-

3.2.3. Fém ionnyalábok előállítása porlasztásos módszerrel

Felületek besugárzása olyan különlegesnek számító ionnyalábokkal, mint például arany vagy kalcium, többretű aktuális kutatási témához kapcsolódik. A Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai és a Fogpótlástan Tanszékkal együttműködve vizsgáljuk különböző felületek választát, módosulását kis energiájú nyaláb hatására.

A mikro- és nano skálán funkcionalizált felületek biológiai hatását kutatjuk titán és egyéb implantátumok (például cirkónium) esetében. Elgondolásunk szerint az eljárással növelni lehet az implantátumok biológiai szempontból értelmezett jósági fokát, a szövet és a csontsejtek megtapadásának erősségét és időtartamát. Ebből a szempontból a kalcium-hydroxylapatit -tel bevont titán felületek hatásmechanizmusának a feltárása jár legelőrébb [53].

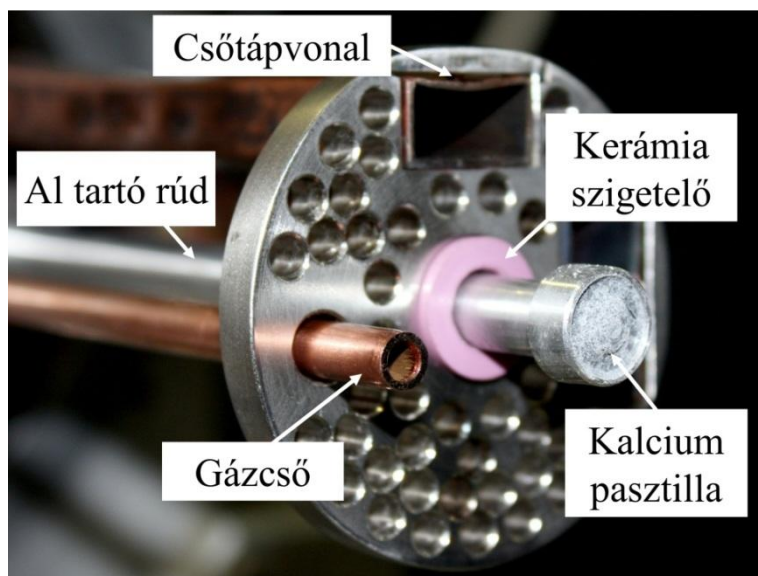
Célunk tehát implantátumok felületének funkcionalizálása biokompatibilisnak számító ionnyalábokkal. Az ionnyaláb hatásának megértése kalkogenid mintákon keresztül történik. Ugyanis ez a sokoldalú anyag modellként szolgálhat a biokompatibilitás szempontjából rendkívül fontos plazmonképződés folyamatának elemzésében [54].

A vizsgálatokhoz vezető első lépés a besugárzó nyaláb megfelelő intenzitásban történő előállítása. A szilárd halmazállapotú, magas olvadáspontú fémekből plazmát és ionnyalábot létrehozni önmagában véve is kihívás. A lehetséges technikák közé tartozik a kemence technika, az úgynevezett MIVOC (Metal Ions from Volatile Compounds) eljárás, a lézeres párologtatás és a porlasztásos módszer. A leggyakrabban fűtőszálas vagy indukciós kemencét használnak [55]. Az összes módszer közül ez a leghatékonyabban. Az így elpárologtatott anyagból produkálható legnagyobb hatásfokkal plazma és nyaláb, viszont a fémek magas olvadáspontja miatt ez technikailag igen nehézkes. A MIVOC eljárás akkor alkalmazható, ha az adott fémnek létezik könnyen illó vegyülete (például a vas esetében a ferrocén) [56]. Legnagyobb előnye, hogy használata egyszerű és gyors, azonban jelentős hátránya, hogy az üzem során nagy mennyiségű szennyező van jelen a plazmában. A porlasztásos módszer esetében [57,58] a porlasztásra szánt minta a plazmához közel kerül elhelyezésre és negatív potenciálra van emelve. Ekkor a plazma ionjai a mintát porlasztják és a kirepülő (főleg semleges atomok) a plazmába kerülve ionizálódnak. Ez egy kényelmes technika azokban az esetekben, ahol a nyalábintenzitás nem kritikus, de korlátai jelentkeznek a plazma csatolt, kettős szerepe okán. Ezzel a módszerrel néhány 10 μ A nagyságrendű nyalábáram érhető el. Ugyanis a plazma optimális paramétereit az ionizációs- és porlasztási folyamatokat maximalizáló paraméterek kompromisszumos beállításaként kell megtalálni.

Lévén, hogy célunk jó stabilitású fém ionnyalábok elérése az ionforrás jelentős átalakítása nélkül, a porlasztásos módszer mellett döntöttünk. A hosszú időtartamú besugárzásokhoz elengedhetetlen, kiváló stabilitású ionnyalábot állítottam elő szilárd arany és kalcium mintákból.

Mint ahogy a 3.1. fejezetben olvasható, az ATOMKI ECR standard konfigurációjához hozzátartozik a tengelyre helyezett, a plazmához viszonyítva potenciálra emelhető hangolóelektróda. A fém ionnyalábok előállításánál ezt egy mozgatható és potenciálra emelhető mintatartóval cseréltem ki (3.10. ábra). A mintatartó megtervezésében meghatározó szerepem volt. A belsejében elhelyezett termopár alapú hőmérő lehetőséget nyújt a minta hőmérsékletének monitorozására a porlasztás során. A nyalábtengelyen mozgatható mintatartót maximálisan 500 V negatív feszültségre kapcsoltam ezekben a tesztekben. Az injektáló tárcsától mért távolsága szélső állásban 100 mm lehet. A továbbiakban bemutatott eredményeimet 10 kV-os kivonó feszültség mellett értem el, a Faraday-csészébe jutó nyaláb méretét egy 10 x 30 mm-es rés definiálta.

Az alkalmazott, megközelítőleg $2 \cdot 10^{-6}$ mbar injektáló oldali nyomású oxigén gáznak kettős szerepe volt. Egyrészt szolgáltatta a porlasztáshoz szükséges ionáramot a pasztillán, másrészt a 3.1. fejezetben tárgyalt módon keverék gázként működött, segítve a nagyobb töltésállapotok kialakulását a plazmában. Az 500 V-ra emelt mintán 2 mA körüli áramot mértem.

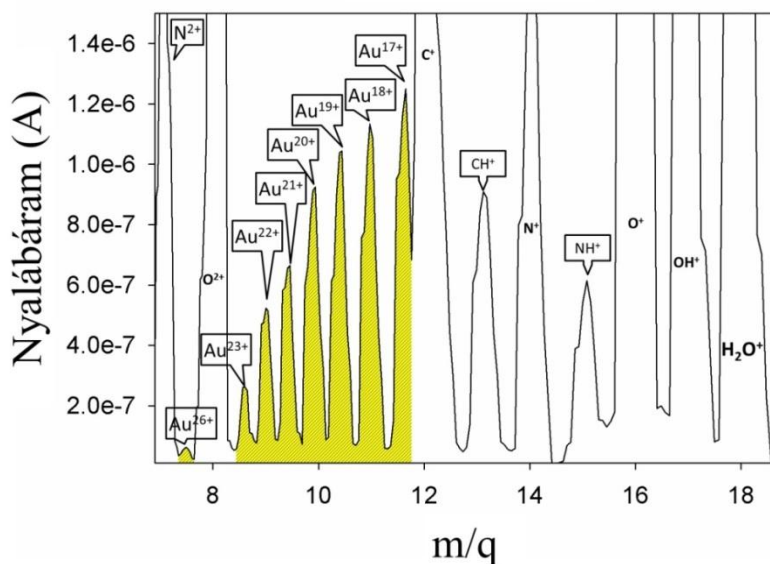


3.10. ábra A fém ionnyalábok előállításához tervezett mozgatható és potenciálra emelhető speciális mintatartó. A hőmérsékletet mérő termopár a tartó rúd belsejében található.

A legnagyobb csúcsra való optimalizálás könnyűnek mutatkozott, azonban a plazma töltésállapot-eloszlásának jelentős mértékű eltolása (a kisebb vagy a nagyobb töltésállapotok irányába) nem volt lehetséges. Arany nyaláb esetében a legnagyobb ionáram Au^{17+} ($1,25 \mu\text{A}$) ionnyaláb esetében adódott, de Au^{23+} nyalábból is el tudtam érni $0,86 \mu\text{A}$ -t. Míg Au^{26+} csúcsot is be tudtam azonosítani, mely egyike a valaha volt legnagyobb töltésállapotoknak az ATOMKI-ECRIS történetében, addig az alacsony töltésállapotok közül például Au^{9+} analizált nyalábot nem lehetett 100 nA fölé emelni. Kalcium esetében a legjobban optimalizálható csúcsnak a Ca^{8+} ($2 \mu\text{A}$) adódott, a többi csúcs azonban 200 nA alatt maradt. Az optimalizálás paramétereit a 3.3. táblázat tartalmazza, míg egy tipikus arany spektrumot a 3.11. ábrán láthatunk.

3.3. táblázat Arany- és kalcium-ionnyalábokból elért legnagyobb nyalábáram értékek, az alkalmazott mikrohullámú teljesítmény, segédgáz, injektáló oldali nyomás, és a pasztilla porlasztó feszültsége és árama.

Legnagyobb csúcs	Nyalábáram	P_K	Gáz	P_{inj}	Porlasztó- feszültség és áram
Au^{17+}	$1,25 \mu\text{A}$	300 W	O_2	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$485 \text{ V}/1,93\text{mA}$
Ca^{8+}	$2 \mu\text{A}$	350 W	O_2	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$500\text{V}/1,98\text{mA}$



3.11. ábra Tipikus arany spektrum. A legnagyobb Au^{17+} csúcs az egyszeresen ionizált szén atom mellett található. Az Au^{13+} -tól Au^{16+} -ig terjedő csúcsok

mindig átfedésben vannak vagy a maradékgáz vagy pedig a segédgáz (oxigén) ionjaival, az ábrán nem jelöltem őket.

A felületek módosításához szükséges nyalábkomponens kiválasztásához, a részecskeáramot (pnA) nem pedig a mért elektromos áramot (eμA) kell figyelembe venni. Az arany esetében, mint ahogy az egyértelműen látható a 3.4. táblázatból Au^{17+} , Au^{18+} , Au^{19+} nyalábok jelentenek maximális részecskeáramot.

3.4. táblázat Az arany különböző töltésállapotaihoz tartozó nyalábáramok elektromos áramban és részecskeáramban kifejezve. Az Au^{11+} , Au^{13+} - Au^{16+} , Au^{24+} and Au^{25+} csúcsok mindig átfedésben vannak vagy a maradékgáz vagy pedig a segédgáz (oxigén) ionjaival.

<i>Au</i>	9+	10+	12+	17+	18+	19+	20+	21+	22+	23+	26+
<i>nyalábáram (eμA)</i>	0,095	0,13	0,2	1,25	1,13	1,04	0,82	0,66	0,52	0,26	0,058
<i>nyalábáram (pnA)</i>	11	13	17	74	63	55	41	31	24	11	2

Másrészt a spektrumra tekintve az is látható, hogy az Au^{17+} nagyon közel van a C^{+} -hoz, mely hosszú időtartamú besugárzások esetében biztonsági okokból kerülendő. Ezért megállapítottam, hogy a besugárzásokhoz leghatékonyabban alkalmazható plazmakomponens az ionforrásunk esetében az Au^{18+} és Au^{19+} .

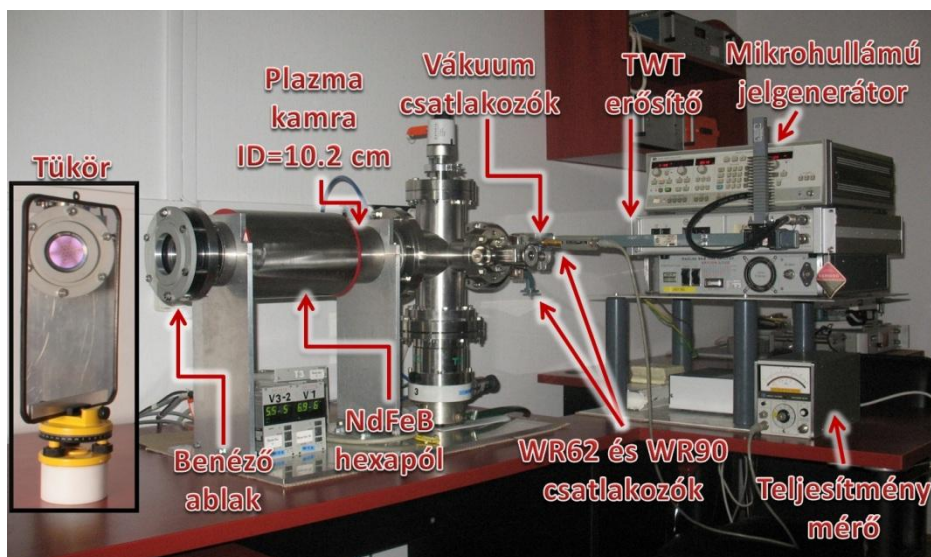
A felvett tömegspektrumok hasonlóságot mutatnak abban, hogy jelentős részüket képezik a maradék- és a segédgázból származó csúcsok. Ez a legfőbb korlátja a porlasztásos technika ily módon történő alkalmazásának. Ugyanis a plazma kettős szerepe folytán, annak kiterjedt optimalizálása nem lehetséges. Ennek ellenére munkámmal bebizonyítottam, hogy ezen egyszerű módszerrel, habár korlátok közt, de képesek vagyunk nagy töltésállapotú, remek hosszú távú stabilitással rendelkező arany- és kalcium-nyalábot szolgáltatni anyagtudományi kísérletekhez [p11].

A 3.2.3. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

Speciális porlasztásos technikával, számottevő átalakítások nélkül, μA tartományba eső arany- és kalcium-nyalábokkal növeltem az ECR ionforrás ionválasztékát [p11]. Így lehetőség nyílik a napjainkban folyamatosan növekvő jelentőségű bio-kompatibilis ionnyalábokkal módosított, funkcionizált felületek egészségügyi és technikai alkalmazásokkal kecsegtető alapkutatására az ATOMKI-ban.

3.3. Műszaki fejlesztés

Műszaki fejlesztési munkám kapcsán, az ATOMKI ECR ionforrás több mint tíz éves üzeme során felgyűlt tartalék alkatrészeiből megépítésre került a 3.12. ábrán látható asztali ECR plazmaforrás [p8].

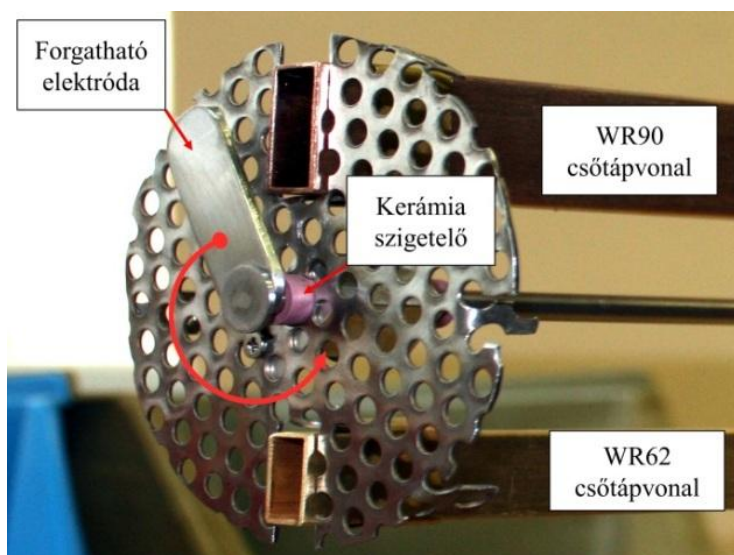


3.12. ábra Az ATOMKI asztali ECR plazmaforrás.

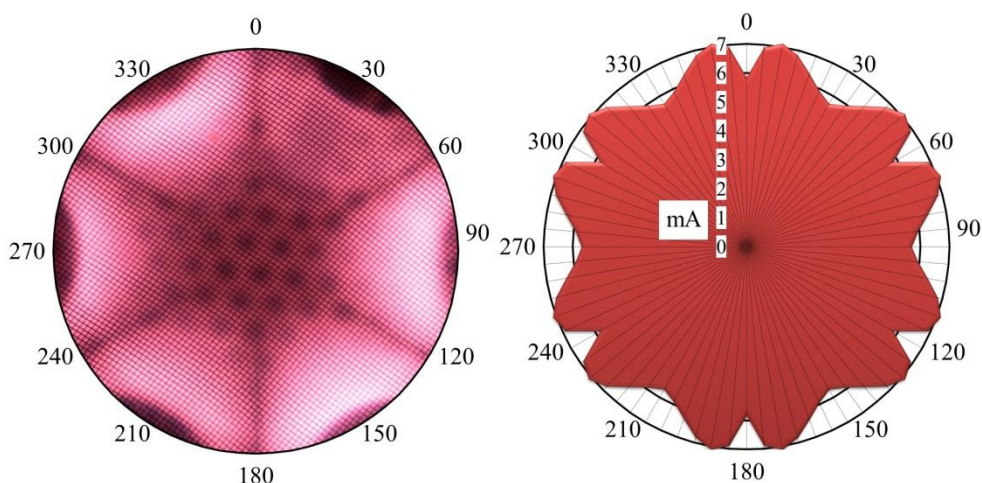
Az ATOMKI második ECR berendezése kompaktságának köszönhetően könnyen mozgatható és elfér akár egy asztalon is. Nem rendelkezik axiális mágneses csapdázással és kivonással. Kettős falú, vízzel hűtött, rozsdamentes acél plazmakamrájának belső átmérője 10,2 cm. A kamra belsejében ekvimagnetikus hengerfelületek alakulnak ki a radiális csapdázásnak köszönhetően, melyet egy 24 cm hosszú, zárt Halbach-geometriában elrendezett NdFeB hexapól biztosít. A 24 szegmensből álló hexapól mágneses térerősségének a kamra falánál mért értéke 0,65 Tesla. A maximálisan 20 W teljesítményű mikrohullám becsatolása a plazmakamrába (egy időben akár két különböző frekvencián) WR62 és WR90 csőtápvonalakon keresztül lehetséges. A HP 8350B típusú jelgenerátor frekvenciája 6-18 GHz között változtatható, és alkalmas külső akár belső jelről vezérelt amplitúdó és frekvencia modulált üzemmódokra.

Az injektáló résház vákuumcsatlakozóin keresztül az elektromos feszültség és mozgások bevezetése könnyen megoldható, ideálissá téve a berendezést szondák, elektródák és kemencék teszteléséhez. Példaként a 3.13. ábrán nagyméretű, potenciálra emelhető és forgatható elektróda látható. Az egyszerű elrendezés az elektróda elforgatásával és a rajta folyó áram mérésével alkalmas a szondák diagnosztikai szerepének szemléltetésére. A

3.14. ábra a plazmáról készült fénykép mellett a (plazmához képest kis) negatív potenciálra emelt elektróda áramát mutatja az elforgatás szögének függvényében, kiválóan leképezve a plazma szemmel is látható szerkezetét.



3.13. ábra Az asztali plazmaforrás injektáló tárcsája a forgatható, nagyméretű iongyűjtő elektródával.



3.14. ábra A plazmaforrás plazmájáról készült fénykép (balra) és az elektródán folyó áram az elforgatás szögének függvényében (jobbra).

B-minimum geometria hiányában a plazma begyűjtása viszonylag magas gáznomás alkalmazásával lehetséges (10^{-4} mbar).

A berendezés multifunkciós, több cél megvalósítására lett kialakítva:

- Oktatási célokat szolgál egyszerű, gazdaságos és biztonságos munkahelyként. Demonstrációs eszköz.
- Kiválóan alkalmas Langmuir-szondás plazmafizikai kísérletek előkészítéséhez, teszteléséhez.
- Alkalmas röntgen- és láthatófény tartományban végzendő kísérletek előkészítésére és tesztelésére.
- Nagy segítséget nyújt a bonyolult technikát igénylő amplitúdó- és frekvenciamodulált mikrohullámú üzemmódok tesztelésében.

A 2010-ben megépített plazmaforrás a terveknek megfelelően ellátja feladatát. A disszertációm részét képező láthatófény detektálásán alapuló plazmafizikai vizsgálataim egy részét ezen a berendezésen végeztem (5.1.4. fejezet). Illetve 2011 nyarán, a Debreceni Egyetem és az MTA ATOMKI közös szervezésében megrendezésre kerülő „Élő fizika nyári tábor” keretein belül, két középiskolás diák kapcsolódhatott be egy a plazmaforráson végzett kísérletbe. 2013-ban OTDK dolgozat született a berendezésen végzett plazmafizikai kísérletsorozatból (Hajdu Péter).

A 3.3. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

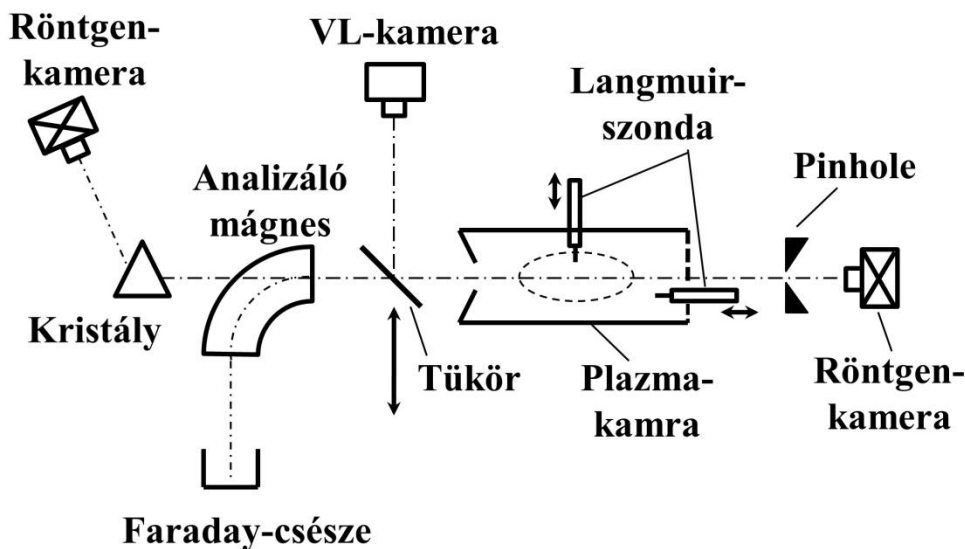
Meghatározó szerepem volt az ATOMKI ECR ionforrás tartalék alkatrészeinek felhasználásával létrehozott, elektromágneses tekercseket és kivonó rendszert nem tartalmazó kisméretű, asztali ECR plazmaforrás megépítésében és megtervezésében. A különböző plazmafizikai kísérletek előkészítésén túl a berendezés oktatási és demonstrációs feladatok ellátására is kiválóan alkalmas [p8].

4. Fejezet

ECR plazmadiagnosztika

4.1. Plazmadiagnosztika és motivációja

Napjainkban az ECR-ek száma egyre csak növekszik kedvező és sok esetben egyedülálló tulajdonságaiknak köszönhetően. Azonban a forrás lelkét képező plazma részletes és pontos leírása még nem teljes. Vizsgálatának világszerte elsődleges célja a lehető legnagyobb töltésállapotú és intenzitású ionnyaláb előállítása. A plazmában lejátszódó folyamatok pontosabb megértését célzó kísérleteket összefoglalóan plazmadiagnosztikának nevezzük. Az ECR plazmák diagnosztikai vizsgálatának két nagy csoportját különböztetjük meg: lokális és globális plazmadiagnosztika. A módszerek eszközparkjának sematikus, és legtöbb esetben alkalmazott elrendezését mutatja a 4.1. ábra.



4.1. ábra Az ECR ionforrások mellett általában alkalmazott plazmadiagnosztikai kísérletek sematikus elrendezése. Az ábrán megfigyelhető a lokális plazmadiagnosztikai vizsgálatokhoz tartozó Langmuir-szonda (radiális és axiális elrendezésben), és a globális csoportot

erősítő röntgensugárzás detektálásán alapuló kristályspektrométer és (pinhole) lyukkamera illetve a láthatófény alapú diagnosztika is.

A mindenkori ATOMKI ECR csoport kutatási témáinak színes palettáján előkelő helyet foglalnak el ezek a típusú kísérletek. A berendezés mellett, fennállásának húsz éve alatt, a 4.1-es ábrához hasonlóan komplex vizsgálati lehetőségek kerültek kiépítésre.

A lokális módszer esetében egy kisméretű elektródát (Langmuir-szonda) helyezünk az ionokból és elektronokból álló plazmába, majd annak feszültség-áram karakterisztikáját vizsgálva kapunk helyi információt a plazmát leíró paramétereiről (pl. elektronsűrűség, az elektronok mozgásából származó energiának a mágneses tér erővonalaival párhuzamos komponense, plazmapotenciál stb.). Nagy előnye a lokalitásából fakad, azonban hátránya, hogy a mikroszkopikus információk felvétele közben önmaga is kis mértékben megváltoztatja a plazmát.

A másik diagnosztikai módszer, mely jelen disszertáció tárgyát is nagy mértékben képezi, azon a tényen alapszik, hogy a lejátszódó folyamatok (elektron-atom, elektron-ion, ion-atom, ion-ion ütközések) következtében a plazma elektromágneses sugárzást bocsát ki, igen széles energiasávban: infravörös, láthatófény, ultraibolya és röntgen tartományban egyaránt. Ezen sugárzások detektálásával és elemzésével, a folyamatokba történő direkt beavatkozás nélkül nyerhetünk két-, esetleg háromdimenziós globális információt a plazmát alkotó komponensek térbeli eloszlásáról.

A két módszer egymást kiegészítve, a kívánt információ specifikusságától függően alkalmazandó. A tapasztalt jelenségek elméleti hátterét plazmaszimulációval szokás megteremteni, ugyanis a lejátszódó folyamatok komplexitása egyéb számításokat nehézkessé tesz. Így tehát a plazmadiagnosztikai vizsgálatokon belül akár különálló módszerként is felfogható a plazma számítógépes szimulációja, mely a figyelembe vett folyamatok alapján saját rendszertani struktúrával rendelkezik (4.2.3. fejezet).

4.2. Plazmadiagnosztikai eljárások

Ezen alfejezet pontjaiban a dolgozat rövid áttekintést ad a különböző plazmadiagnosztikai eljárások háttéréről, eddig elért főbb eredményeiről.

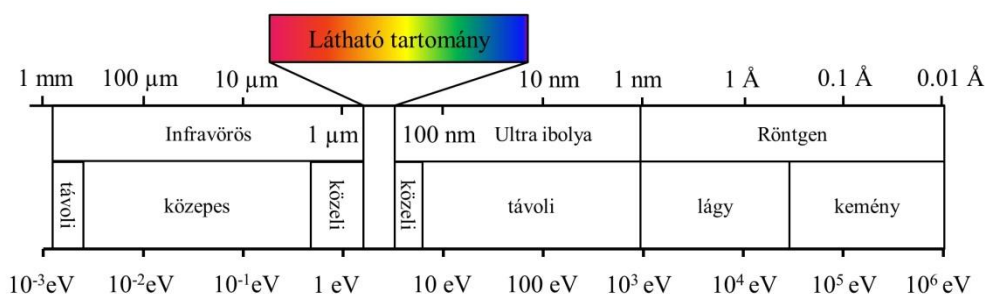
4.2.1. Lokális plazmadiagnosztika

Különböző plazmák helyfüggő tulajdonságainak meghatározására szolgál. Az elektrosztatikus szondák alkalmazásának módszerét Langmuir fejlesztette ki, ezért nevét, Langmuir-szonda, róla kapta. A Langmuir-szonda, például elengedhetetlen diagnosztikai eszköz a TOKAMAK plazma paramétereinek meghatározásában. Lényegében nem más, mint egy kisméretű fém elektróda, mely a plazma vizsgálni kívánt pontjára juttatva feszültség-áram karakterisztikájával jellemzi az adott pontot. Az elektróda anyagával szemben támasztott követelmény, hogy magas legyen az olvadáspontja és alacsony szekunder elektron emissziós együtthatóval rendelkezzen. Előbbi azért fontos, hogy a plazma-elektroda kölcsönhatás nehogymegolvassza a szondát, míg utóbbit a feszültség-áram karakterisztika hitelessége követeli meg. A Langmuir-szondák feszültség-áram karakterisztikája jellegzetes „S” alakkal rendelkezik. Három részre osztható. Az elektronáram telítési tartományra, ahol az alkalmazott pozitív feszültség hatására a szonda a környezetében lévő összes elektront magához vonzza, míg az ionokat eltaszítja, az átmeneti tartományra és az ionáram telítési tartományra, amikor minden a környezetében található iont magához vonz és begyűjt, míg minden elektront eltaszít magától. A karakterisztika segítségével olyan alapvető fontosságú paraméterei is meghatározhatók a plazmának, mint a lebegő (floating) potenciál és a plazmapotenciál. Előbbi azt a feszültség értéket jelenti, melynél a szondára felfutó ion- és elektronáram eredője zérus, utóbbi pedig amelyiknél a plazma és a szonda közötti potenciál különbség nullává válik.

A lokális plazmadiagnosztikai méréseknek nagy hagyománya van az ATOMKI-ban. Kenéz Lajos PhD értekezését [59] ezen témából írta. Munkája során, többek közt, olyan fontos eredményre jutott, hogy a 3.1. fejezetben leírt hangolóelektróda módszerének hatásmechanizmusában a leglényegesebb elem az, hogy a biased-disk-re adott feszültség megváltoztatja a plazmapotenciál eloszlását, kedvezőbb feltételeket teremtve az ionnyaláb jobb hatásfokkal történő kivonásához [60].

4.2.2. Globális plazmadiagnosztika

A globális plazmadiagnosztikai módszerek azon a tényen alapulnak, hogy az ECR ionforrások plazmája intenzív forrása a különböző hullámhosszú elektromágneses sugárzásoknak (4.2. ábra). A plazma spektrális leképezése, mely egészen az 1 mm hullámhosszú (10^{-3} eV energiájú) infravörös hullámoktól a 0,01 Å hullámhosszú (1 MeV energiájú) kemény röntgensugárzásig terjedhet, sokrétű, bár a szondával ellentétben integrális információt szolgáltat.



4.2. ábra Az ECR ionforrások által kibocsátott elektromágneses sugárzás

4.2.2.1. Röntgenspektroszkópia

Az ECR ionforrások plazmája által kibocsátott röntgensugárzás szerkezete összetett. A plazmakamra falának anyagába becsapódó elektronok folytonos energiaeloszlású fékezési röntgensugárzást (Bremsstrahlung) váltanak ki, míg a plazma ionjainak legerjesztődése során keletkező fotonok karakterisztikus röntgensugárzásként jelentkeznek az összetett spektrumban. Mindkét típusú röntgensugárzás mérésével fontos információkat nyerhetünk a plazmáról.

4.2.2.1.1. Fékezési röntgensugárzás

A fékezési röntgensugárzás energiájának maximuma a becsapódó részecske maximális energiájával van szoros összefüggésben. Az ECR ionforrások plazmája által kibocsátott Bremsstrahlung-sugárzás vizsgálata a legkülönbözőbb detektálási eljárásokkal lehetséges. Ide értendő a CCD (Charge Coupled Device) kamera és félvezető detektorok alkalmazása. A folytonos energiaeloszlású röntgenspektrum legtöbb esetben exponenciálisan

csökkenő vagy Maxwell-típusú függvények lineáris kombinációjával illeszthető. HPGe detektorral Zhao és munkatársai az ECR plazma fékezési röntgensugárzását vizsgálták az argon plazma oxigén keverésének hatására. Azt tapasztalták, hogy a keverés következtében a nagy energiájú elektronoknak a száma megnő, növelve a sugárzás maximálisan észlelhető energiájának értékét [61]. Az ACER-U ionforrásnál a betáplált mikrohullámú sugárzás teljesítményének növelése és a Bremsstrahlung-sugárzás intenzitása között lineáris összefüggést figyeltek meg, mialatt a spektrális hőmérséklet (a folytonos spektrum meredeksége) változatlan maradt [62]. Szisztematikus mérésorozatot végeztek a spektrális hőmérséklet változásának feltérképezésére a VENUS ionforrás beállítási paramétereinek hatására [63]. Munkájuk során rámutattak, hogy a mágneses teret jellemző $B_{\min}$ érték jelentősen befolyásolja a spektrális hőmérsékletet. Az Argonne National Laboratory-ban amellet, hogy kimutatták a munkagáz nyomásának hatására bekövetkező teljes fékezési sugárzás intenzitásának csökkenését, felfigyeltek egy nagyon érdekes jelenségre is. Miszerint kettős frekvencia alkalmazásakor az egyfrekvenciás üzemmódhoz képest a sugárzás teljes intenzitása heted részére csökkent a becsatolt teljesítmény állandósága mellett, míg a spektrális hőmérséklet végig állandó marad [64]. A 2.2.4. fejezetben bemutatott amplitúdó modulált üzemmódnál jelentkező, nemrégiben felfedezett begyújtási tranzienst, a „preglow” elméleti értelmezésében is jelentős szerepe volt a fékezési sugárzás mérésének. Ugyanis T. Ropponen és munkatársai 100 μ s időbeli feloldással kimutatták a korábban elméletileg megjósolt szuper-adiabatikus elektronsűrűség-függvény kísérleti bizonyítékát a fékezési röntgenspektrumban [68].

4.2.2.1.2. Karakterisztikus röntgensugárzás

A karakterisztikus sugárzás a különböző atomok és ionok legerjesztődéséből származik. Detektálásának két alapvető fajtája van: az energia-diszperzív és a hullámhossz-diszperzív. Utóbbi esetben az egyes hullámhosszakhoz tartozó intenzitások adják a spektrumot (jóllehet a röntgensugárzás hullámhossza és energiája között egyértelmű összefüggés van $E = h\nu$), a másik esetben a beérkező fotonok energiájához tartozó intenzitások. Nagy érzékenyséű energia-diszperzív, félvezető alapú detektorokkal (HPGe, Si(Li)) széles energiasávban lehet dolgozni, azonban az energia-feloldása alatta marad a jóval kisebb energia-tartományok átfogására képes (hullámhossz-diszperzív) kristályspektrométerekének. Kristályspektrométerrel kimutatható a különböző töltésállapotú ionok által keltett karakterisztikus röntgensugárzások energiája közötti eltolódás [69], mely így kiválóan alkalmassá teszik őket kvantumelektrodinamikai kísérletek

elvégzéséhez [70,71]. Azonban a kristályspektrométerek plazmadiagnosztikai szempontból is kiemelt jelentőségűek. G. Douysset munkatársaival kimutatta, hogy a plazmában jelenlévő (hullámhossz-diszperzív spektroszkópiával mért) különböző töltésállapotok aránya gyakorlatilag megegyezik a plazmából kivont ionnyaláb komponensek áramainak arányával. Vagyis, a kivont nyaláb spektruma jól tükrözi a plazma belsejében lévő ionkoncentráció viszonyokat. A CCD gyártási technika rohamos fejlődését megelőzően proporcionális számlálóakat alkalmaztak pozícióérzékeny detektorként. Ennek helyét mára kiváló tulajdonságai következtében átvették a Willard Boyle és George Smith által felismert (1969) töltéscsatolás jelenségén alapuló kamerák.

Az ATOMKI ECR csoport a Debreceni Egyetem Kísérleti Tanszékével és a NIST (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg) intézettel együttműködve úttörő módon (már a fotográfiában évszázadok óta ismert módon) egy kisméretű blendét (pinhole) helyezett a CCD chip elé, hogy a geometria biztosította végtelen mélységelesség mellett készítsen kétdimenziós képet az ECR ionforrás plazmájáról [72]. Az elkészült röntgenképek segítségével nem csak az mondható meg, hogy milyen típusú ionok és milyen töltésállapottal vannak jelen a plazmában, hanem az is, hogy azok pontosan hol helyezkednek el. Xenon valamint xenon és argon keverék plazmájáról készített felvételek kiértékelése során kísérleti bizonyítékát adták a gázkeverés jelenségének párologtatásos hűtés módján történő megvalósulására [73]. Szemmel láthatóvá vált, hogy az egykomponensű xenon plazma térbeli radiális kiterjedése nagyobb a kevert állapothoz képest, ugyanis (a 3.1. fejezetben már tárgyalt gázkeverés jelensége) a könnyebb atomokat tartalmazó segédgáz ütközései során hűti és ezáltal jobban csapdázottá teszi a plazma fő komponensét.

4.2.2.2. VUV spektroszkópia

A vákuum ultraibolya (VUV) spektroszkópia gyakran használt diagnosztikai eljárás a fúziós plazmák vizsgálataiban. A plazmából kisugárzott ultraibolya tartományba eső elektromágneses sugárzás vonalintenzitásainak arányából a plazma elektronsűrűsége határozható meg [74]. Vinogradov és munkatársai kidolgoztak egy elméletet nitrogén és hélium ECR plazmákra, mely 45 nm és 103 nm hullámhosszú VUV vonal detektálásával képes visszaadni a töltésállapot-eloszlást a plazmában [75].

A német PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) intézetben dedikáltan VUV mérések céljából építettek egy berendezést, melyet ELISA (Electron cyclotron resonance LIght Source Assembly) névre kereszteltek. Különböző munkagázok (neon és kripton) VUV spektrumainak vizsgálatakor megállapították, hogy már igen alacsony (12 W) mikrohullámú teljesítmény

betáplálásakor is megjelennek a nagy töltésállapotú ionokhoz tartozó ultraibolya spektrumvonalak [76] és a kétdimenziós feloldásra képes detektor segítségével a plazma 1 keV energia alatti tartományának vizsgálata vált lehetségessé [77].

4.2.2.3. Láthatófény spektroszkópia

Az ECR ionforrások láthatófény tartományú elektromágneses sugárzása a plazmában jelenlevő semleges atomok és alacsonyan lefosztott nehéz ionokhoz köthető. Ezen plazmakomponensek gerjesztése a néhány 10 eV-os energia-tartományhoz kapcsolódik (bővebben 5.1. fejezet). Bár az ionforrások alapvető célja a nagytöltésű ionok és az ehhez szükséges nagyenergiás elektronok előállítása, a láthatófény tartományú sugárzás vizsgálata fontos és az eddigiektől eltérő szemszögből szolgáltathat információt az ECR plazmákról. 1997-ben az ATOMKI ECR csoport a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékével együttműködésben spektrofotométerrel vizsgálta az argon plazma láthatófény tartományba eső vonalait [78]. O. Tuske és munkatársai alacsonyan lefosztott plazmák előállítására képes hexapól nélküli és állandó mágnesekből álló ECR berendezésen (MONO 1001) vizsgálták a plazma axiális eloszlását a fűtési zóna (heating zone) meghatározása érdekében [79]. Jó egyezést találtak a számított mágneses struktúra és a láthatófény intenzitásviszonyai között. Azonban az alacsony energiás elektronok atomokkal, ionokkal való ütközése illetve ion-atom, atom-atom, ion-ion ütközések gerjesztette láthatófény átmenetek spektrális kiértékelése a vonalak nagy száma miatt szinte lehetetlen, és eddig szisztematikus méréssorozat az elektromágneses spektrum ezen tartományában még nem látott napvilágot. A disszertációm alapját képező cikkek nagy részben az ECR plazmadiagnosztika ezen területén elért eredményeinket mutatják be.

4.2.3. Plazmaszimuláció

Az ECR plazmát jellemző nagyszámú különböző paraméterekkel rendelkező, és egymással komplex csatornákon együttható részecskék modellezése a számítógépek fejlődésének köszönhetően vált lehetségessé. Az analitikus számolások csak néhány fizikai probléma megoldására korlátozódnak, ezért a legtöbb esetben numerikus módszerek kifejlesztésére és használatára van szükség. A numerikus számolásokat alapvetően két csoportba lehet osztani: kinetikus és folyadék modelleket alkalmazókra. Utóbbi a mágneses hidrodinamika egyenleteit használja, feltételezve egy

becsült diffúziós koefficiens. A kinetikus modellt alkalmazók sokkal pontosabbnak mondhatók, ugyanis figyelembe veszik a plazma kölcsönhatásait a Vlasov, Boltzman és Fokker-Planck egyenletek megoldásán keresztül vagy korlátozott számú részecske kölcsönhatását adják meg az elektromágneses térrel. Léteznek hibrid kódok is, melyek egyszerre alkalmazzák mindkét módszert. A széles körben használt úgynevezett PIC (Particle In Cell) kódok alapvetően kinetikus elméletet alkalmaznak, de bizonyos közelítései a folyadék modellből származnak [80]. A numerikus módszerek legnagyobb hátránya a megoldó algoritmusok kezdőfeltételre való érzékenységében rejlik. Ez a probléma leginkább a rezonáns zóna közelében hajlamos jelentkezni, ahol a részecskék sebessége rohamosan változik meg.

4.2.3.1. A jelenleg használatos plazmaszimulációs programok

A numerikus kódok egyik nagy csoportja (melybe a később részletezett ATOMKI ECR csoport saját fejlesztésű szimulációs programja is beletartozik) az úgynevezett egy-elektronszimulációs programok. Ezen programok esetében a plazma részecskéi közötti kölcsönhatás nincs figyelembe véve, a szimulált részecskék statisztikai sokaságként foghatók fel. Jó példa az ilyen típusú szimulációra a Heinen és munkatársai által kidolgozott program [81,82], mely az elektronok gerjesztésére állóhullámú módusokat használ. Különböző mágneses struktúrájú források vizsgálatára alkalmazták sikeresen [83].

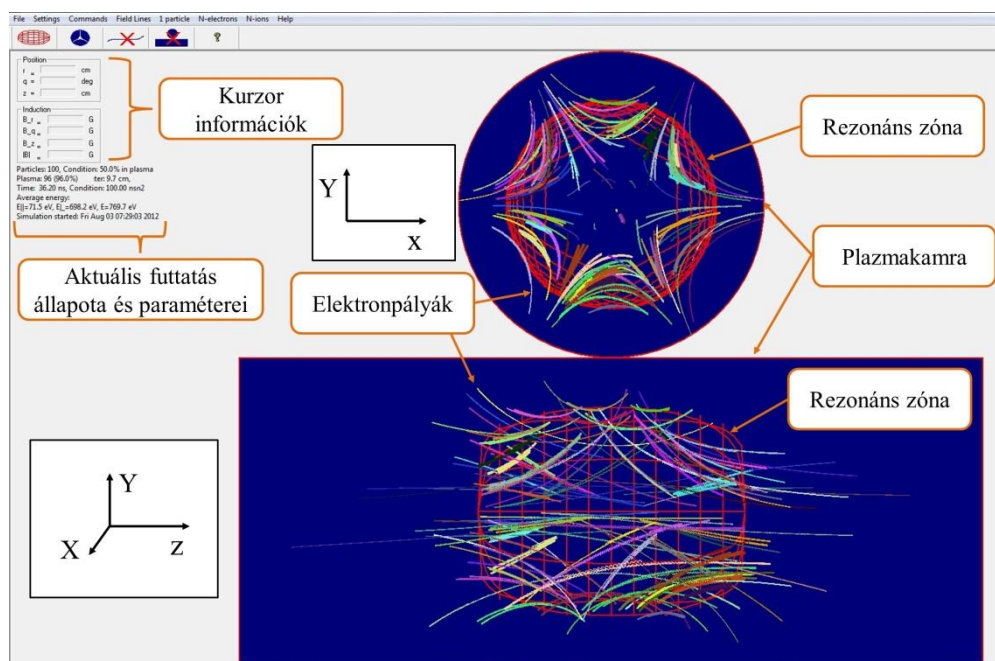
A FAR-TECH által kidolgozott GEM [84] kód képes az elektron és az ionkomponens szimulálására is. Az elektronok sűrűség eloszlás függvényét a Fokker-Planck egyenletből számolja, míg az ionok dinamikai leírását a folyadék modellen keresztül végzi. Feltételezi, hogy a betáplált mikrohullámú teljesítmény teljes mértékben abszorbeálódik a rezonáns zónán, a mikrohullám terjedését nem veszi figyelembe [85].

A Colorado Egyetem és a Tech-X vállalat által kidolgozott VORPAL kód egy általános plazmaszimulációra kifejlesztett program, mely az úgynevezett Monte-Carlo ütközések algoritmusával határozza meg azon részecskéket a plazmában, melyek az adott időlépésben részt vesznek egy adott kölcsönhatásban. A VORPAL-lal vizsgálták, hogy a különböző töltésállapotú ionokra milyen hatással van a semleges neutrális munkagáz plazmakamrába való injektálásának pozíciója [86].

A Mironov és Bejers által kidolgozott program a Monte Carlo PIC módszert használja háromdimenziós geometriában ütközési és diffúziós folyamatokat figyelembe véve. Az elektronok energieloszlását Maxwell-Boltzman eloszlással közelíti és főként az ionok térbeli- és töltésállapot-eloszlásának feltérképezésére használatos [87].

4.2.3.2. A TrapCAD

A TrapCAD nem más, mint egy C++-ban megírt, grafikus felülettel rendelkező elektronok mágneses csapdázását valamint azok energia- és háromdimenziós térbeli eloszlását szimulálni képes program [88]. Az 1990-es években Vámosi János és Biri Sándor munkája során kidolgozásra került TrapCAD első DOS-os verziója még Borland C programnyelven lett megírva, mely csak egyetlen elektron paramétereinek leírását tette lehetővé [89,90]. Azonban a mindenkor ATOMKI ECR csoport által végzett folyamatos fejlesztéseknek köszönhetően mára a grafikus felület és az elektronok nagy számban történő futtatásának megteremtése következtében, igen sokrétű és felhasználóbarát szimulációs program vált belőle (4.3. ábra) [91].



4.3.ábra A TrapCAD grafikus felülete.

A TrapCAD nem számolja a mágneses tér struktúráját. Egy adott ionforrás mágneses erővonalainak meghatározása az ingyenesen elérhető POISSON/PANDIRA programcsomag segítségével lehetséges [92]. Ez a programcsomag két dimenzióban külön-külön kiszámítja az axiális és radiális mágneses tereket, azonban az ECR-ek mágnes-csapdájának hengersizmetrikusságából fakadóan ez az információ elegendő a háromdimenziós modellezéshez. A TrapCAD a mágneses erővonal

egyenleteinek megoldására a negyedrendű Runge-Kutta közelítő módszert alkalmazza, míg a töltött részecskék mozgását leíró Lorentz-erő kiszámítása az úgynevezett leapfrog sémával történik. Az elektronkomponens gerjesztéséért felelős mikrohullám a plazmakamra z-tengelye mentén haladó cirkulárisan polarizált hullámmal van figyelembe véve: az $\vec{E}$ a plazmakamra x-y síkjában forog. Az elektromos tér forgó vektora és az elektronok sebességvektora közti fáziskülönbséget a felhasználó külön megadhatja, vagy randomnak is választhatja.

A program futásának eredményeként - a grafikus kijelzésen túl - 14 text fájl kerül elmentésre. Ezek a fájlok mind a szimuláció során a plazmatérben maradó mind a plazmakamra különböző részein elvesző elektronokról tartalmaznak olyan fontos információkat, mint például a kezdeti és vég tér- és sebességkoordináták, csapdázási idő, stb. Az állományokba kimentett adatok segítségével jó statisztika (nagy részecskeszám) esetén az elektronok térbeli- és energiaeloszlása meghatározható különböző konfigurációkra (mágneses tér, mikrohullám frekvenciája, stb). Ezek aztán a legváltozatosabb módon használhatók fel a kivont ionnyaláb töltéseloszlásának, nyaláboptikai paramétereinek megbecslésére. A láthatófény illetve röntgen tartományban végzett plazmadiagnosztikai kísérletek eredményeinek értelmezéséhez (mely a disszertációm nagy részét képezi) a TrapCAD programot használtam.

5. Fejezet

A plazmadiagnosztikai vizsgálatok eredményei

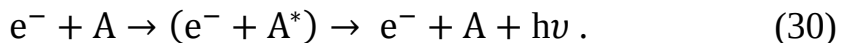
Ez a fejezet a plazmadiagnosztika területén elért eredményeimet tartalmazza. A három alpontra a disszertációhoz tartozó láthatófény alapú diagnosztika, a röntgendiagnosztika és a plazmaszimuláció eredményei kerülnek kifejtésre.

5.1. Láthatófény alapú diagnosztika

Az ECR ionforrások láthatófény tartományú elektromágneses sugárzása a plazmában jelenlevő semleges atomokhoz és alacsony lefeszített nehéz ionokhoz köthető. A gerjesztéshez szükséges energia az ion-atom, atom-atom, ion-ion ütközésekből valamint az ionok és atomok kis energiájú elektronokkal történő kölcsönhatásából származhat. A láthatófény kibocsátása a különböző kölcsönhatások következtében megvalósuló gerjesztések és a gerjesztési állapotok legerjesztődési hatáskeresztmetszetével írható le pontosan.

Vizsgáljuk meg példaként az ECR-ek esetében referenciaként gyakran használt argon atom láthatófény kibocsátását eredményező folyamatokat. A zárt $3s^2p^6$ elektronkonfigurációval rendelkező argon atomnak csak az alapállapothoz képest 14 eV-on belül harminc lehetséges gerjesztési állapota van és a legerjesztődés következtében láthatófény kibocsátással járó folyamatok száma meghaladja a kétszázat. Ebből jól láthatók a részletes spektrális vizsgálatok nehézségei.

Az atomok (A) kis energiájú elektronokkal (e^-) való ütközéséből származó gerjesztési és legerjesztődési folyamata a következő:



A gerjesztést jellemző hatáskeresztmetszet a Brusa által javasolt félempirikus képlettel számolható [93]:

$$Q_{\text{ex}} = \frac{1}{F(G+E)} \ln \frac{E}{\varepsilon} \quad (10^{-20} \text{m}^2). \quad (31)$$

Itt E a kölcsönható elektron energiája, F és G a képlet illesztő paraméterei, míg ε az adott atomra jellemző küszöbérték, mely az alapállapot és az adott gerjesztési állapot energiakülönbségét jelenti.

5.1. táblázat A gerjesztési hatáskeresztmetszet küszöbenergiája nemesgázokra.

<i>Elem</i>	<i>ε (eV)</i>
<i>He</i>	<i>19,8</i>
<i>Ne</i>	<i>16,6</i>
<i>Ar</i>	<i>11,5</i>
<i>Kr</i>	<i>9,915</i>
<i>Xe</i>	<i>8,315</i>

Argon esetében, ahol a gerjesztési küszöbenergia 11,5 eV, az első 25 gerjesztési állapot gerjesztési hatáskeresztmetszetének maximuma 15 és 50 eV közé esik [94], mely az ECR plazmában tipikusan a hideg-elektron (5.3. fejezet) komponens energiájával hozható összefüggésbe.

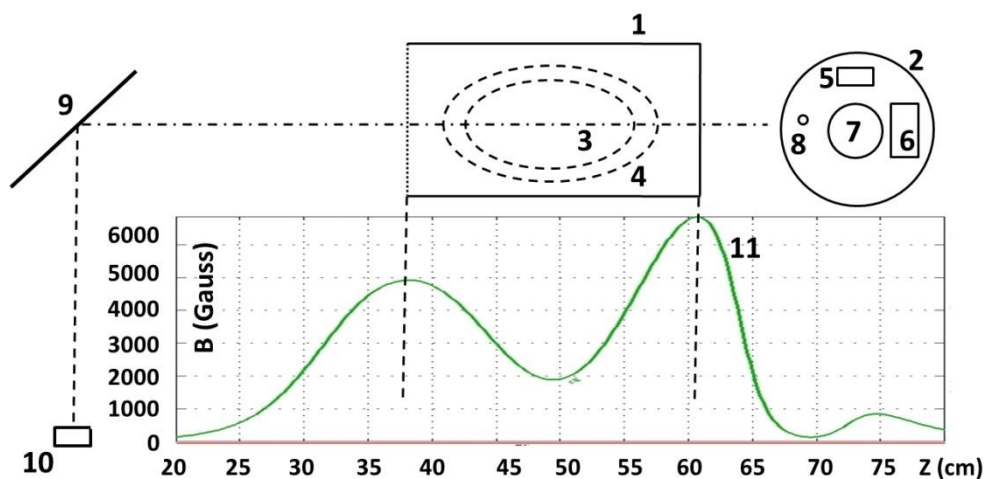
A nemesgázok küszöbenergiáját (5.1. táblázat) az átlagosan 5 - 10 eV kinetikus energiájú ionkomponens [95] nem haladja meg. Ez alapján belátható, hogy bár a láthatófény kibocsátásához szükséges gerjesztések folyamataiból az ion-atom, atom-atom, ion-ion ütközések nem zárhatók ki, első megközelítésben azt feltételezhetjük, hogy a láthatófény felvételek az ECR plazma hideg-elektron komponenséről hordoznak információt.

Ilyen megfontolások alapján, eleddig egyedülálló módon egy digitális fényképezőgépet, mint detektort használtam a plazma szisztematikus vizsgálatára. A plazma elektromágneses spektrum láthatófény tartományában adott válaszát a képekhez tartozó intenzitás értékek alapján tanulmányoztam és részben integrált spektrális információt a pixelek (8 biten tárolt) RGB értékéből nyertem.

5.1.1. Mérési összeállítás

A plazmafotók készítéséhez az ionforrás kivonó oldalát és a nyalábcsatorna egy részét átalakítottuk (5.1. ábra). A kivonó optika rendszert és a nyalábcsatorna kivonó résházat követő részét eltávolítottuk. A kivonó résházat egy kvarc ablakkal zártuk le, melyen keresztül szabadon tekinthettünk a plazmakamra belsejébe üzemelés közben. Ezt azonban nem közvetlenül tettük, hanem a plazmakamra (1) középsíkjától 1 m távolságra

egy tükröt (9) helyeztünk el a tengelyiránnyal 45° -os szöget bezárva, így módomban állt, a tükrőtől 40 cm távolságra beállított digitális kamerával (10) biztonságos módon fényképeket készíteni a plazmakamra belsejéről. A plazmakamra kivonó oldali lezáró végét (kilépőrés, plazmaelektróda) is eltávolítottuk. Az 5.1. ábrán látható még a plazmakamra injektáló oldali lezáró végének (2) szerkezete: a mikrohullámú csőtápvonal végek (5, 6) a hangolóelektróda (7) illetve a gázcső (8). A mérési összeállítás mellett egy grafikon (11) mutatja a plazmakamrában kialakuló axiális mágneses tér (mágneses csapda) erősségét a plazmakamra tengelyének különböző pontjaiban.



5.1. ábra Az ionforrás átalakítása a fotózáshoz. Az ábra bal oldala felülnézetben mutatja az elrendezést. A jobb oldalon a plazmakamra injektáló oldali lezáró vége látható. Az alsó grafikon a szolenoidok által keltett mágneses tér tengely menti eloszlását mutatja közepesen gerjesztett tekercsek esetében.

A fényképek elkészítéséhez (2008-2009) egy nem speciális, azonban a kategóriájában jónak nevezhető, 8 megapixeles Canon A630-as kompakt digitális kamerát használtam. A plazma szisztematikus fotózásához a fényképezőgépen kézi beállításokat alkalmaztam lévén, hogy az ECR-plazma fototechnikai szempontból nem szokványos objektumnak mondható: áttetsző, megközelítőleg 20 cm hosszú és a fényviszonyait tekintve diffúz. Manuálisan kellett tehát állítani a fókusz-távolságot, az expozíciós időt, a mélységélességet és az ISO értéket. Az ECR plazmáról (annak változó paraméterei mellett) készült egyes fotósorozatok azonos expozíciós idővel készültek úgy, hogy a legkisebb intenzitású kép kellő statisztikát adjon. Tipikusnak mondható expozíciós idő 0,8 s és 4 s közé esett. A

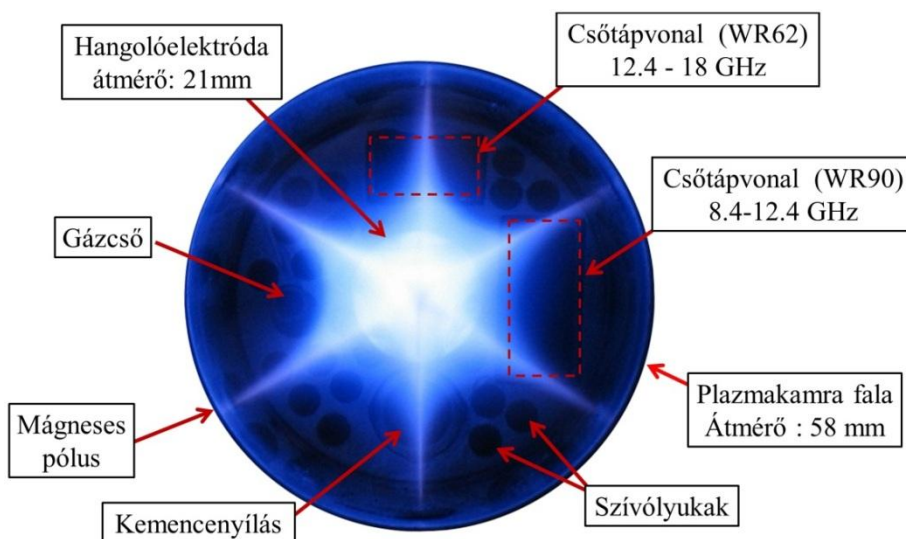
mélységélesség (rekeszérték) beállításainál azt vettem figyelembe, hogy a plazma teljes hosszában (20 cm) éles legyen minden készített képen. A képérzékelő síkjában szigorúan véve csak a tárgysíkban elhelyezkedő pontokról keletkezik éles kép. Ennél közelebb vagy távolabb fekvő pontok képe az eltéréstől függően egyre életlenebb, hiszen a szigorúan éles kép a filmsík mögött illetve azt megelőzően keletkezik. A tárgysíkon kívüli pontok szóródási körként jelennek meg a fényérzékeny lemezen. Azonban az emberi szem és a fényérzékelő lemez véges felbontással rendelkezik, és kellően kis átmérőjű szóródási kör még pontnak látszik. Gyakorlati szempontból ez a határ 1/20 mm-rel közelíthető. Azt a távolságtartományt, mely határain belül lévő pontokról a fenti meghatározások szerint az objektív a fényérzékelőre még éles képet rajzol, nevezzük mélységélességnek. A fényképek készítésekor tehát úgy állítottam a rekeszértéket, hogy a plazma teljes hosszából érkező fotonok mind éles képeket hozzanak létre a fényérzékelő síkjában. Az említett apparátus segítségével a rekeszértéket maximálisra állítva ($R = 8$), azaz a rekesznyílás átmérőjét minimálisra csökkentve exponáltam a képeket. Így a mérési elrendezés és a fényképezőgép beállított és adott paraméterei kicsit több mint 1 m mélységélességet eredményeztek, 1/20 mm szóródási kör tolerancia mellett.

A fényérzékelő lemez fényérzékenységét jellemző ISO értéket manuálisan állítottam. Az ISO mind az analóg, mind a digitális fotózás területén jól ismert fogalom. Értékének növelése mindkét esetben az expozíciós idő csökkentését követeli meg, és a fotózással nyert kép zajosabb, szemcsésebb lesz, természetesen más-más okokból kifolyólag. Míg az analóg képek esetében az ISO érték növelésével a képminőség romlását a celluloid filmre (egy zselés anyaggal) felvitt fényérzékeny ezüst szemcsék méretének növekedése okozza, addig a félvezető alapú digitális gépeknél a tranzisztorra kapcsolt feszültség növekvő értéke eredményez elektromos zajokat, mely hasonló következménnyel jár, mint az analóg esetben. Praktikusan kétszer akkora ISO érték fele akkora záridőt von maga után, azonos fényviszonyok között. A céloknak megfelelően minimális zajjal rögzítettem a képeket, az ISO értéket minimálisra, 80-ra állítottam.

Az ECR ionforrás plazmakamrájába betekintve, az 5.1. ábra mérési elrendezésének megfelelően a plazmáról tengely menti projekciós képet látunk. Az 5.2. ábrán a plazma és az injektáló tárcsa szerkezete is jól felismerhető.

A gázcsövön keresztül kerül a plazmát alkotó gáz a kamrába. A WR62-es és WR90-es csőtápvonalak gondoskodnak a mikrohullám injektor oldali bevezetéséről, míg a plazma közepén megfigyelhető fényes kör alakú folt a hangolóelektróda képe. A tárcsa teljes területén szívólyukak segítik a plazmakamra folyamatos vákuum szívását. A csillag formájú plazmát

körülvevő fényes kör a plazma fényeinek tükröződése a henger alakú kamra falán.



5.2. ábra ECR plazmafotó szerkezete

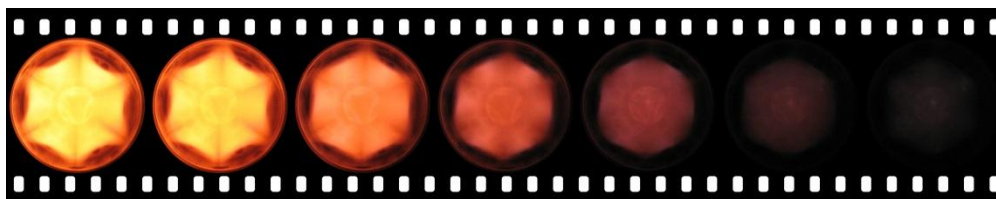
Méréseim során tehát ilyen, az 5.2. ábrához hasonló digitális fényképeket, fényképsorozatokat készítettem az ATOMKI ECRIS plazmájáról az ionforrás paramétereinek szisztematikus változtatása mellett. Rögzítésre került a gázbeömlés, gázlezárás folyamata, a mikrohullám teljesítményének, a mikrohullám frekvenciájának, az axiális mágneses tér változásainak hatása láthatófény tartományban. A fényképekből számszerű információt, a fény intenzitásával arányos számértéket a bitmap fájl ascii fájlba való konvertálását követően, a pixelek ADU (Analogue to Digital Unit) értékeinek összegeként kaptam. A fejezet grafikonjainak függőleges tengelyén ezt a számértéket beütés szám formájában tüntettem fel.

5.1.2. Az ECR paraméterek változásának hatása a plazmára

Nagyszámú és nagy felbontású láthatófény fotográfiát készítettem az ATOMKI ECR ionforrás plazmájáról [p3, p4]. Vizsgáltam a plazmában bekövetkező változásokat, az olyan alapvetőnek számító beállítási paraméterek hatására, mint a gáznyomás, gázösszetétel, axiális mágneses tér erőssége, a mikrohullám teljesítménye és frekvenciája. A következő alpontok méréseim eredményeit tartalmazzák.

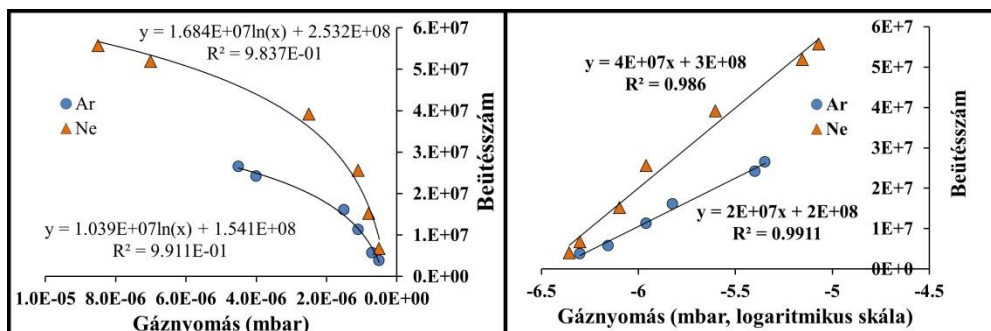
5.1.2.1 A gáznyomás hatása

Az ATOMKI ECRIS gázkezelő rendszere két különböző gázkomponens akár egyidejű injektálását teszi lehetővé és szabályozható a plazmakamrába beömlő gáz mennyisége is. Az 5.3. ábrán látható fényképek, fényképsorozat példaként a neon gázszelep elzárásának folyamatát mutatják 14 GHz-es mikrohullámú frekvencián.

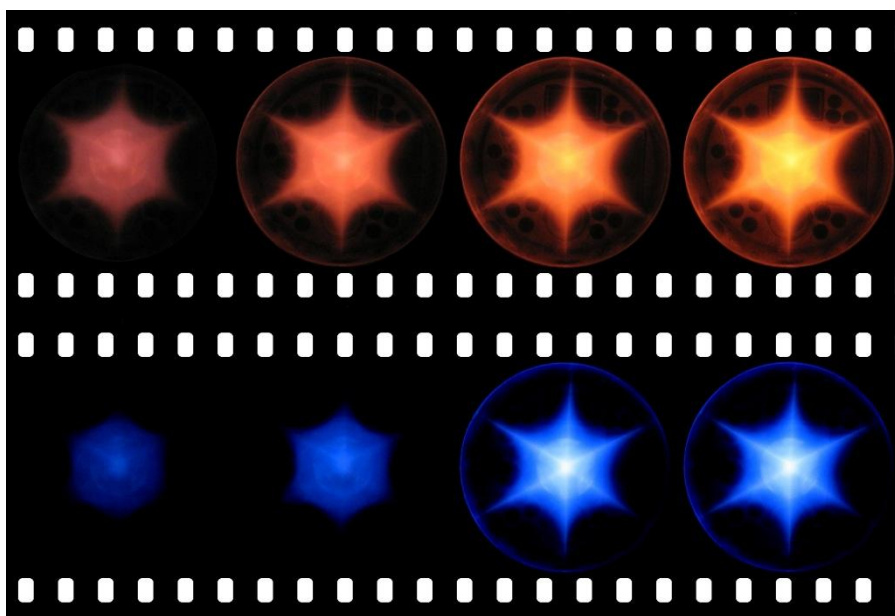


5.3. ábra Fényképsorozat a neon gáznyomásának függvényében. Nyomásértékek rendre (balról-jobbra) $8,5 \cdot 10^{-6}$ mbar, $7,0 \cdot 10^{-6}$ mbar, $2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar, $1,1 \cdot 10^{-6}$ mbar, $8,0 \cdot 10^{-7}$ mbar, $5,0 \cdot 10^{-7}$ mbar, $4,4 \cdot 10^{-7}$ mbar. A mikrohullám teljesítménye 100 W.

Az 5.4. ábra grafikonjai pedig az egyes fotókhoz tartozó, expozíciós idővel normált intenzitás értékeket mutatják az argon és a neon gáznyomásának függvényében. A mérési pontok logaritmikus függvénnyel illeszthetők, az intenzitás értékek a kezdeti meredek növekedést követően logaritmikusan telítésbe mennek. Az egyre kisebb gáznyomás következtében, egyre kevesebb atom, illetve ion fog a mikrohullám által gerjesztett elektronoktól energiát kapni és így azok látható tartományban történő elektromágneses sugárzása is csökken. A logaritmikus ábrázolási módban a két pontsorozatot lineáris függvénnyel megillesszve az tapasztalható, hogy a két egyenes egymástól egy szorzófaktorban tér csak el, mely különbség a gázok más-más abszorpciós képességéből és eltérő láthatófény tartománybeli spektrumvonalainak intenzitásából fakad.



5.4. ábra A fotósorozat képeihez tartozó intenzitás értékek a gáznyomás függvényében.

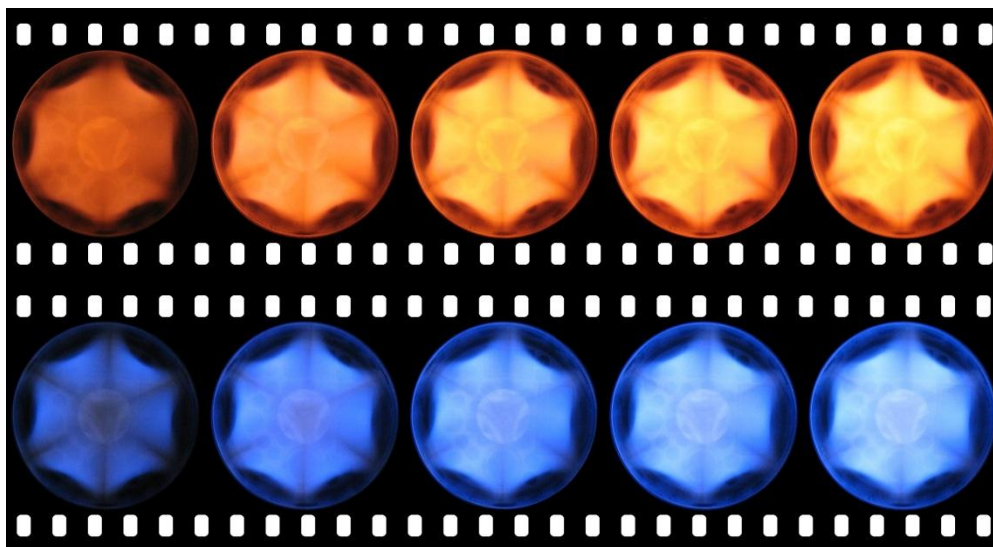


5.5. ábra Neon (fent) és argon (lent) plazmák képe a gázbeömlés növelése közben. Neon gáz nyomása: $7 \cdot 10^{-7}$ mbar, $1,1 \cdot 10^{-6}$ mbar, $1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar, $2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Argon gáz nyomása: $8,0 \cdot 10^{-7}$ mbar, $1 \cdot 10^{-6}$ mbar, $1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar, $3,2 \cdot 10^{-6}$ mbar.

Méréseim során a gázbeömlés növelési folyamatának (a gázelzárás ellentétes folyamatának) megfigyelésére is sor került. Míg a gázelzárásnál a gerjesztéshez a 14 GHz-en üzemelő klisztron mikrohullámú erősítőt használtam, addig a gázszelep nyitásánál a 9 GHz-es TWT erősítőt alkalmaztam. A munkagáz szintén argon és neon volt. A készült képeket az 5.5. ábra mutatja. Az alacsonyabb mikrohullámú frekvencia következtében, a ciklotronrezonancia alapképletéből egyértelműen következő módon, a plazma mérete a rezonáns felület csökkenésének köszönhetően kisebb az 5.3. ábrán látható, 14 GHz-es plazmákhoz képest.

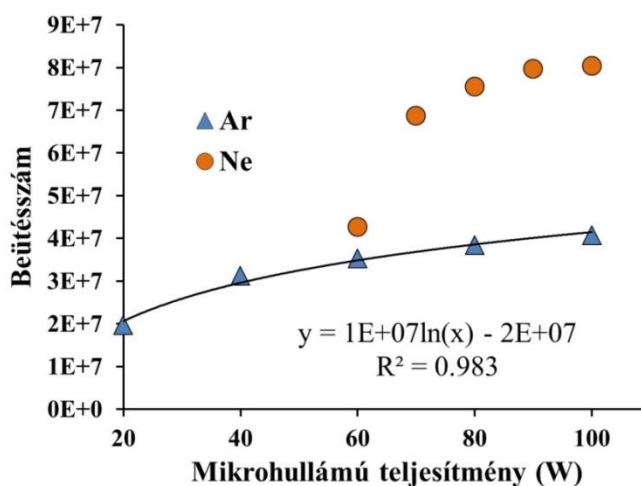
5.1.2.2. A mikrohullám teljesítményének hatása

A becsatolt mikrohullám teljesítményének hatását is detektáltam. A plazmát gerjesztő és fenntartó mikrohullám teljesítményét argon plazma esetén 20 W-onként változtattam a 20-100 W tartományban, illetve 10 W-onként a 60-100 W tartományban neon plazma esetében, 14 GHz-es frekvencián.



5.6. ábra Fényképsorozat a mikrohullámú teljesítmény függvényében. Neon (fent) gáznál alkalmazott mikrohullám; 60 W, 70 W, 80 W, 90 W, 100W. Argon (lent) gáz esetén alkalmazott mikrohullám; 20 W, 40 W, 60 W, 80 W, 100 W.

A fotókon (5.6. ábra) nem egyértelműen, azonban a hozzájuk tartozó intenzitás-grafikonon (5.7. ábra) jól látszik, hogy az intenzitást jellemző görbe kezdeti meredeksége a teljesítmény növelésével folyamatosan csökken. Ez a jelenség argon és neon gáz esetén is megfigyelhető.

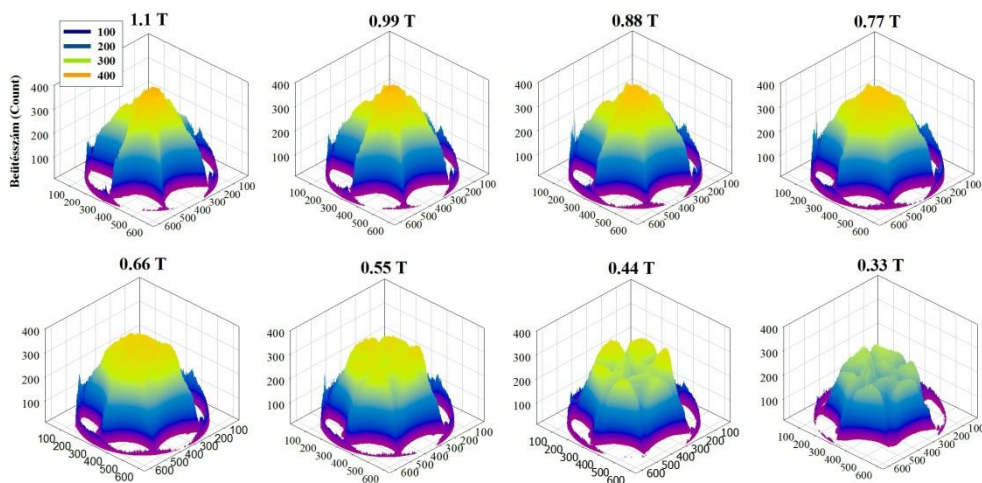


5.7. ábra Argon és neon plazmák fényének intenzitása a mikrohullámú teljesítmény függvényében.

Ez abból adódik, hogy növekvő mikrohullámú teljesítmény mellett kezdetben közel arányosan nő azon atomok és ionok száma a plazmában, melyek gerjesztődve a látható tartományban sugároznak, azonban egy határt követően egyre nagyobb töltésállapotok jelennek meg, melyek már a fényképezőgéppel nem detektálható (fény) jelet sugároznak. Míg argon gáz esetében a kapott pontokat nagy pontossággal, logaritmikus függvénnyel meg lehet illeszteni, addig ez neonra nem tehető meg, a mérési pontok meredekebb felfutást mutatnak. Neon gázra a mikrohullámú teljesítmény elérte azt a határt mely mellett már nem (vagy csak kis mértékben) jön létre több olyan töltésállapot, mely láthatófény tartományban sugározna. A neon plazma esetén csak a semleges (45%) illetve $1+$ (55%) töltésállapottal rendelkező ionok sugároznak a látható tartományban, míg argon esetében a semleges atom (18%), az egyszeresen (81%) és kétszeresen (1%) pozitív ion is, magyarázván a neonhoz kapcsolódó pontok meredekebb felfutását és az adatsor telítődését kisebb teljesítményen. Az egyes töltésállapotokhoz tartozó spektrumvonalak relatív intenzitása a Handbook of Chemistry and Physics [96] adatbázisából kiolvasható.

5.1.2.3. Az axiális mágneses tér hatása

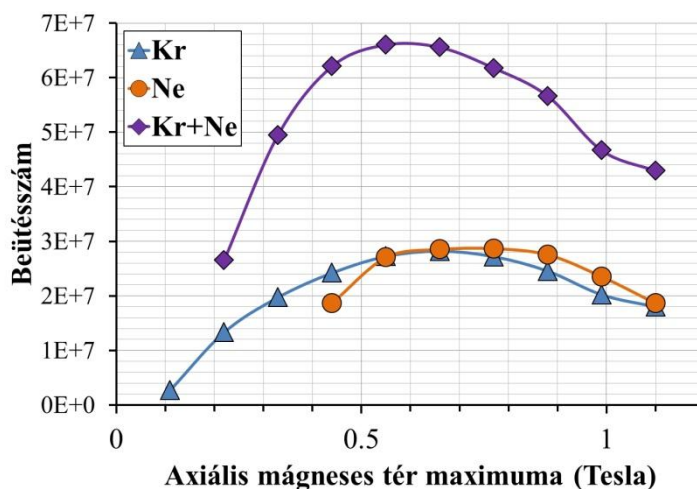
Az axiális mágneses teret lépésről lépésre csökkentve 1,1 Tesla és 0,22 Tesla között készítettem felvételeket. A mikrohullámú gerjesztő tér frekvenciája 9 GHz, míg annak teljesítménye 20 W volt, munkagázként pedig neont, kriptont valamint keveréket használtam.



5.8. ábra Krypton plazmáról készült fotósorozat intenzitás térképe az axiális mágneses tér erősségének függvényében.

A plazmát jellemző rezonáns zóna axiális méretét a tekercsek által keltett mágneses tér két maximumának távolsága határozza meg, függetlenül a hexapól terétől. Azonban a plazma radiális méretét a hexapól tere és a tekercsek tere együttesen befolyásolják, szuperpozíciójuk határozza meg. Vagyis a tekercsek áramának változtatásával a plazma intenzitásviszonyainak változásán túl a radiális méret és szerkezet megváltozása is várható. Az 5.8. ábrán látható, a kripton plazmáról készült fotósorozat háromdimenziós intenzitás térképén az is jól megfigyelhető, hogy minden egyes csökkenés a plazma középső tartományának kiüresedésével jár.

A rezonáns zóna növekedésével a gerjesztést végző elektronok az axiális tengelytől eltávolodnak, így természetesen az általuk gerjesztett atomok és ionok is.



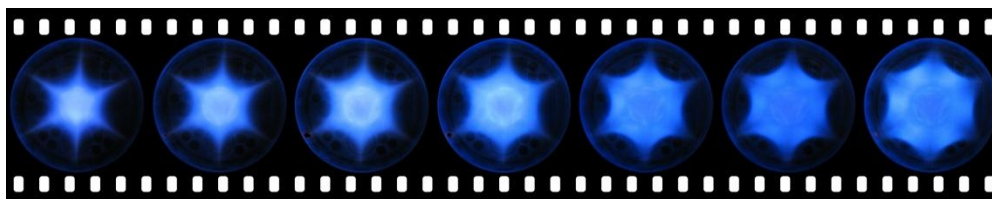
5.9. ábra A fotósorozat képeinek expozíciós idővel normált intenzitásai az axiális mágneses tér nagyságának (maximumának) függvényében.

Az egyes fotósorozatok (neon, kripton és keverékük) expozíciós idővel normált intenzitásértékeit mutatja az 5.9. ábra. A grafikonon jól látható, hogy létezik egy mágneses tér érték, mely mellett a plazma fényének intenzitása maximális. Ez az érték mindkét plazmakomponens esetében 0,6 és 0,7 Tesla között található.

5.1.2.4. A mikrohullám frekvenciájának hatása, kettős frekvencia

Ebben a kísérletben az ECR ionforrás láthatófény tartományban adott választ detektáltam a becsatolt mikrohullám frekvenciájának függvényében [p12]. A jelenséget több munkagázra: argon, neon gáz és 50%-os keverékükre is megvizsgáltam. A felvételek elkészítésének idejére

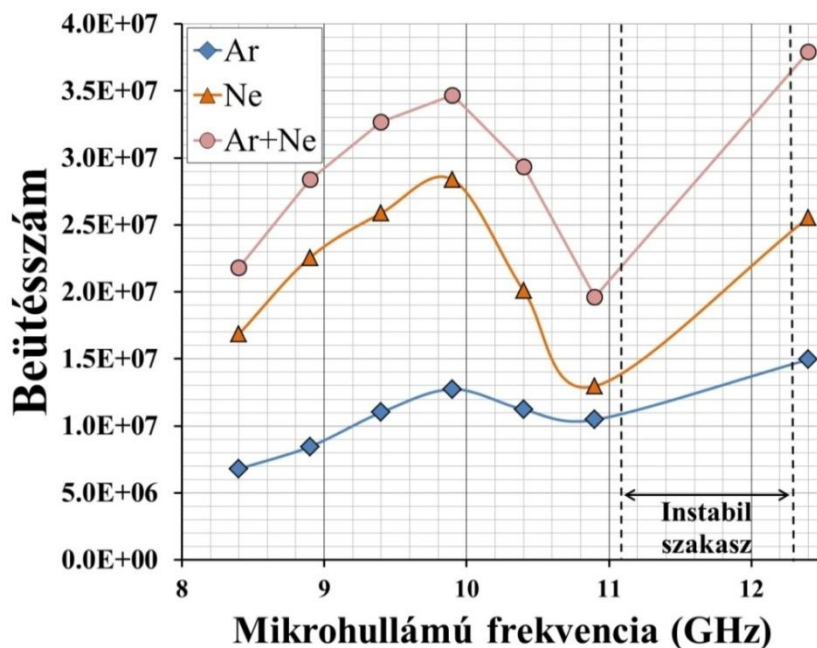
eltávolítottam a maximálisan 20 W kimenő teljesítményre képes TWT erősítőt követő keskeny frekvenciasávban működő (9,2-9,4 GHz) mikrohullámú cirkulátort. A feszültségvezérelt oszcillátor (VCO) által biztosított 8,4 és 12,4 GHz közt változtatható jelet mindvégig 10 W-os kimenő teljesítményen tartottam. Az 5.10. ábra 500 MHz-es lépésközökkel rögzített plazmák képét mutatja 8,4 GHz és 10,9 GHz között illetve 12,4 GHz-en. A két intervallum közt, a lentebb tárgyalt, instabilitást tapasztaltam.



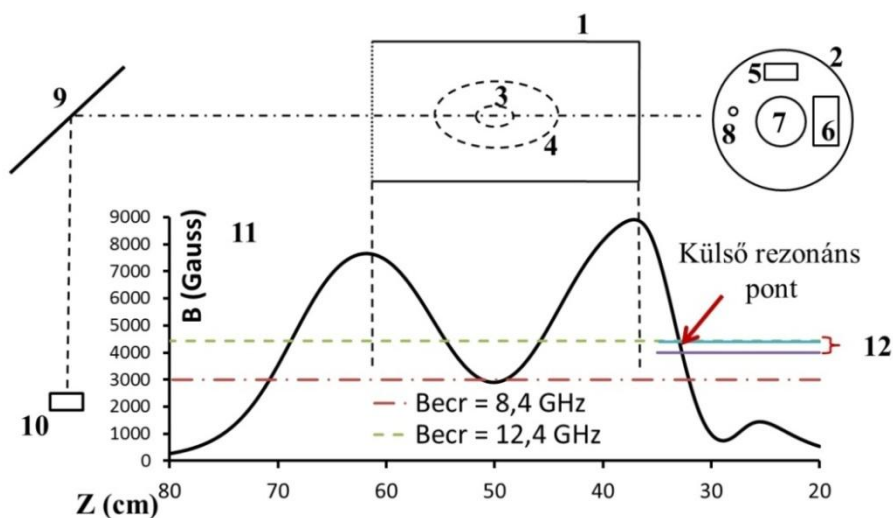
5.10. ábra. Argon plazma képe: növekvő mikrohullámú frekvencia (balról jobbra) 8,4 GHz, 8,9 GHz, 9,4 GHz, 9,9 GHz, 10,4 GHz, 10,9 GHz, 12,4 GHz).

Az ECR ionforrások $B_{\text{ecr}} = (m/q)\omega_c$ alapegyenletéből egyértelműen látszik, hogy a frekvencia növekedésével egyenes arányban növekszik a rezonáns tér érke, mely a rezonáns felület radiális növekedését eredményezi. Habár a plazma csillagszerű alakja eltér a rezonáns felület alakjától, mégis szoros összefüggés van köztük. Az elektronok a rezonáns felülethez közel tesznek szert energiára, és így a fotonokat eredményező gerjesztések is ehhez a felülethez közel jönnek létre. Azonban az erővonalak jól meghatározott pontokban metszik a plazmakamra falát. A részecskék oszcilláló mozgásuk során elhagyják a rezonáns zónát és így rajzolják ki azt az alakot, amit axiális projekcióban hatágú csillagnak látunk. Az előző fejezetben tárgyalt axiális mágneses tér hatásához hasonlóan megfigyelhető a plazma középső tartományának fokozatos kiüresedése.

Az egyes fotósorozatok (argon, neon és 50%-os keverékük) expozíciós idővel normált intenzitásértékeit mutatja az 5.11. ábra. A képek intenzitásértékei 10 GHz-ig monoton növekvő függvény szerint változnak, majd 11 GHz-ig meredeken csökkennek. Ezt követően egy érdekes jelenséget tapasztaltam. A 11,1 – 12,3 GHz frekvencia tartományban a plazma kezdetben instabilitásokat mutatott, majd kialudt. Átlépve ezt az instabil szakaszt a plazma újra begyulladt, és a képek intenzitásértéke jelentősen megnőtt. A jelenségre magyarázatot kaphatunk, ha megfigyeljük az 5.12. ábrán látható mérési elrendezés geometriai viszonyait.



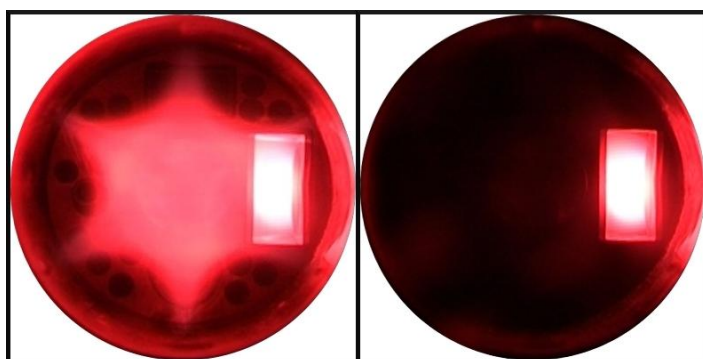
5.11. ábra A fotósorozat expozíciós idővel normált intenzitás értékei a mikrohullámú frekvencia függvényében.



5.12. ábra Mérési elrendezés. Plazmakamra (1), injektáló tárcsa (2), rezonáns felület (3, 4), csőtápvonal (5, 6), hangolóelektroda (7), tükör (9), kamera (10).

Az axiális mágneses tér erősségének tengely menti eloszlása, közepes tekercsgerjesztések mellett, az alkalmazott frekvenciaintervallumhoz tartozó rezonáns tér értékek feltüntetésével (11). Instabil szakasz (12).

Az axiális mágneses tér erősségének tengely menti eloszlás görbéje jól mutatja, hogy minden egyes frekvenciához tartozik egy külső rezonáns pont (piros nyíl az 5.12. ábrán), mely geometriailag a mikrohullám injektálását végző csőtápvonal pozíciójába esik. Az üregrezonátorként működő plazmakamra fizikai mérete nem minden frekvencia/hullámhossz esetén megfelelő a teljes teljesítmény abszorbeálásához, lehetővé téve a mikrohullám csőtápvonalba történő visszaverődését és a külső rezonáns ponton való elnyelődését. Ez extrém esetben (a munkagáz nagy nyomása esetén) azt is eredményezheti, hogy egy parazita kisülés alakul ki a csőtápvonal belsejében. Ez a parazita plazma „dugóként” gátolja meg a mikrohullám plazmakamrába való hatásos becsatolását. Erről a normális üzem során nem kívánatos jelenségről felvételt is készítettem (5.13. ábra).

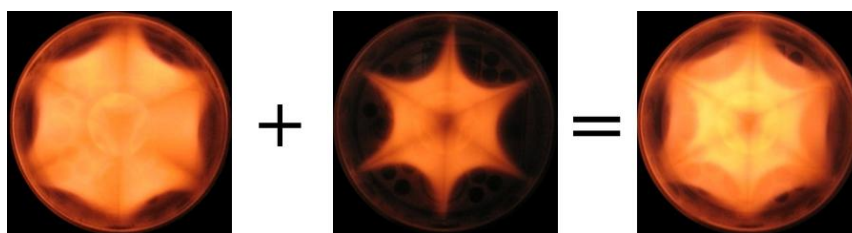


5.13. ábra A parazita plazma megjelenése a csőtápvonalban (balra), majd az ECR plazma kialakása (jobbra).

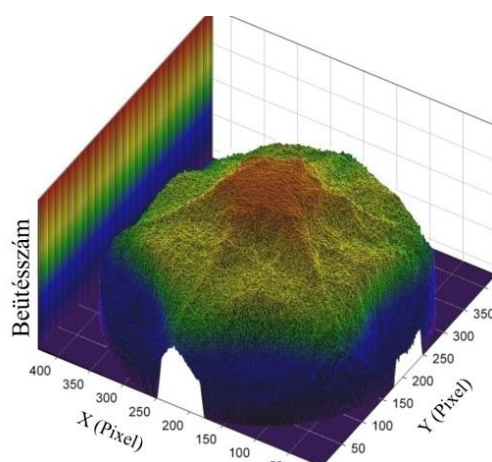
Az optimális frekvencia kiválasztása egy adott geometriai és mágneses struktúrával rendelkező ionforrás esetén jól ismert kihívás az ECR ionforrás üzemeltetői és felhasználói számára [97]. Megfigyeléseim rámutattak a frekvencia finomhangolásának fontosságára, és fontos információkkal szolgálhatnak az ECR ionforrások tervezőinek.

Méréseink során kétfrekvenciás üzemmódról is készítettünk felvételeket. A kétfrekvenciás (sőt bizonyos esetekben háromfrekvenciás) üzemmód alkalmazása az ECR ionforrásoknál mind a mai napig egy technikailag kihívást jelentő üzemmód. Két független mikrohullám-forrás alkalmazása az esetek többségében nagyobb ion-lefosztásokat és ionnyaláb áramokat eredményez. A jelenség magyarázatának tekintetében jelenleg nincs egyetértés. Egyes kutatócsoportok úgy vélik, hogy az elektronok egy hányada képes mindkét rezonáns zónán áthaladni és így átlagosan magasabb energiát nyerni. Mások szerint a kétfrekvenciás üzemmód sikere egyszerűen abban rejlik, hogy térfogategységre vetítve több energia nyelődik el a plazmakamrában, mint egyébként, de a rezonáns zónák függetlenek [34,35].

Mivel az ATOMKI-ECRIS-nél eddig még nem tesztelték a többfrekvenciás gerjesztést, e kísérletsorozat keretében logikus alkalom adódott erre. Ezért (biztonsági okokból egyelőre csak kis gerjesztő teljesítmények mellett) leteszteltük a kétfrekvenciás üzemmódot, nyaláb kivonás nélkül. Az alábbiakban leírt megfigyelések célja egyelőre csak a kétfrekvenciás üzemmód meglétének detektálása és nem a jelenség mélyebb megismerése vagy vizsgálata volt. A szimultán becsatolt 14,3 GHz-es és 8,4 GHz-es frekvenciájú mikrohullám teljesítménye rendre 30 W és 2 W volt. Megjegyezve, hogy a nagyobb frekvencia teljesítményének mérése a hosszú csőtápvonal miatt nem pontos, a plazmába becsatolt teljesítmény a veszteségek miatt ennél (minden mérés esetén) szisztematikusan kisebb volt. Mind argon, mind pedig neon gáz esetében 1,1 Tesla és 0,88 Tesla maximális axiális mágneses tér mellett is rögzítettem az említett gázok kettős, kétfrekvenciás plazmáit. Két frekvencia szimultán alkalmazása esetén két rezonáns zóna alakul ki, az alábbi ábrán (5.14. ábra) a külön-külön is megfigyelt 14,3 GHz-es és 8,4 GHz-es plazmák jól elkülöníthetők. Az 5.15. ábra neon kettős plazma háromdimenziós intenzitástérképét mutatja.



5.14. ábra 14,3 és 8,4 GHz-en és kettős frekvenciával gerjesztett plazmák képe. Az axiális mágneses tér maximuma 0,88 Tesla.



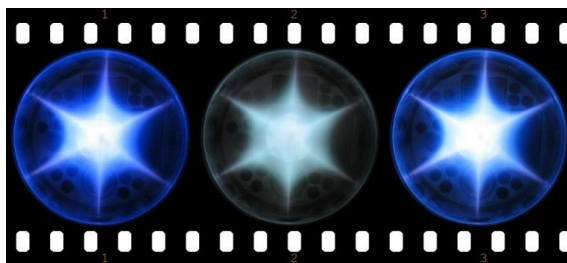
5.15. ábra Neon kettős plazmáról készült fényképfelvétel háromdimenziós intenzitástérképe.

Az 5.1.2. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

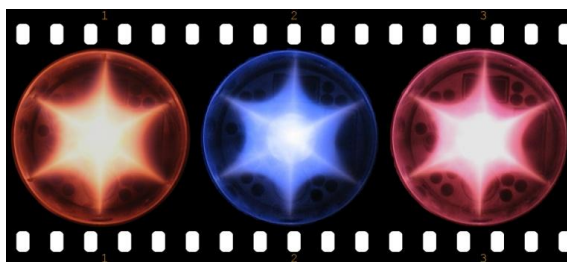
Digitális fényképezőgépet, mint detektort alkalmaztam a plazma szisztematikus, kvantitatív vizsgálatára. A módszertani eredmény lehetővé tette, hogy a plazma elektromágneses spektrum láthatófény tartományában adott válaszát (az olyan alapvetőnek számító beállítási paraméterek hatására, mint gáznyomás, gázösszetétel, axiális mágneses tér erőssége, mikrohullám teljesítménye és frekvenciája) a képekhez tartozó intenzitás értékek alapján tanulmányozzam [p3, p4, p12].

5.1.3. Plazmák különböző gázokból és keverékeiből, a plazmák színe

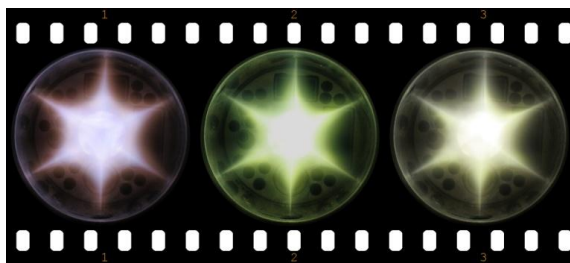
Az eddigi fotósorozatok mellett nyolc különböző gáz plazmájáról készítettem képet: hélium, neon, argon, kripton, xenon nemesgázokból illetve metán, oxigén és nitrogén molekulákból képződött plazmákról (5.16 – 5.19. ábrák). Az ATOMKI ECRIS gázkezelő rendszere egyszerre két gázpalack csatlakoztatására van kialakítva, így párokat képeztem, és a párok 50-50 %-os keverékeiről is exponáltam képeket. A mikrohullámú erősítő TWTA volt, a mikrohullámú frekvencia 9,3 GHz, míg az axiális mágneses tér értéke 1,1 Tesla és 0,88 Tesla. A rekesztérteket ekkor is maximálisra állítottam, az expozíciós idők tipikus értéke 0,2 és 0,8 másodperc közé esett.



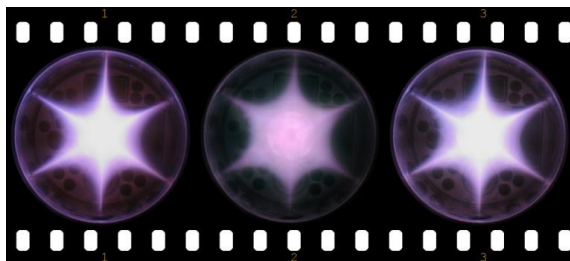
5.16. ábra Kripton, xenon gáz és 50%-os keverékükből létrehozott plazma.



5.17. ábra Neon, argon gáz és 50%-os keverékükből létrehozott plazma.



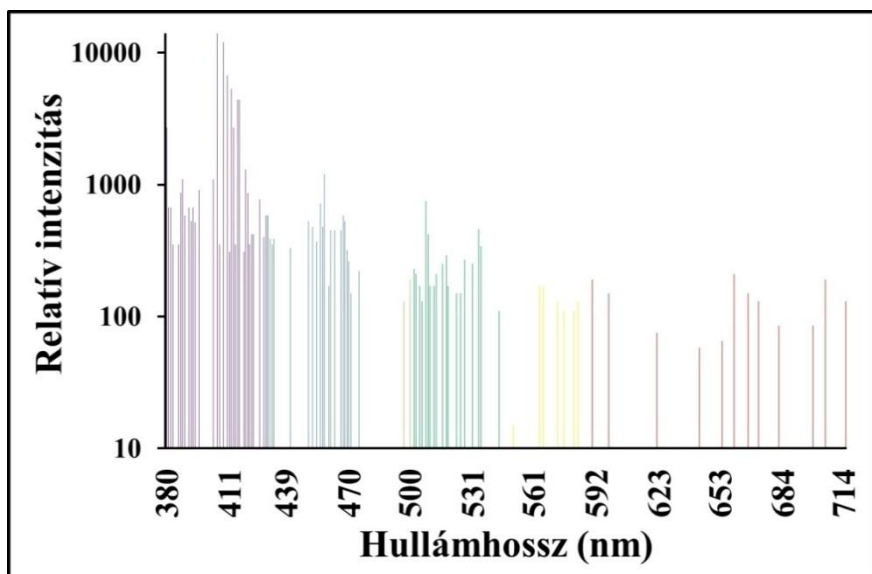
5.18. ábra Nitrogén, oxigén gáz és 50%-os keverékükből létrehozott plazma.



5.19. ábra Metán, hélium gáz és 50%-os keverékükből létrehozott plazma.

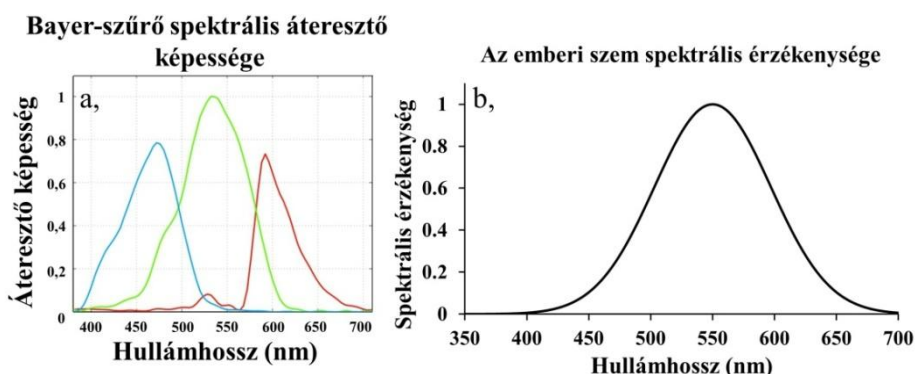
A fejezet bevezető részében már szemléltettem, hogy az ECR plazmák atom- és ionkomponenseinek szinte kezelhetetlenül nagyszámú láthatófény tartományba eső sugárzást eredményező gerjesztési állapotai miatt a részletes spektrális kiértékelés szinte lehetetlen. Azonban a fotók, fotósorozatok részben integrált spektrális adatainak (RGB értékeinek) vizsgálata hasznos információkat szolgáltat a plazma hideg-elektron komponensének sűrűségfüggvényére vonatkozóan. A gerjesztett atomok és ionok a kvantumfizika által jól leírt energiájú és relatív intenzitású fotonokat bocsátanak ki. Egy adott gáz homogén gerjesztés melletti spektrumvonalainak relatív intenzitása több kézikönyvben is megtalálható (pl. [96]). A továbbiakban a xenon és a hélium gáz példáján keresztül fogom vizsgálni és bemutatni azokat a folyamatokat, melyek az említett gázok emberi szem és CCD által érzékelt színét (xenon, 5.16. ábra és hélium 5.19. ábra) eredményezi.

Az 5.20. ábrán bemutatott xenon spektrumvonalainak relatív intenzitásából azt várnánk, hogy a plazma színe ibolyás kék lesz, hiszen a legintenzívebb vonalak 360 és 490 nm közé esnek.



5.20. ábra Xenon spektrum.

Azonban mind a fényképezőgép érzékelője, mind pedig az emberi szem által érzékelt szín merőben eltér, türkiz zöld. Az eltérés abból fakad, hogy az emberi szem által, szűk hullámhossz tartományban érzékelt elektromágneses sugárzás intenzitása (a napsugárzás Földön érzékelhető spektrális összetétele miatt) a sugárzás energiájától függ. Ezt a fény hullámhossza és az érzékenység közt fennálló kapcsolatot az (egyénenként is változó) úgynevezett emberi szem spektrális érzékenységi görbéje írja le (5.21. (b) ábra). A fényképezőgépek esetében ugyanezt a hatást az úgynevezett Bayer-szűrők segítségével érik el (5.21. (a) ábra).

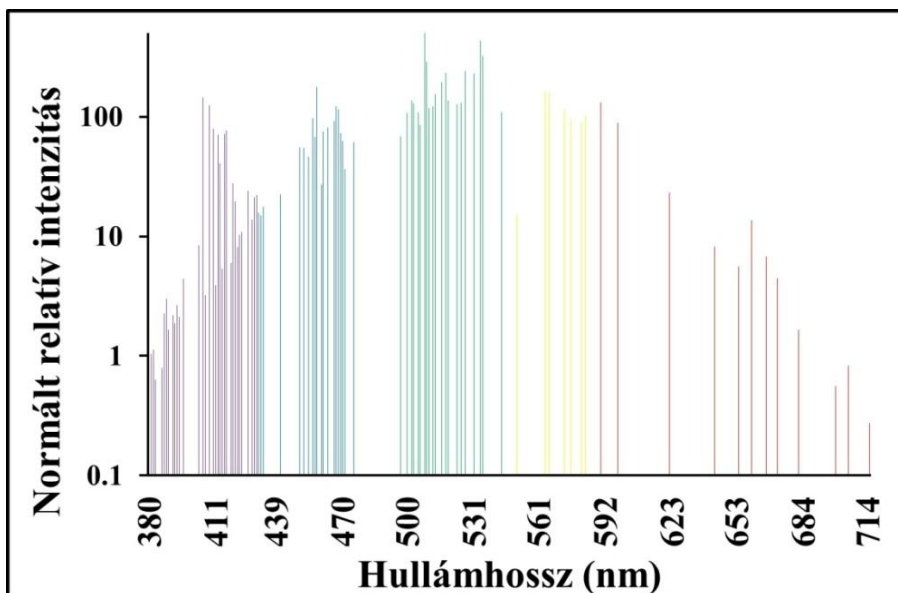


5.21. ábra Bayer-szűrő spektrális áteresztő képessége (a) és az emberi szem spektrális érzékenysége (b). Mindkét görbe az 550 nm-hez közeli hullámhossz tartományban maximummal rendelkezik. A (b) diagramot sok

ember szemének érzékenységi görbáját átlagolva szerkesztették, így a diagram az átlagos emberi szem spektrális érzékenységét jellemzi.

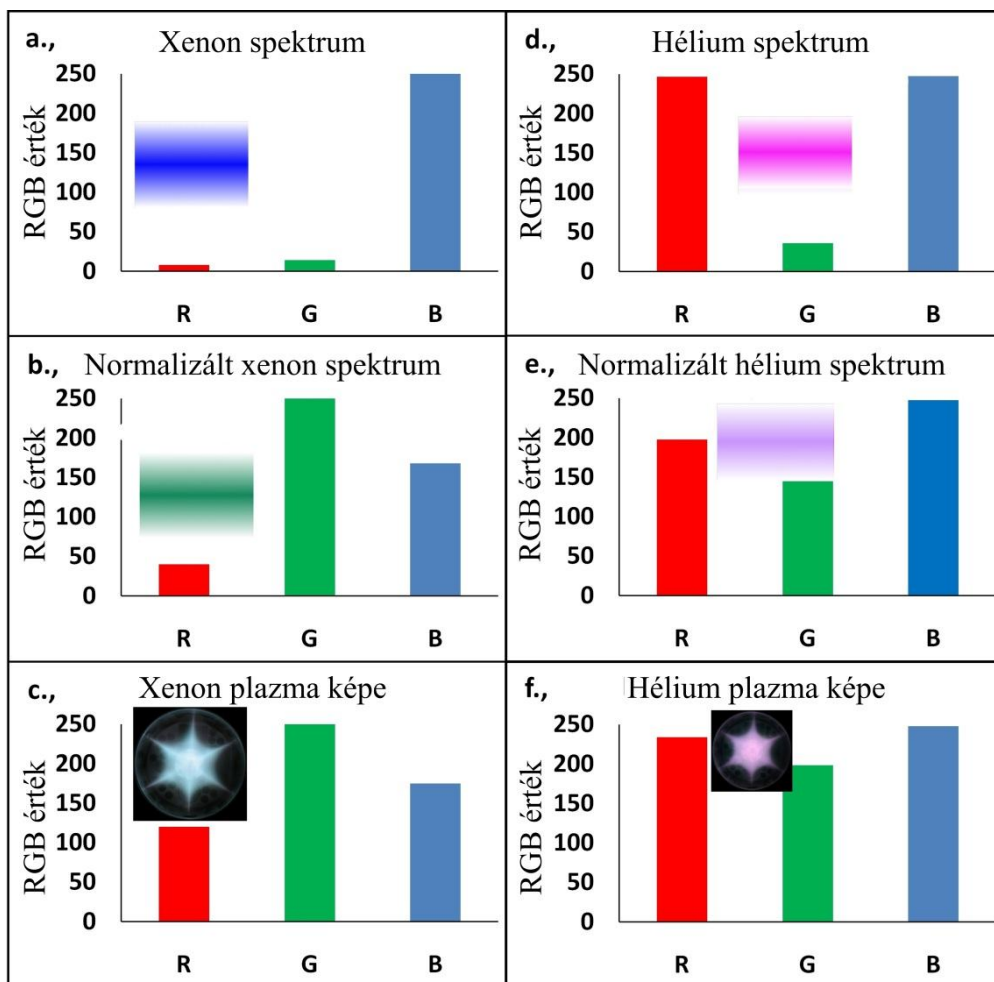
A Bayer-szűrő minden egyes önálló érzékelő-pont elé egy színszűrőt helyez. A képpontokat négyesével csoportosítja, két ponton zöld (G), egy-egy ponton pedig piros (R) és kék (B) szűrőt használ, így az adott pontok csak egy bizonyos színre érzékenyek, melyek összességéből alkotja az emberi szemhez hasonlóképpen leképezett színes képet.

Tehát, ha az emberi szem számára valós képet szeretnénk alkotni a gáziplasma színéről, akkor a szem érzékenységi görbéjével normált xenon spektrumot kell alapul vennünk (5.22. ábra).



5.22. ábra Az emberi szem érzékenységi görbéjével normált xenon spektrum

A spektrumvonalakat normált intenzitásuk súlyával RGB értékekre osztva már numerikus értékeket kapunk, mely összehasonlítható az elkészült fényképek pixeleinek RGB értékeivel. Másrészt a Maxwell-Helmholtz - féle additív színkeverési törvény felhasználásával vizuálisan/szubjektíven is megvizsgálható az eljárás hatékonysága. Az 5.23. ábrán mind xenon mind pedig hélium esetén látható a normalizálást megelőző és a normalizálás utáni spektrumvonalak RGB értékekké való csoportosítása. Jól látható, hogy ez az eljárás milyen hatékonyan képes visszaadni a xenon (türkiz zöld) és hélium (rózsaszín) plazmák színét.



5.23. ábra Xenon (a) és hélium (d) spektrumvonalak és a normalizált spektrumvonalak (b, e) RGB értékekre csoportosítva. Az (a, b, d, e) ábrákon a Maxwell-Helmholtz - féle additív színkeverés törvény felhasználásával kapott RGB értékek szuperpozíciója is fel van tüntetve. A 3.c. és 3.f. ábrák a xenon és hélium plazmákról készült képeket és azok RGB értékeit mutatják.

A plazmák színének rekonstruálását végző fent leírt eljárás egyetlen feltételezésből indult ki. Abból, hogy a láthatófény tartományban sugárzó ionokon és atomokon a hideg-elektronok homogén gerjesztést végeznek (minden gerjesztéshez szükséges energiájú elektron ugyanolyan számban van jelen a plazmában). Minthogy a folyamat végén mind numerikusan (RGB értékek), mind pedig vizuálisan jó egyezést tapasztaltam a homogén gerjesztés arányaiban figyelembe vett spektrumvonalak és a fényképek közt, elmondható, hogy a plazma elektronkomponense hideg-elektron tartományban homogén energiaeloszlású [p9, p13].

Az 5.1.3. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

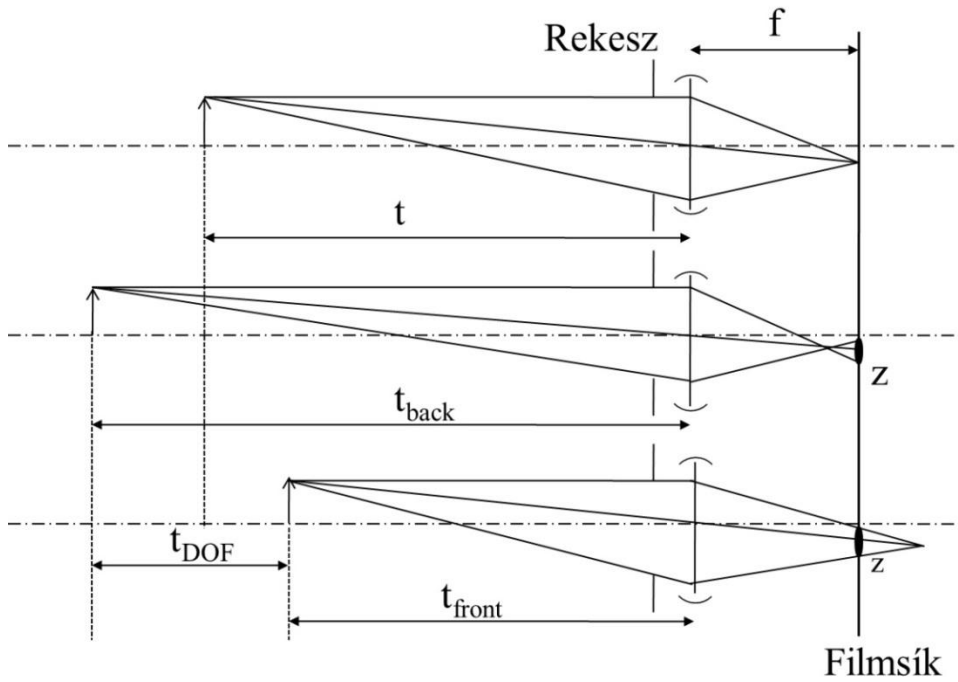
Megmutattam a homogén gerjesztésekhez tartozó, normalizált és alapszínekre szétválasztott elméleti spektrumvonalak egyezőségét az emberi szem, illetve a fényképezőgép által érzékelt spektrális információkkal több gázkomponensre [p9, p13].

5.1.4. Az ECR asztali plazmaforrás plazmájának 3D szerkezete.

Az eddigiekben tárgyalt láthatófény tartományban készült (szokványos) plazmafotók a plazma szerkezetének kétdimenziós axiális projekcióját mutatják. A plazma axiálisan feloldott háromdimenziós szerkezetének vizsgálata, a plazmát körülvevő hexapól és tekercek miatt radiális irányból nem lehetséges. Azonban fontos információkat rejthet az ECR kisülések térbeli eloszlását illetően. Ezért kidolgoztam egy eljárást, melynek segítségével képesek vagyunk visszaadni a plazma háromdimenziós szerkezetét jól meghatározott optikai feltételek mellett készült axiálisan integrált kétdimenziós fényképek segítségével [p8].

Az eljárás alapvető optikai számításokon nyugszik. Lényege, hogy a fényképezőgép optikájának segítségével nagyon kis mélységélességű képeket készítünk a plazma különböző axiális pontjaira fókuszálva. Utólagos, szoftveres intenzitásűrést követően a mélységélességnek megfelelő vastagságú kétdimenziós projekcióját (szeletét) kapjuk a plazmának. A továbbiakban ismertetem az eljárás optikai feltételeit és bemutatom annak alkalmazását az ECR asztali plazmaforrás plazmáján.

A képérzékelő síkjában szigorúan véve csak a tárgysíkban elhelyezkedő pontokról keletkezik éles kép. Ennél közelebb (front) vagy távolabb (back) fekvő pontok képe az eltéréstől függően egyre életlenebb, hiszen a szigorúan éles kép a filmsík mögött illetve azt megelőzően keletkezik. A tárgysíkon kívüli pontok szóródási körként (CoC, Circle of Confusion) jelennek meg a fényérzékeny lemezen. Azonban az emberi szem és a fényérzékelő lemez véges felbontással rendelkezik, és kellően kis átmérőjű szóródási kör még pontnak tekintendő. Gyakorlati szempontból ez a határ $z = 1/20$ mm átmérőjű szóródási körrel közelíthető. Azt a távolságtartományt, mely határain belül lévő pontokról a fenti meghatározások szerint az objektív a fényérzékelőre még éles képet rajzol, mélységélességnek nevezzük DOF (Depth Of Field) (5.24. ábra).



5.24. ábra A lencse képalkotása

A mélységelesség a következő egyenletek segítségével könnyen kiszámolható adott geometriai viszonyok, a használt optika fókusz távolsága és a szóródási kör átmérőjének ismeretében:

$$t_{\text{back}} = \frac{t}{1 + \frac{(t-f)zR}{f^2}} \quad (32)$$

$$t_{\text{front}} = \frac{t}{1 - \frac{(t-f)zR}{f^2}} \quad (33)$$

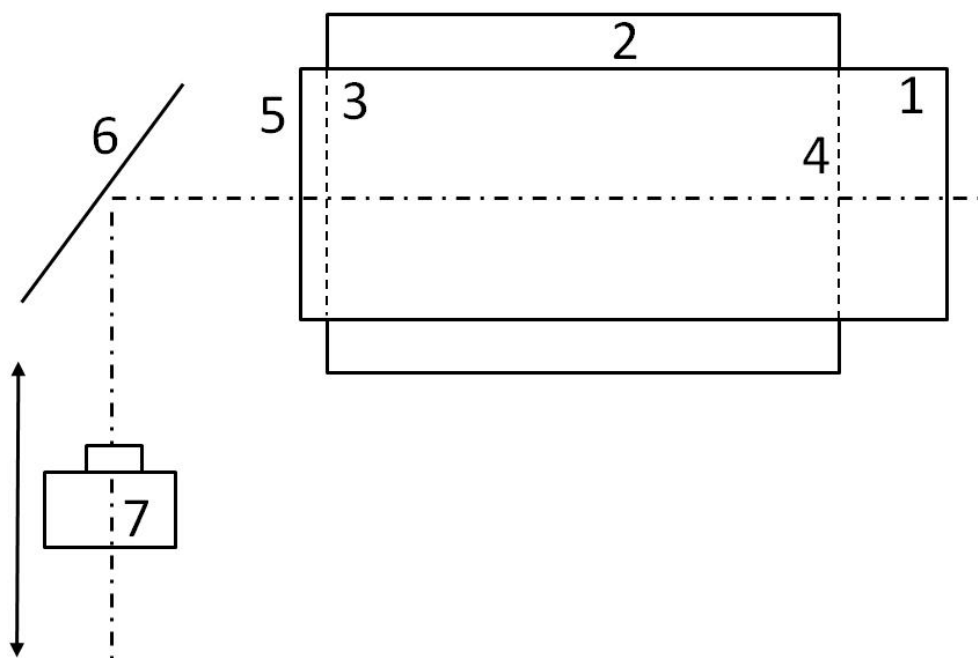
$$t_{\text{DOF}} = t_{\text{back}} - t_{\text{front}} \quad (34)$$

Itt t a tárgytávolság, f az objektív fókusz távolsága, d a rekesz átmérője, $R = f/d$ a rekeszérték, z pedig a szóródási kör átmérője [98].

Az eljárás tehát a mélységelesség ilyen módon történő kiszámításán alapszik. Az (32-34) egyenletekből jól látható, hogy nagy gyújtótávolság, alacsony rekeszérték és kis tárgytávolság alkalmazása mellett kis mélységelesség könnyedén elérhető. Ekkor a mélységelesség által megszabott tárgytávolságon kívülről érkező fénysugarak nem egy pixelbe képződnek le, hanem a szóródási kör átmérőjétől függően többbe. Ezen pixelek intenzitása alacsonyabb lesz, mint a limiten belülről érkező fénysugarak detektálását végző pixeleké. Így tehát az intenzitás szűrést

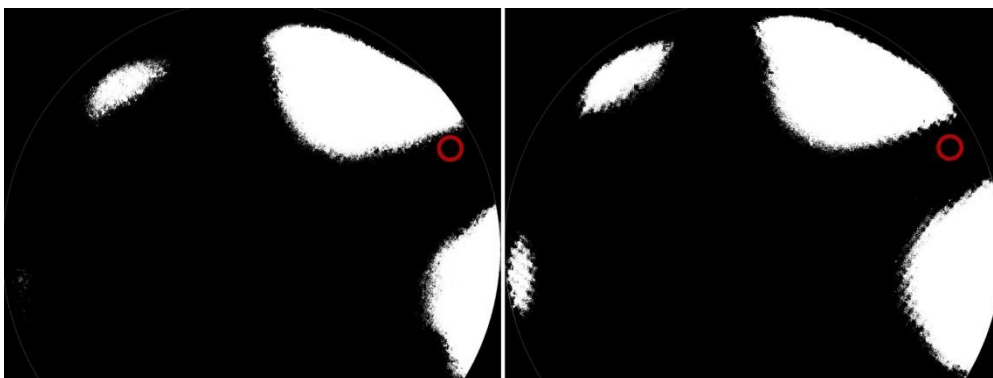
követően kapott kép a jól ismert tárgytávolságú és kiszámolt mélységélesség által meghatározott térrész kétdimenziós projekcióját adja.

Az ismertett gondolatmenet segítségével elkészítettem az asztali ECR plazmaforrás (3.3. fejezet) plazmájának háromdimenziós térképét. A mérés sematikus elrendezése az 5.25. ábrán látható.



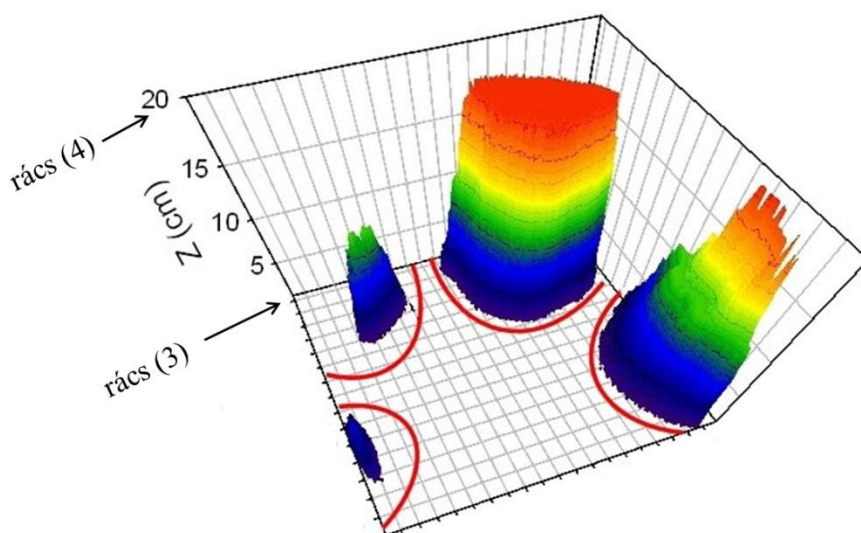
5.25. ábra A mérés sematikus elrendezése. Plazmakamra (1), hexapól mágnes (2), rács (3, 4), kvarcüveg (5), tükör (6), tengely mentén mozgatható kamera (7).

A fotózáshoz egy Canon EOS 450D típusú tükörreflexes kamerát használtam EFS 55-250 típusú objektívvel. A becsatolt mikrohullám frekvenciája 9,2 GHz, míg teljesítménye 10 W volt. Munkagázként levegőt injektáltam ($P=5 \cdot 10^{-4}$ mbar). Az ISO értéket mindvégig a 200-as legkisebb értéken tartottam. Közeli tárgytávolsággal (1,1 m), nagy fókusz távolság (250 mm) és alacsony rekeszérték (5,6) beállításával 9,2 mm mélységélességet tudtam elérni. A plazma tengely menti eloszlásának feltérképezése érdekében a fényképezőgép beállításait mindvégig az említett fix értéken tartottam és magát a fényképezőgépet mozgattam a tengely mentén 10 mm-es lépésközökkel. Az alacsony intenzitású pixelek kiszűrésével a plazma adott axiális helyzetéről kaptam egy 9,2 mm-es szeletet (5.26. ábra).



5.26. ábra Különböző axiális pozíciókban (balra 50 mm, jobbra 10 mm távolságra a (3) jelzésű rácstól (5.25. ábra)) készült intenzitásszűrt felvételek. Az ábrán szereplő piros kör a gázcső kontúráját mutatja.

A plazmakamra teljes hosszán végighaladva és az adott axiális távolság ± 5 mm-es szeletéhez rendelve a kétdimenziós képek eloszlását, majd ábrázolva azokat kaptam az asztali plazmaforrás plazmájának háromdimenziós szerkezetét (5.27. ábra.).



5.27. ábra Az asztali ECR plazmaforrás háromdimenziós szerkezete. A piros vonalak a hexapól csapdázta plazma elméleti körvonalát mutatják.

A háromdimenziós felvétel elkészítésével és megvizsgálásával erősen inhomogén eloszlást találtam a különböző axiális pontokban az azimutális szög függvényében. A gáz és a mikrohullám injektálásának azimutális koordinátáinál a plazma intenzív már az injektáló rác (4) axiális

pozíciójában is, azonban a plazma többi része csak a rács (3) axiális helyzete felé haladva kezd kialakulni.

Az 5.1.4. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

Kidolgoztam egy eljárást, mely alkalmas visszaadni a plazma háromdimenziós szerkezetét jól meghatározott optikai feltételek mellett készült kétdimenziós fényképsorozat segítségével. Az eljárást sikeresen alkalmaztam az ATOMKI ECR ionforrás tartalék alkatrészeinek felhasználásával megépített kisméretű, asztali ECR plazmaforrás plazmájának háromdimenziós leképezésére [p8].

5.2. Röntgendiagnosztikai eredmények

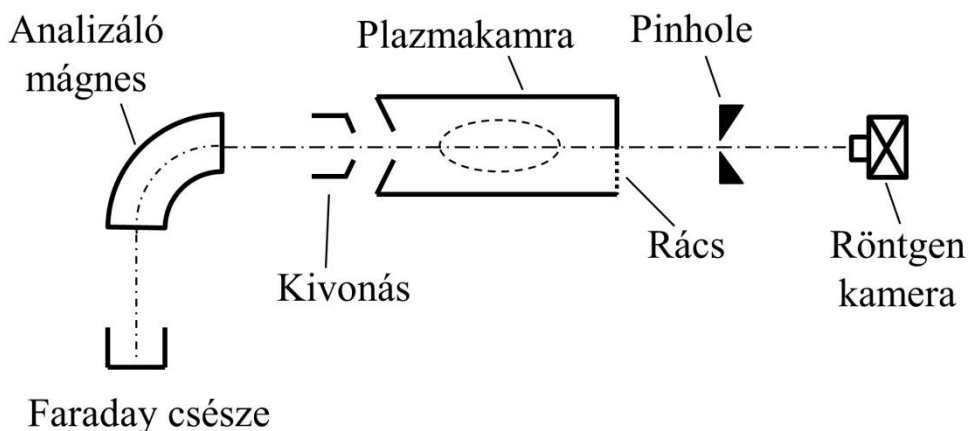
A globális plazmadiagnosztikai módszerek leggyakrabban alkalmazott eljárása a röntgendiagnosztika (4.2.2. fejezet). Annak egy speciális esete, amikor a plazmakomponensek által kibocsátott karakterisztikus röntgensugárzás detektálása lyukkamerával történik. Az ATOMKI ECR csoport a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékével és a NIST intézettel együttműködve úttörő módon (már a fotográfiában évszázadok óta ismert módon) egy lyuk (pinhole) röntgenkamerával készített felvételeket 2002/2003-ban az ionforrás plazmáiról [72,73]. Az elkészült röntgenképek segítségével a sugárzó ionok beazonosítása és térbeli helyzetének meghatározása válik egyszerre lehetségessé.

A disszertációm keretein belül a 2002/2003-as mérések által szolgáltatott adatok (részben még a mai napig is tartó) feldolgozási-kiértékelési folyamatába kapcsolódtam be. A bemutatásra kerülő eredmények mérési-kísérleti fázisában nem vettem részt, részvállalásom az eredmények értelmezéséhez köthető szorosan.

A továbbiakban röviden ismertetem a mérések összeállítását és az argon plazma röntgenképével kapcsolatos kiértékelési folyamat logikai lépéseit.

A mérésekhez az ionforráson néhány módosítást kellett véghezvinni (5.28. ábra). A röntgenkamera az ionforrás tengelyébe, azzal egy

vákuumtérbe, az injektáló oldalhoz lett csatlakoztatva. A gáz és a mikrohullám injektálásának (nyilvánvaló) lehetőségét fenntartva, az injektáló tárcsa módosítását követően a plazma 60%-a volt vizsgálható a plazmától 116 cm távolságba elhelyezett kamerával. A $70\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű leképezést végző aranyozott pinhole távolsága 25 cm volt. Így vált lehetővé az 58 mm-es átmérőjű plazmakamra $25,9\text{ mm} \times 27,5\text{ mm}$, 1,4 megapixel felbontású CCD szenzorra való leképezése 0,27-es kicsinyítési tényezővel.

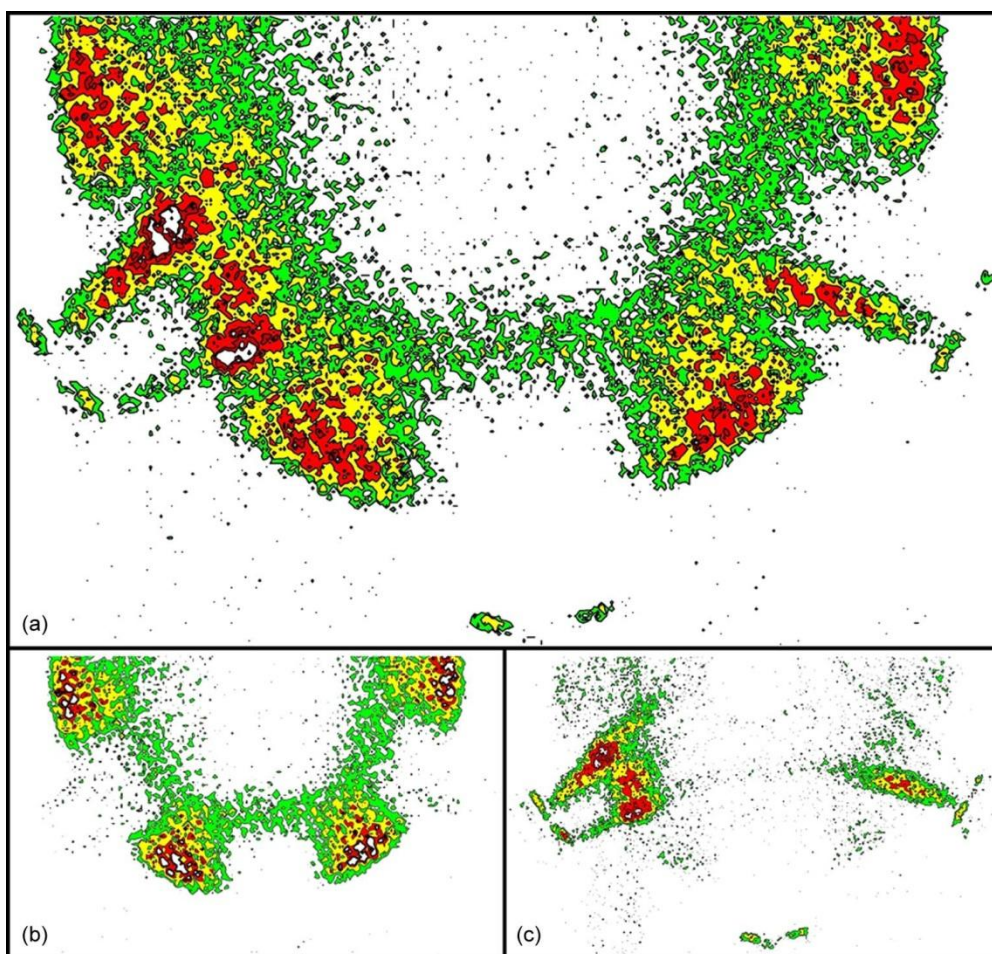


5.28. ábra A mérési elrendezés sematikus ábrája.

A CCD kamera minden egyes pixele egy 180 eV -os energia-feloldással rendelkező detektor. A mérések során a kamerának ez a tulajdonsága volt kihasználva. Ugyanis olyan rövid expozíciós idő került kiválasztásra, mely esetén a kamera minden pixele nulla vagy egy eseményt számlál, így az elemi képpont térinformációjához spektrális információ is rendelkezhető.

A kis mikrohullámú teljesítménnyel generált argon plazma paraméterei maximális Ar^+ nyalábra lettek optimalizálva. 1000 egymástól független 1 s expozíciós idejű kép került rögzítésre. Minden egyes kép külön lett kezelve; a kozmikus sugárzásból fakadó és az elektronikus zajoktól megszűrve. Az így előállított 1000 képet összegezve kapjuk az 5.29. (a) ábrán látható röntgenfelvételt, mely tartalmazza az összes röntgen-foton keltette beütést függetlenül annak térbeli helyzetétől és energiájától. Azonban az argon ionok pontos meghatározásához a pixelek energia szerinti szűrésére volt szükség. Az $\text{Ar K}\alpha$ karakterisztikus röntgen vonalak keskeny energiaablakon keresztüli szűrésével (és a fékezési röntgensugárzás teljes spektrumából interpolált értékével figyelembe véve) kiválasztásra kerültek azok és csak azok a pixelek, melyek térbeli pozíciója az argon plazmához köthető (5.29. (b) ábra). Az 5.29. ábra (c) része a fékezési röntgensugárzásra szűrt pixelek

által kirajzolt képet mutatja, mely a plazmakamra falán elvesző nagyenergiás elektronok térbeli helyzetét határozza meg [p5].



5.29. ábra Argon plazmáról készült röntgenfelvételek (14,3 GHz). Energia szerint nem szűrt felvétel (a), az Ar K α karakterisztikus röntgenvonalai szerint szűrt felvétel (b) és a fékezési röntgensugárzásra szűrt felvétel (c).

Az 5.2. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

Bekapcsolódtam az ATOMKI ECR csoport, Debreceni Egyetemmel és a NIST (National Institute of Standards and Technology) intézettel együttműködésben, 2002/2003-ban az ionforrás plazmáiról röntgentartományban üzemelő lyukkamerával készített felvételek kiértékelési fázisába. Az eredmények segítségével alacsonyan ionizált argon plazma kétdimenziós képe, sűrűségviszonyai kerültek meghatározásra [p5].

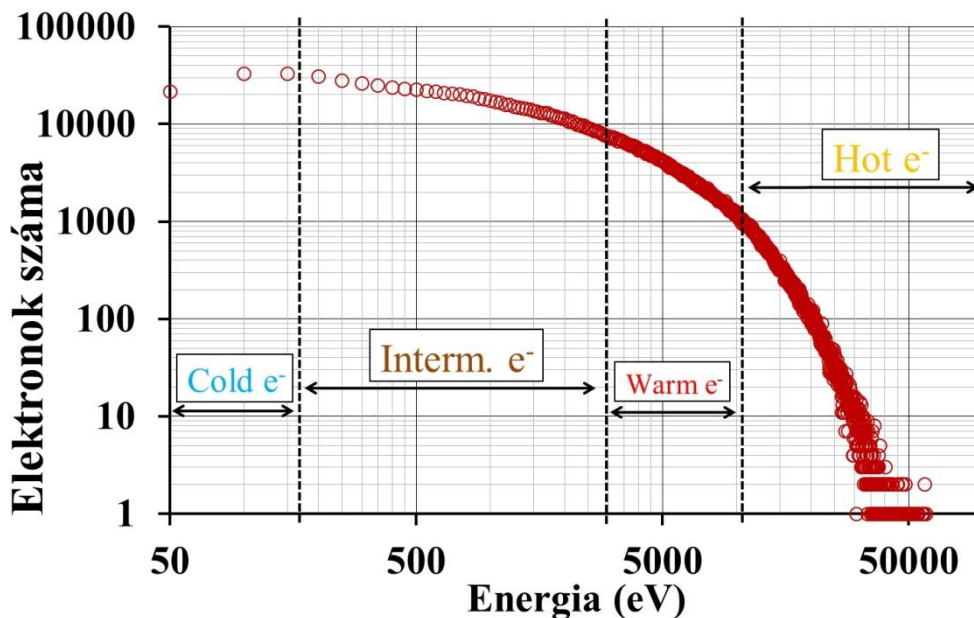
5.3. A plazmaszimuláció eredményei

A disszertációm gerincét képező plazmadiagnosztikai vizsgálataim értelmezését a 4.2.3.2. fejezetben bemutatott, az önmagában is diagnosztikai vizsgálatokra alkalmas TrapCAD nevű szimulációs program segítségével végeztem. Az ECR ionforrás elektronkomponensét modellező (TrapCAD) program segítségével az ATOMKI ECRIS plazmájában kialakuló, és a plazmakamra falába ütköző, elvesző különböző energiájú elektronok háromdimenziós térbeli eloszlását vizsgáltam. A számítások eredményeit tartalmazza ez a fejezet.

A programon apróbb módosítás végeztünk, mely következtében a rezonáns zóna felületéről indított elektronok kezdeti pozíciójának eloszlása sokkal egyenletesebbé vált, realisztikusabb eredményt biztosítva, mint azt megelőzően. Az ionforrás B-minimum csapdájának mágneses erővonal szerkezetét a TrapCAD-től független PoissonSuperfish nevű programmal számítottam ki. A rácsméret minden irányban 1 mm-nek lett választva. A cirkulárisan polarizált mikrohullám terjedése a plazmakamra tengelyének irányával egyezett meg. Ekkor az elektromos térvektor az erre merőleges térben forog. A részecskék sebességvektorának és a térvektor forgásának kezdeti fáziskülönbségét véletlenszerűnek választottam. Az elektronok tehát véletlenszerű gerjesztési folyamatban vesznek részt. A szimulációs idő meghatározásánál olyan időintervallumot választottam, mely alatt az elektronok más plazmakomponenssel (atomokkal, ionokkal) való kölcsönhatása elhanyagolható, kevesebb, mint 200 ns.

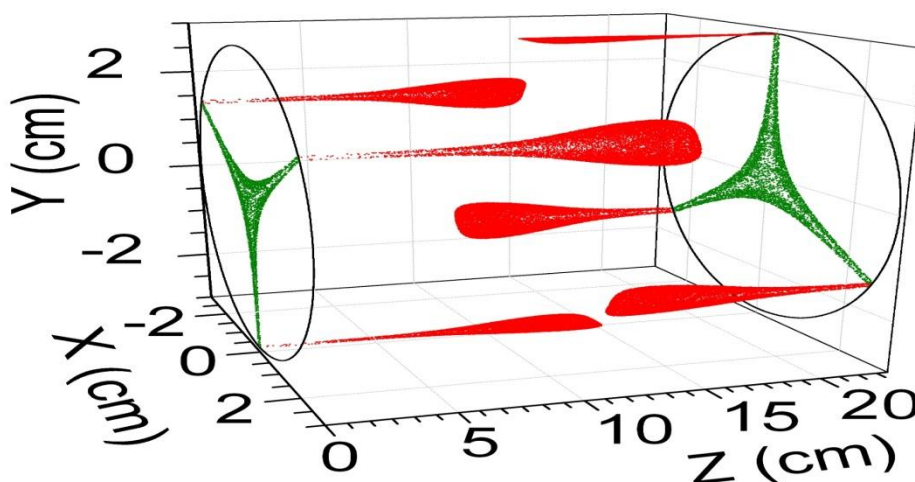
A program lefutását követően külön fájlba (.txt) kerültek elmentésre a csapdában megmaradó és a kamra falain elvesző elektronok kezdeti és végső tér, energia és idő paraméterei.

A plazmák (szimulált) megmaradó elektronkomponensét önkényesen, de az ECR ionforrások üzemeltetésével és fejlesztésével foglalkozó kutatócsoportok konszenzusa alapján négy csoportra osztottam. A hideg-elektronokra (cold), melyek energiája kevesebb, mint 200 eV, energiájuk nem vagy csak kis mértékben változott meg a mikrohullámmal való kölcsönhatásuk során. Az úgynevezett átmeneti energiájú elektronokra (intermediate), melyek energiája 200 eV és 3 keV közé esik. Az atomok ionizációjáért és az ionok további ionizációjáért felelős meleg-elektronokra (warm), illetve azokra a forrónak nevezett elektronokra, melyek energiája, már meghaladja azt a szintet, mely a hatékony ionizációhoz szükséges (hot), és előbb vagy utóbb elvesznek a plazmakamra falán.



5.30. ábra Megmaradó elektronok energia szerinti eloszlása (hisztogramja) és csoportosítása négy nagy populációra. A csoportosítás önkényes, a különböző komponensek hatásán, funkcióján alapul.

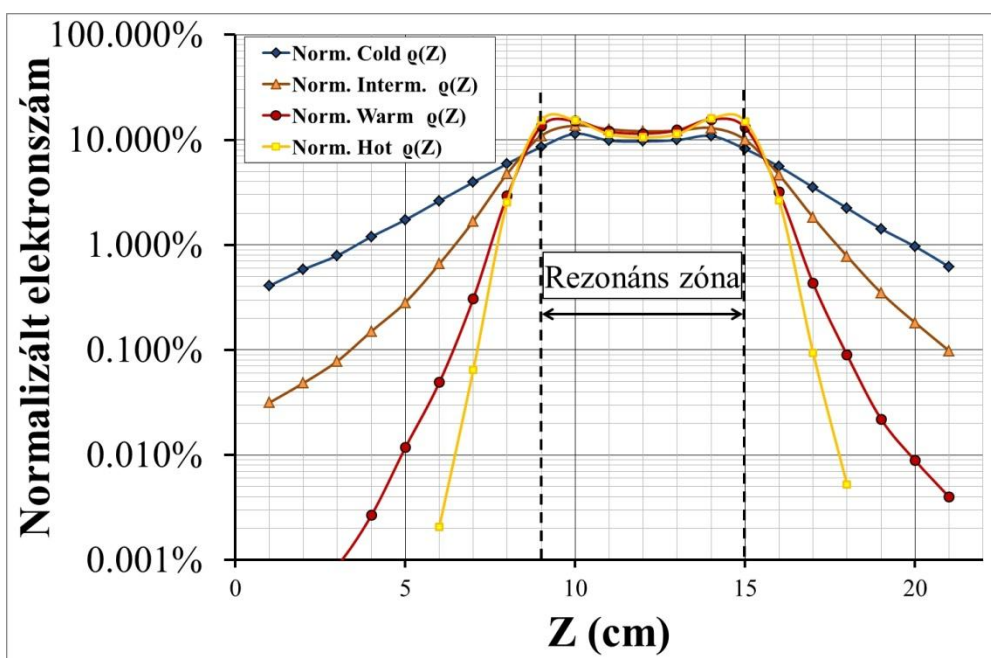
A falakon elvesző elektronok térbeli eloszlását mutatja az 5.30. ábra. Az elvesző elektronok mintázata a mágneses erővonalak falakra merőleges pontjaiban alakul ki [p6].



5.31. ábra A plazmakamra falán elvesző elektronok térbeli eloszlása.

Nagyszámú (3 millió), a rezonáns zónáról ($\pm 0,6$ mm-es vastagságú térrészből) indított elektron szimulációját végeztem el a TrapCAD program

segítségével. A mikrohullámú gerjesztés frekvenciája 14,5 GHz volt, mely 5200 Gauss rezonáns tér értéknek felel meg. Az elektronok kezdeti, a mágneses erővonalakkal párhuzamos és merőleges sebességkomponense véletlenszerűen került kiosztásra 1 eV és 100 eV között. A szimulációs idő 200 ns-volt, mely ilyen nagyszámú elektron esetén valós (CPU) időben 127 óra futási hosszt jelentett. A szimuláció végére a kezdeti elektronok 49%-a maradt meg a plazmában, míg a fennmaradó 51% elveszett a plazmakamra falán. A megmaradó elektronok energia szerinti sűrűségfüggvénye az 5.30. ábrán látható. Az elektronokat, a már említett energia csoportokra osztottam és vizsgáltam azok térbeli eloszlását. Sűrűségfüggvényük a tengely mentén (5.32. ábra) jelentős eltéréseket mutat komponensről-komponensre.

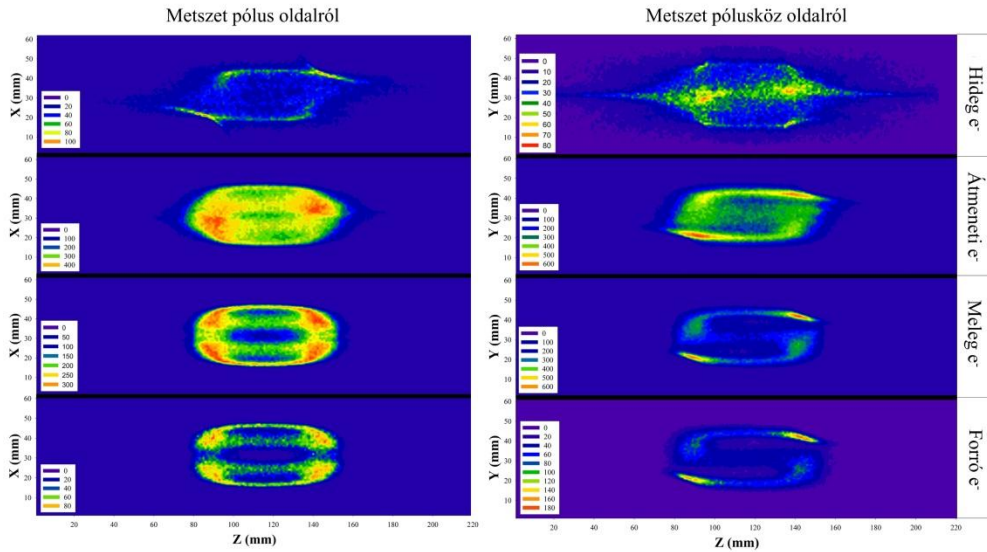


5.32. ábra Megmaradó elektronok komponensek szerinti tengely menti eloszlása.

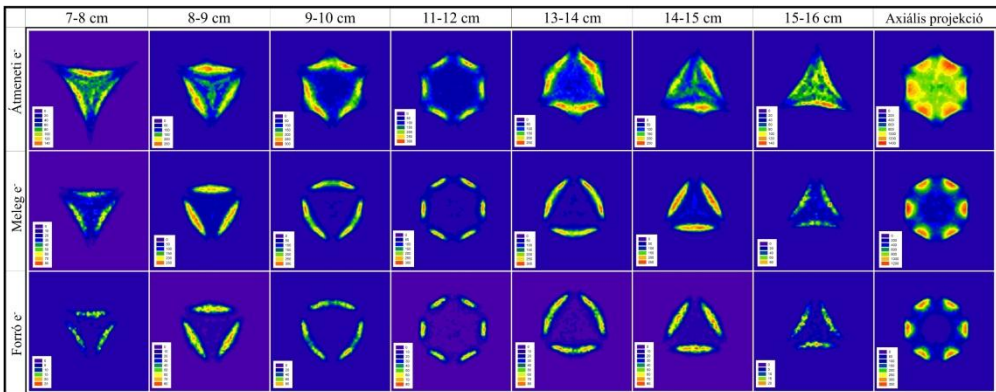
Míg a hideg-elektronok a plazmakamra teljes hosszában megtalálhatók, addig az egyre nagyobb energiájú („melegedő”) elektronok a rezonáns zóna közelébe koncentrálnak. Az ionizációban elsődleges szerepet játszó meleg-elektronok két nagyságrenddel kisebb valószínűséggel találhatók meg a plazmakamra tengely menti végpontjaiban ($Z=1$ cm, $Z=20$ cm) mint a hideg-elektronok. A forró-elektronok sűrűsége a rezonáns zónát elhagyva több mint három nagyságrendet csökken.

Az összes elektron tengely menti eloszlását figyelembe véve megállapítottam, hogy az elektronok a rezonáns zóna által meghatározott

nagy sűrűségű plazmára és az ezt körülvevő főleg alacsony energiájú elektronok által dominált ritka burokra válnak szét [p10]. Ezen megfigyelésem jó egyezést mutat D. Mascalli és kollégái által publikált számolásokkal [99]. Az eloszlásgörbék mellett hasznos vizuális információt kaphatunk a különböző elektronkomponensek metszeti, 2D sűrűségeloszlás (hisztogram) ábrázolásával.

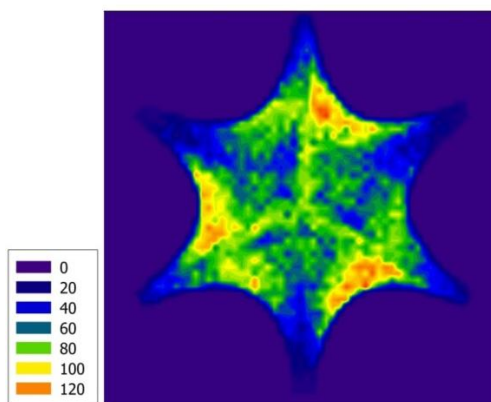


5.33. ábra Különböző elektronkomponensek (hideg-, átmeneti-, meleg-, forró-elektronok) oldalnézeti ábrázolása, pólus és pólusköz oldalról.



5.34. ábra Forró-, meleg- és átmeneti energiájú elektronok tengelymetszeti kétdimenziós eloszlása, 1cm-es plazmaszeletek a rezonáns zóna által meghatározott nagy sűrűségű térrészben. Az ábra jobb szélső oszlopában a teljes tengely menti projekció látható.

A későbbi röntgen és láthatófény tartományban készült tengelynézeti felvételek szimulációval való összehasonlítása érdekében érdemes megvizsgálni különböző Z értékeknél a különböző elektronkomponensek tengelymetszeti kétdimenziós sűrűségeloszlását. Ez látható az 5.34. ábrán. Jól megfigyelhető a nagyobb energiájú elektronok rezonáns zónához való szoros térbeli kötődése. A hideg-elektronokról diffúz térbeli eloszlásuk és a szimuláció végén más elektronkomponensekhez viszonyított alacsony számuk miatt az 5.34-eshez hasonló ábra jó statisztikával nem készíthető, ezért csak a teljes axiális projekcióját mutatom be az 5.35. ábrán. Minden második pólusköz pozíció hasonlósága illetve a szomszédosak jelentős eltérése az aszimmetrikus kivonó és injektáló oldali maximális axiális mágneses tér értékeiből fakad.



5.35. ábra Hideg-elektronok axiális projekciója. A színskála mellett feltüntetett számértékek a 4 mm^2 -be ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) eső elektronok számát jelentik. Látható a hexapólus által meghatározott láthatófény tartományban megfigyelt csillagszerű szerkezet.

Az 5.3. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalása.

Az ATOMKI ECRIS plazmájának elektronkomponensét szimuláltam a TrapCAD program segítségével. A megmaradó elektronkomponenst energia szerint négy csoportra osztottam. Az egyes komponensek szerint szűrt elektronok térbeli eloszlásának vizsgálatával megállapítottam, hogy az elektronok a rezonáns zóna által meghatározott nagy sűrűségű plazmára és az ezt körülvevő, főleg kis energiájú elektronok által dominált ritka burokra válnak szét [p6, p10].

6. Fejezet

A diagnosztikai módszerek összevetése, az eredmények értelmezése, kitekintés

Az előző fejezetben bemutatam a disszertációhoz tartozó különböző ECR plazmadiagnosztikai vizsgálataim (láthatófény és röntgen alapú illetve plazmaszimuláció) eredményeit. Az eltérő képalkotási eljárással készült felvételek sűrűségviszonyainak összehasonlítása a különböző energiájú elektronok térbeli eloszlásával (6.1. fejezet), a kimutatható hasonlóságok és különbségek értelmezése (6.2. fejezet) további hasznos információkkal szolgál. Az összevetést követően, annak eredményeit felhasználva újabb kutatások válnak megalapozottá, melyeket a 6.3. fejezetben röviden ismertetek.

6.1. A diagnosztikai módszerek összevetése

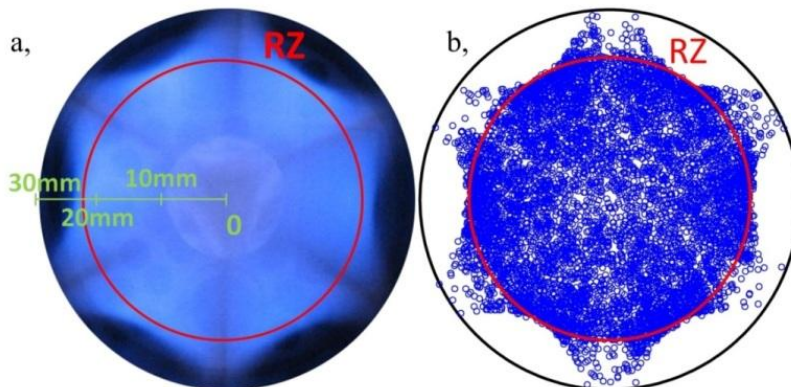
A különböző diagnosztikai módszerekkel készült röntgen és láthatófény plazmafelvevételek elektronszimulációval történő összehasonlítását 14.3 GHz-es mikrohullámú gerjesztés mellett végeztem el [p7]. A láthatófény felvételek 2008/2009-ben, míg a röntgenfelvételek 2002/2003-ban készültek. Azonban az ionforrás geometriai, mágneses paraméterei mindenben megegyeztek a NdFeB hexapól biztosította radiális mágneses tér erősségének kivételével. Technikai okokból kifolyólag a röntgenkamerás felvételek idején a plazmakamra belső falánál mérhető mágneses tér erőssége 1,1 T volt, míg ugyanez az érték a láthatófény felvételeknél 0,7 T.

Ennek megfelelően, a két esetre szimuláltam a plazma elektronkomponensének energia és térbeli eloszlását a TrapCAD program segítségével. A szimulációk paramétereit a 6.1. táblázat tartalmazza.

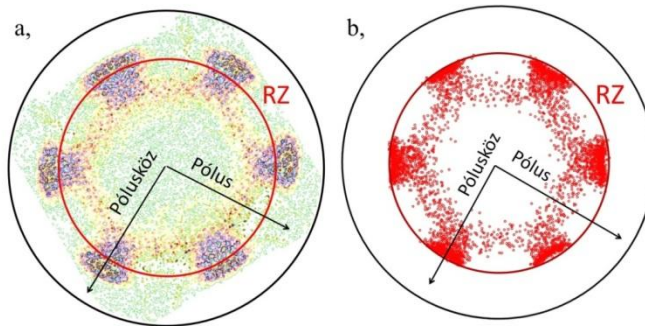
6.1. táblázat A hideg- és meleg-elektronokra végzett szimuláció paraméterei. B_{hex} a plazmakamra belső falánál mérhető mágneses tér erőssége, $P(W)$ a becsatolt mikrohullám teljesítménye, $E_{||}$ és $E_{\perp}$ a szimulált elektron kezdeti mágneses indukcióvektorral párhuzamos és arra merőleges sebességkomponenséhez tartozó kinetikus energia, míg $T_{sim.}$ a szimulációs időt jelenti.

	$B_{hex.} (T)$	$P (W)$	<i>Elektronok száma (db)</i>	$E_{ }(eV)$	$E_{\perp}(eV)$	$T_{sim.}(ns)$
<i>Hideg e-szimuláció</i>	0,7	50	1×10^5	1-25	1-25	20
<i>Meleg e-szimuláció</i>	1,1	50	5×10^5	1-100	1-100	50

A kialakult elektronfelhőket energia szerint szűrtem, az 5.3. fejezetben részletezett módon (a hidegelektronok a 200 eV-nál kisebb energiájú, míg a meleg elektronok a 3 keV és 10 keV energiatartományba eső elektronokat jelentik). A mélyebb megértés érdekében a futási idő végén megmaradó elektronok hideg-elektron komponensét a láthatófény felvételekkel (6.1. ábra), míg a meleg-elektron komponensét a röntgenfelvételekkel (6.2. ábra) hasonlítottam össze.



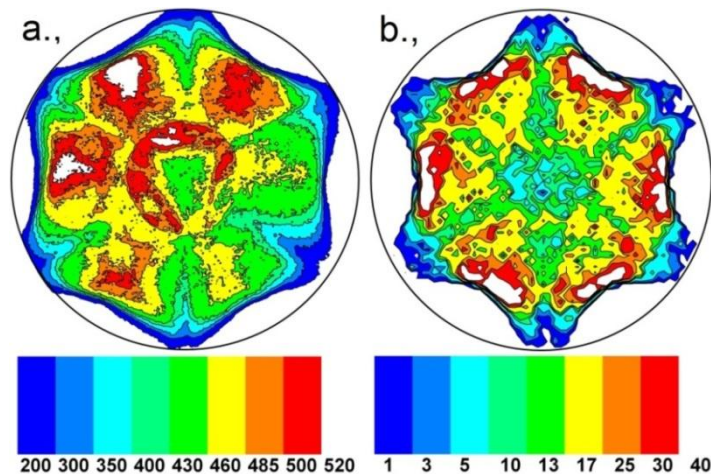
6.1. ábra Tipikus argon plazma fotó (a). Plazmaszimuláció elektronfelhőjének hideg-elektron komponense (b). A 14,3 GHz-hez tartozó rezonáns zóna körvonalát (RZ) piros színnel, míg a plazmakamra kontúráját fekete színnel ábrázoltam.



6.2. ábra Argon plazmáról röntgenkamerával készült felvétel (a). Az erősebb hexapól mágnes terében végzett szimuláció elektronfelhőjének meleg-elektron komponense (b).

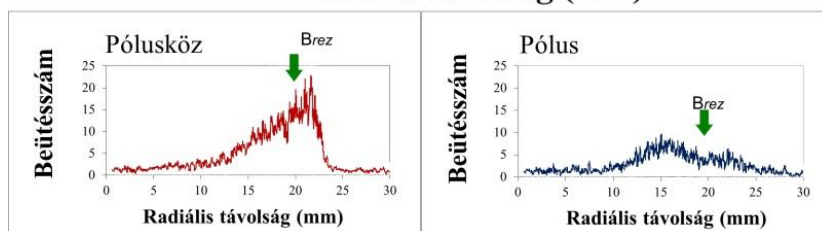
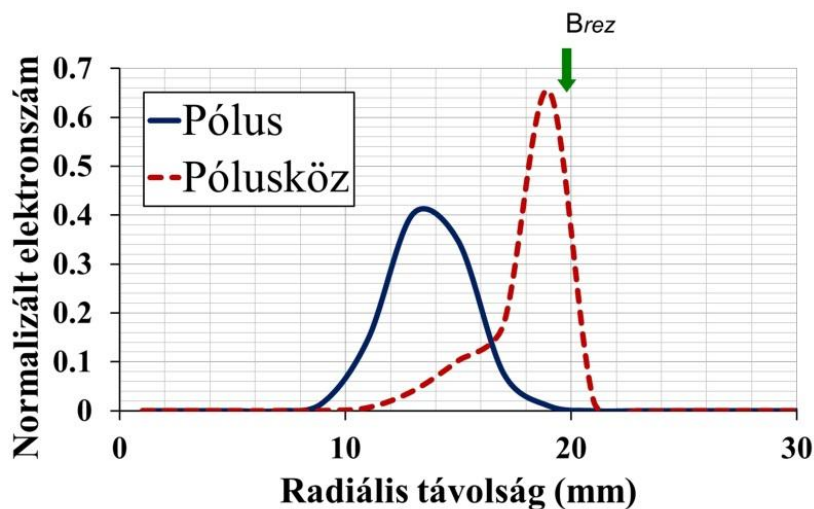
Az argon plazmáról készült röntgen- (6.2. ábra (a)) és láthatófény (6.1. ábra (a)) felvétel esetén a mikrohullámú teljesítmény 50 W volt. Az ionforrás beállítási paraméterei maximális Ar^+ analizált nyaláb eléréséhez lettek hangolva. Az 5.2. fejezetben leírtaknak megfelelően a röntgenképet az $\text{Ar K}\alpha$ karakterisztikus vonalára szűrtük, mely így reálisan mutatja az alacsonyan ionizált argon plazma térbeli eloszlását.

A felvételek és szimulációk pontosabb, számszerű összehasonlítása végett a hideg-elektronok és fényképek kétdimenziós hisztogramját (6.3. ábra), míg a röntgenfelvétel és meleg-elektronok (radiális) vonal menti eloszlását két kitüntetett azimutális irányban (pólus és pólusköz) (6.4. ábra) is ábrázoltam.



6.3. ábra A láthatófény tartományban készült felvétel pixeleinek (ADU értékeket feltüntető) (a) és a szimulált hideg-elektronok (b) kétdimenziós hisztogramja (a színskála mellett feltüntetett számértékek a 4 mm^2 -be (2 mm

x 2 mm) eső elektronok számát jelentik). A fényképen megfigyelhető aszimmetria a gázcső oldalpozíciójából fakad.



6.4. ábra A röntgenfelvétel (lent) és meleg-elektronok (fent) radiális vonal menti eloszlása két kitüntetett azimutális irányban (pólus és pólusköz).

Ezek alapján a megállapításaim a következők:

- A 6.1. és 6.2. ábrákat megvizsgálva jó általános egyezés tapasztalható a hideg-elektronok térbeli eloszlása és a láthatófény felvételek, valamint a meleg-elektronok és az ionfelhő térbeli eloszlása között.
- Annak ellenére, hogy a szimulált elektronok kezdeti pozíciója a rezonáns zónához kötődött, a hideg-elektron felhő és a láthatófény felvételek középső tartománya nincs kiüresedve, mint ahogy az megfigyelhető a meleg-elektronok és az ionfelhő esetén.
- Mind a hideg-elektronok eloszlásában, mind pedig a láthatófény felvétel esetén az azimutális szög függvényében a pólusoknál sűrűség minimum található (6.3. ábra).
- A láthatófény tartományban kibocsátott fotonok radiálisan kiterjedtebbek, mint a szimulált hideg-elektron felhő.

- e. Mind a meleg-elektronok helye, mind pedig az ionfelhő pólusköz pozícióban lokalizált.
- f. A röntgen fotonok által meghatározott ionfelhő nagyobb kiterjedésű, mint a szimulált elektronfelhő (6.4. ábra). Míg a szimulált meleg-elektronok sűrűségének maximuma a rezonáns zónán belülre esik, addig az ionfelhő maximuma azon kívülre.

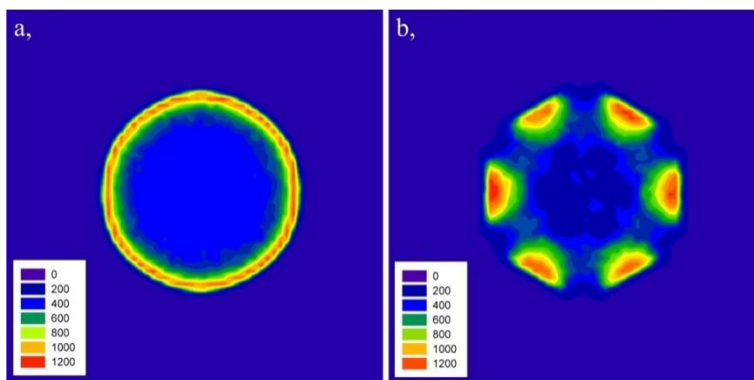
6.2. Az eredmények értelmezése

Ebben a fejezetben az összehasonlítás során tett megállapításaim, eredményeim (a-f) értelmezését, diszkusszióját ismertetem.

- a. Az általánosan tapasztalt jó egyezés a hideg-elektronok térbeli eloszlása és a plazmafotók illetve a meleg-elektronok és a röntgenfelvételek közt, az eltérő energiájú fotonok elektronütközések általi keltésének gerjesztési hatáskeresztmetszetével van kapcsolatban. Míg az argon $K\alpha$ sugárzás (~ 3 keV) keltéséhez szükséges elektron energia tipikusan a meleg elektron komponenshez kapcsolódik az ECR plazmában, addig a láthatófény fotonok keltésének hatáskeresztmetszete (az 5.1. fejezetben bemutatottaknak megfelelően) az 1-50 eV energiájú elektronok esetén maximális, mely tipikusan hideg-elektron tartomány.
- b. A jelenség magyarázata két okra vezethető vissza. A szimulációs munka során bemutattam, hogy a megmaradó elektronok tengely menti eloszlása erősen energiafüggő (5.32. ábra). A hideg-elektronok a plazmakamra teljes hosszában megtalálhatók. A nagy sűrűségű plazmát körülvevő főleg kis energiájú elektronok által dominált ritka burok axiális projekciója kitöltött plazmát eredményez hideg-elektron tartományban. Hasonló, de nem teljesen megegyező eredményre juthatunk egy másik, a fúziós fizikában jól ismert és alkalmazott gondolatmenettel, mely szerint a ponderomotoros potenciál, a plazma középső tartományába képes csapdázni a rezonáns zónához közeli, néhány tíz eV-os elektronokat.
- c. A pólusoknál az azimutális szög függvényében a részecskesűrűségben mutatkozó minimum az ECR ionforrás mágneses csapdájának erővonal-szerkezetéhez köthető. Ugyanis a pólusoknál az erővonalak merőlegesen a plazmakamra falára, mely mentén az elektronok, ha a sebességtérben a veszteségi kúpba esnek, elvesznek. Ezen vonal mentén legnagyobb az elektronok elveszési valószínűsége, ritkább elektronsűrűséget eredményezve. Ez a TrapCAD-del végzett

szimulációban is jól tetten érhető völgy formájában mutatható ki a fényképek intenzitásviszonyain.

- d. A láthatófény és hideg-elektronok közt radiális kiterjedésben mutatkozó eltérések részben magyarázhatók a plazmapotenciál jelenlétével, mellyel a TrapCAD program nem számol. A plazmapotenciál sebességtérben definiált veszteségi kúpra gyakorolt hatását bemutattam a 2.3.5. fejezetben. Ez lehetővé teszi olyan láthatófény gerjesztésekre képes, kis energiájú elektronoknak a csapdázását, melyek egyébként a veszteségi kúpra estek volna, megnövelve a plazma radiális kiterjedését. Másrészt a szimuláció során szabott erős kezdeti feltétel az elektronok kiindulási pozícióját illetően (élesen a RZ-ről lettek indítva) is részben eredményezheti ezt a hatást. Harmadrészt a láthatófény kibocsátásért felelős semleges illetve alacsony töltésállapotú ionkomponens térfogati kiterjedése a gyakori kölcsönhatásaik, (2.3.3. fejezet) ütközéseik révén is lehetséges.
- e. A meleg-elektronok és az ionfelhő sűrűsége pólusköz pozícióban maximális. A szimuláció során az elektronok kezdeti pozícióját a rezonáns zóna felületén egyenletesnek választottam. Ez összhangban van azzal a feltételezéssel, hogy az ütközések során keletkező termikus elektronok ehhez a felülethez közel keletkeznek. Az ellipszoidhoz hasonló alakú rezonáns zónán egyenletesen elhelyezett részecskék sűrűsége a rezonáns zóna közepén maximális. Ennek megfelelően axiális projekciójuk jó közelítéssel egy gyűrűszerű eloszlást mutat (6.5. ábra (a)). A nagy energiájú, meleg-elektronok (6.5. ábra (b)) erős csapdázottságának köszönhetően térben szorosan kötődnek kiindulási pozíciójukhoz. Ellenkező esetben a veszteségi kúpra kerülnének.



6.5. ábra A szimulált elektronok kezdeti pozíciójának axiális projekciója (a), illetve a szimuláció során meleg-elektron tartományba felgyorsított elektronok axiális projekciója (b). A színskálák mellett

feltüntetett számértékek a 4 mm^2 -be ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) eső elektronok számát jelentik.

Ezt kiegészítve azzal, hogy a töltött részecskék elveszése a falra merőleges erővonalak mentén történik, már magyarázza mind a meleg-elektronok, mind pedig az ionfelhő rezonáns zónához közeli pólusköz pozícióban való elhelyezkedését.

- f. A radiális kiterjedésben mutatkozó eltérések magyarázata a láthatófény és hideg-elektronok esetén kifejtett ionkomponens üközéseivel, az eltérő plazmakomponensek (ionok, elektronok) eltérő Larmor-sugarából valamint a fényemisszió és a szórás hatásaiból fakad. A Larmor-sugár a keV-es elektronok esetén a $0,1 \text{ mm}$ -es nagyságrendbe, míg ugyanez az érték a néhány 10 eV -os energiájú ionok esetén az 1 mm -es nagyságrendbe esik.

A 6.1. és 6.2. fejezetben bemutatott eredmények rövid összefoglalója.

A diagnosztikai módszerek (beleértve a plazma elektronkomponensének szimulációját is) eredményeinek összehasonlító elemzését végeztem. Jó általános egyezést tapasztaltam a hideg-elektronok térbeli eloszlása és a láthatófény felvételek, valamint a meleg-elektronok és az ionfelhő térbeli eloszlása között. A képeket, modellezéseket, az azok közti hasonlóságokat és különbségeket kvalitatív módon értelmeztem [p7].

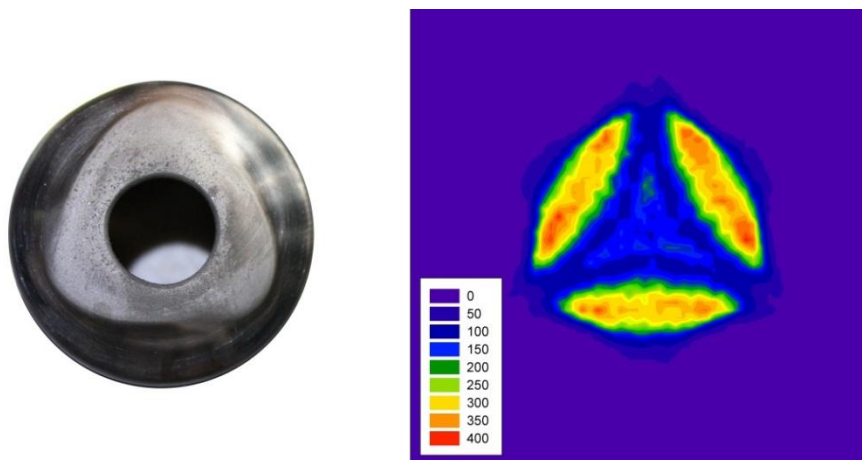
6.3. Kitekintés

Az összevetést követően, annak eredményeit felhasználva, újabb kutatások válnak megalapozottá. Az eredményeim, már jelen pillanatban is, két jól körvonalazható, hosszú távú kutatási témában közvetlenül hasznosulni látszanak.

Az első kutatási téma azon alapszik, hogy a szimulált meleg-elektronok térbeli eloszlása szoros összefüggésben van a plazmából kivont nyaláb forrásaként szolgáló ionfelhő térbeli eloszlásával. A forrásból kivont primer nyaláb (annak ellenére, hogy kivonása egy kör alakú diafragmán, plazmaelektródán keresztül történik) háromszög alakú (6.6. ábra (balra)).

A kiterjedt ECR plazma ionoptikai leképezésének szimulációja alapvető jelentőségű az ionforrás nyalábjának lehető legnagyobb hatásfokkal gyorsítóba való juttatásához. A kivonást modellező programok napjainkban eljutottak arra a szintre, hogy figyelembe tudják venni az ionfelhő sűrűségviszonyait [100].

Tervünk, hogy a TrapCAD program segítségével számolt meleg-elektronok sűrűségviszonyait bemeneti paraméterként használjuk ionkivonást szimuláló programokhoz.



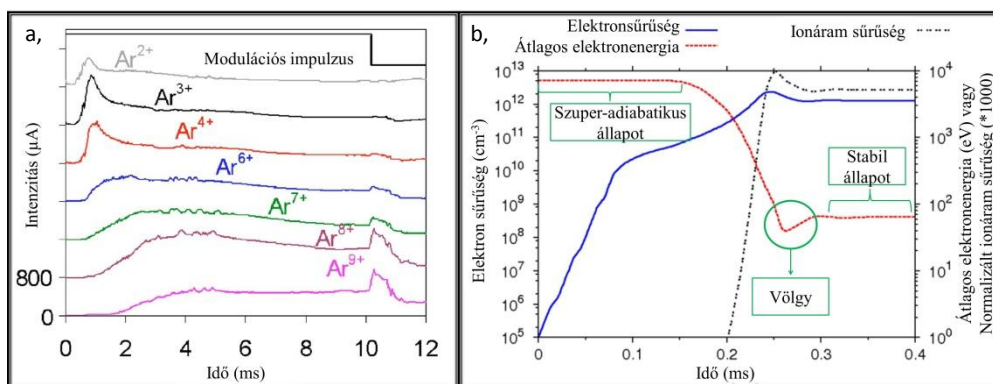
6.6. ábra Az ATOMKI ECRIS kivonóelektrodáján a primer nyaláb által okozott elszíneződés (balra) és a meleg-elektronok (ATOMKI ECRIS esetén számolt) kivonó oldali axiális projekciója (jobbra). A színskála mellett feltüntetett számértékek a 4 mm^2 -be ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) eső elektronok számát jelentik.

Ez az eljárás lehetőséget biztosítana arra, hogy például a plazmakamra tengelye mentén differenciáltan történjen a sűrűségviszonyok figyelembevétele. Példaként a 6.6. ábrán (jobbra) a kivonó oldal 1/3-ad részében elhelyezkedő meleg-elektronok axiális projekciója látható. A primer nyaláb által keltett folttal való hasonlósága (6.6. ábra (balra)) szembeűnő. A sűrűségviszonyok figyelembevételével pontosabb szimulációs, ionoptikai eredmények születhetnek a jövőben. Megvalósítása (nemzetközi együttműködésben), már részben elkezdődött egy EU FP-7-es pályázat (ENSAR/ARES) keretében, illetve folyamatban van ennek EU FP-8-as folytatása.

A második tervezett kutatási téma azon alapszik, hogy a láthatófény felvételek visszatükrözik a plazma hideg-elektron komponensét. A kutatás célja az elektron-ciklotronrezonanciás ionforrás plazmájának tér- és időbeli fejlődésének vizsgálata láthatófény tartományban.

Napjainkra a plazma stacionárius állapotának leírása az elméleti és kísérleti munkáknak köszönhetően többé-kevésbé tisztázott. Azonban a plazma időfüggő folyamatainak elemzése (a diagnosztikai eszközök fejlődésének is köszönhetően) a nemzetközi irodalomban egyre nagyobb szerepet kap. Az időbeli fejlődést vizsgáló kísérleteknek, alapvetési jelentőségükön túl, gyakorlati hasznuk is van. Az amplitúdó modulációs

módban üzemelő ionforrás plazmájában (3.1. fejezet) megfigyelhető kialvási tranziens (afterglow) közvetlen hatása a kivont ionnyalábra jól ismert és alkalmazott jelenség. Azonban a nemrégiben (2004) felfedezett begyújtási tranziens (preglow) - mely kedvező irányba befolyásolja az alacsony töltésállapotú ionok keletkezését - teljes kísérleti vizsgálata és pontos elméleti leírása még várat magára. Felfedezését követően egyből felvetődtek változatos alkalmazási lehetőségei, ugyanis a tranziens biztosította gyors és hatásos ionizáció nagyenergiára gyorsított, gyorsan bomló radioaktív nyalábok esetén kiemelten fontos.



6.7. ábra Amplitúdó moduláció hatására megjelenő begyújtási és kialvási tranziensek (a) [37]. Az elméleti leírások által megjósolt elektronsűrűség, átlagos energia és ionáram sűrűség időbeli fejlődése (b) [68].

Az elméleti modell alapján a plazmából kivont ionáram intenzitásában megfigyelhető preglow csúcs akkor alakul ki, mikor a kezdeti szakaszban a nagy átlagos elektron energia jellemezte szuper-adiabatikus elektron energia eloszlás átfordul Maxwell-típusúba. A tranzienskor az elektronok energia-sűrűségfüggvényében elméletileg megjósolt völgy nagy számban keletkező hideg-elektronokat feltételez (6.7. ábra). Elképzelésünk szerint egy napjainkban már kereskedelmi forgalomban beszerezhető, milliszekundumos vagy azt is meghaladó időbeli feloldású gyorskamera segítségével impulzus módban üzemeltetett plazma hideg-elektronjainak idő- és térbeli fejlődésének vizsgálatával, kimutatható és lokalizálható lenne egy az elméletek által a tranziens következtében az elektronok átlagos energiájának időbeli fejlődésében megjósolt völgy. Ezáltal kísérletileg új módszerrel tanulmányozhatjuk az ECR plazmák időbeli fejlődését, megerősítve a korábbi elméletek helyességét, vagy segítve azok továbbfejlesztését.

A vázolt kutatási téma megvalósítását hazai tudományos (például OTKA) támogatások elnyerésével tervezzük. A kísérlet elvégzése és eredményeinek kiértékelése egy következő PhD dolgozat alapja lehet.

7. Fejezet

Összefoglalás

7.1. Összefoglalás

A doktori értekezésemben ismertetett kutatómunkámat a Magyar Tudományos Akadémia (MTA) Atommagkutató Intézetben (ATOMKI) üzemelő, Magyarországon egyedülálló ECR (elektron-ciklotronrezonanciás) ionforrás (ECRIS) laboratóriumban, az ECR kutatócsoport tagjaként végeztem. Az ionforrásban mágnesekkel biztosítjuk a plazma részecskéinek csapdázását, elektronkomponensének fűtése a kívülről becsatolt GHz-es frekvenciájú mikrohullámú sugárzással történik.

Az ATOMKI ECRIS egy modularitásának és függetlenségének köszönhetően rendkívül változatos alkalmazási lehetőségekkel bíró ion- és plazmaforrás. Mint ilyen, kiváló lehetőséget biztosít plazmafizikai, anyagtudományi és kisenergiás atomfizikai kutatások elvégzésére. Így tehát a berendezés nem csak kutatásaink eszköze, hanem tárgya is.

A munkám két jól elkülöníthető és mégis szorosan összefüggő csoportba sorolható. Az első rész a szokványos üzemmódoktól merőben eltérő, a forrás technikai módosítását igénylő nyaláb- és műszaki fejlesztés. A másik pedig az ionforrás plazmájának, a lejátszódó folyamatok mechanizmusának mélyebb megértését célzó plazmafizikai kutatások. Ebben a fejezetben a két területen elért eredményeimet foglalom össze röviden.

1. Ionnyaláb- és műszaki fejlesztés

Az atomfizikai és anyagtudományi kísérletek által megkövetelt kis energiájú különleges ionnyalábok biztosítása kihívást jelentő feladat. A molekula- és negatív ionnyalábok, a magas olvadáspontú szilárd halmazállapotú anyagokból történő plazma és nyaláb előállítása a legtöbb esetben speciális ionforrást vagy legalábbis speciális eszköztárat igényelnek.

Munkám során megmutattam, hogy egy nagyfeszültségű ionok előállítására tervezett ECR ionforrás segítségével jelentős nyalábintenzitással lehetséges (néhány esetben mA tartományba eső) egyszerűen töltött H_2^+ , H_3^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , O_2^+ molekula ionnyaláb, μA tartományba eső H^- , O^- , OH^- , O_2^- , és nA nagyságrendű C^- , és C_{60}^- ionnyaláb létrehozása. A nyalábok

előállításakor a mikrohullám becsatolása két különböző frekvencia egyidejű alkalmazásával történt. Az optimálisnak mutató beállítások paraméterei mellett az egyik frekvencia esetén nem alakult ki zárt rezonáns zóna. Így az eredményeket egy szokatlan, mégis stabilitás tekintetében kiemelkedő, és az egyfrekvenciás üzemmódhoz képest 10 %-kal nagyobb nyalábintenzitást jelentő, hibrid multicusp és ECR üzemállapot alkalmazásával értem el. A negatív ionok ECR ionforrásban való képződésének plazmafizikai vizsgálatát úgynevezett kettős üzemmódban végeztem. A negatív ionképződésre optimalizált plazmák beállítási paraméterei mellett a plazma pozitív komponensét is feltártam. Meghatároztam azok százalékos összetételét. Szoros, lineáris korrelációt találtam az adott negatív ionkomponensből elért maximális nyalábsűrűség és a plazmáját jellemző százalékos összetétel között. Ezáltal bebizonyosodott, hogy bár az ECR ionforrás nem negatív ionok előállítására lett megalkotva, mégis jól optimalizálható az egyes negatív komponensekre. Másrészt H^- ionnyaláb intenzitásának egy nagyságrenddel való növekedését tapasztaltam oxigén segédgáz alkalmazásakor, melyet kvalitatív módon, a keverés hatására fellépő H^- képződési csatornák számának növekedésével magyaráztam.

Speciális porlasztós technikával, számottevő átalakítások nélkül arany- és kalcium-nyalábokkal növeltem az ionforrás ionválasztékát. Ezzel megteremtettem a napjainkban folyamatosan növekvő jelentőségű biokompatibilis ionnyalábokkal módosított, funkcionális felületek egészségügyi és technikai alkalmazásokkal kecsegtető alap kutatások lehetőségét az ATOMKI-ban.

Az ATOMKI ECR ionforrás tartalék alkatrészeinek felhasználásával megépítettünk egy elektromágneses tekercset és kivonó rendszert nem tartalmazó kisméretű, asztali ECR plazmaforrást. A különböző plazmafizikai kísérletek előkészítésén túl a berendezés oktatási és demonstrációs feladatok ellátására is kiválóan alkalmas.

2. Plazmadiagnosztikai vizsgálatok

A dolgozatban bemutattam a plazmadiagnosztikai vizsgálataim új tudományos eredményeit is. Az ECR ionforrások fejlesztésének világszerte elsődleges célja a lehető legnagyobb töltésállapotú és intenzitású ionnyaláb előállítása, utógyorsítóba való juttatása. A cél elérése a plazmában lejátszódó folyamatok minél pontosabb leírását és feltárását végző plazmadiagnosztikai vizsgálatokon keresztül lehetséges. Globális diagnosztikai módszerekkel a plazmában lejátszódó folyamatok (elektron-atom, elektron-ion, ion-atom, ion-ion ütközések) következtében igen széles energiasávban (infravörös, láthatófény, ultraibolya és röntgen) kibocsátott elektromágneses sugárzások detektálásával vizsgáltam a plazmát. Majd azok eredményeinek és a

mindenkori ECR csoport által korábban kifejlesztett TrapCAD szimulációs program nyújtotta plazma-elektronok tér- és sűrűség eloszlásának összehasonlító elemzését végeztem.

Eleddig egyedülálló módon, a kísérletek idején korszerű digitális fényképezőgépet, mint detektort alkalmaztam a plazma szisztematikus vizsgálatára. A plazma elektromágneses spektrum láthatófény tartományában adott válaszát az olyan alapvetőnek számító beállítási paraméterek hatására, mint a gáznyomás, gázösszetétel, axiális mágneses tér erőssége, mikrohullám teljesítménye és frekvenciája, a képekhez tartozó intenzitás értékek alapján tanulmányoztam. A hiánypótló mérésorozatot elvégzésén túl megfigyeltem egy az ionforrások frekvenciaválasztásának és finomhangolásának fontosságát kiemelő jelenséget. A csőtápvonalban jelentkező parazita kisülést a külső rezonáns ponttal magyaráztam.

Megmutattam a homogén gerjesztésekhez tartozó, normalizált és alapszínekre szétválasztott elméleti spektrumvonalak egyezőségét az emberi szem, illetve a fényképezőgép által érzékelt spektrális információkkal.

Kidolgoztam és alkalmaztam egy eljárást, melynek segítségével képesek vagyunk visszaadni a plazma háromdimenziós szerkezetét jól meghatározott optikai feltételek mellett készült kétdimenziós fényképek segítségével.

Bekapcsolódtam az ATOMKI ECR csoport a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékével és a NIST (National Institute of Standards and Technology) intézettel együttműködésben, 2002/2003-ban az ionforrás plazmáiról lyuk (pinhole) röntgenkamerával készített felvételek kiértékelési fázisába. Az eredmények segítségével alacsonyán ionizált argon plazma kétdimenziós képét, sűrűségviszonyait határoztuk meg.

A fejlesztéseink következtében a rezonáns zóna felületéről egyenletesebben induló elektronok szimulációját végeztem a TrapCAD program segítségével. A plazmák (szimulált) megmaradó elektronkomponensét önkényesen, de az ECR ionforrások fejlesztésével és vizsgálatával foglalkozó kutatócsoportok konszenzusa alapján, négy csoportra osztottam. A hideg-elektronokra (cold), melyeknek energiája kevesebb, mint 200 eV, energiájuk nem, vagy csak kis mértékben változott meg a mikrohullámmal való kölcsönhatásuk során. Az úgynevezett átmeneti energiájú elektronokra (intermediate), melyeknek az energiája 200 eV és 3 keV közé esik. Az atomok ionizációjáért és az ionok további ionizációjáért felelős meleg-elektronokra (warm), illetve azokra a forrónak nevezett elektronokra, melyek energiája már meghaladja azt a szintet, mely a hatékony ionizációhoz szükséges (hot), és előbb vagy utóbb elvesznek a plazmakamra falán. Az egyes komponensek szerint szűrt elektronok térbeli eloszlásának vizsgálatával megállapítottam, hogy az elektronok a rezonáns zóna által meghatározott nagy sűrűségű plazmára és az ezt körülvevő főleg kis

energiájú elektronok által dominált ritka burokra válnak szét. Ezen megfigyelésem jó egyezést mutat eltérő szimulációs módszerrel számolt és publikált eredményekkel [99].

A diagnosztikai módszerek eredményeinek összehasonlító elemzésével jó általános egyezést tapasztaltam a hideg-elektronok térbeli eloszlása és a láthatófény felvételek, valamint a meleg-elektronok és az ionfelhő térbeli eloszlása között. A képek és modellezések közti hasonlóságokat és különbségeket kvalitatív módon magyaráztam. Az összehasonlító elemzésünket is tartalmazó publikációnkat [p7] 2011 áprilisában a hónap cikkének választották az ATOMKI-ban. (Az újság szerkesztőségétől kapott információk alapján cikkünket a megjelenést követő első két hónapban több mint 250-szer töltötték le. Összehasonlításképpen: az IOP (Institute Of Physics) folyóiratok mindösszesen 10%-a ért el legalább 250 letöltést 2011 első negyedévében.) Az eredmények felhasználásával újabb kutatások válnak megalapozottá. Bemutattam két hosszú távú kutatási témát, melyekben az említett eredmények közvetlen módon hasznosulni látszanak. Kihasnálva, hogy a szimulált meleg-elektronok térbeli eloszlása szoros összefüggésben van az ionfelhő térbeli eloszlásával, a TrapCAD elektronszimulációs program bemeneti sűrűségparaméterekkel szolgálhat, a napjainkban már ezzel számolni képes, ionok kivonását szimuláló programok számára.

Másrészt, a hideg-elektronok és láthatófény felvételek között kimutatott korreláció (a gyorskamerák egyre fejlettebb kivitelezésének köszönhetően) a plazmák hideg-elektronkomponensének a tér- és időbeli fejlődésének vizsgálatához teremt alapot láthatófény tartományban. Az ECR plazmafizikában napjainkban intenzíven kutatott begyűjtési tranziens (preglow) eleddig még nem tanulmányozott aspektusának vizsgálatát teszi lehetővé.

Kutatómunkám legközvetlenebb módon a nagyenergiájú részecskegyorsítók nehézion nyalábjait legtöbb esetben szolgáltató ECR ionforrások fejlődését és a hozzá kapcsolódó elméletek pontosítását szolgálja. Mindazonáltal a plazmafizikai kutatások (a plazma és viselkedésének vizsgálatai) nagy jelentőséggel bírnak az olyan általános emberi jólétet érintő kérdésekben is, mint a plazma ipari és orvosi alkalmazásai (félvezető ipar, felületmódosítás, sterilizálás, stb), valamint a fúziós kutatások. Így minden újonnan megszerzett információ a plazmát illetően nagymértékben segítheti az említett területek törekvéseit is.

7.2 Summary

In my thesis I have presented research works and studies connected to the ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) laboratory in Hungary. ECR ion sources (ECRIS) in most cases inject highly charged ion beams into an accelerator (cyclotron or synchrotron). The plasma is heated up by the externally coupled high-power microwave in the 2-20 GHz region and is confined by magnetic trap. In the Institute for Nuclear Research (ATOMKI) the ECR ion source operates as an independent device to produce variously charged plasmas for plasma physics research and to deliver low energy ion beams directly onto a target for material science and for low energy atomic physics research. This independence opens the possibility to carry out otherwise effortful measurements and developments. According to this point of view the ATOMKI ECRIS is highly suitable to be investigated and to tend on research projects at the same time.

My thesis work can be divided into two different but strongly related parts. I shortly summarize them in two sections.

The first one corresponds to the continuous necessity to produce non-standard ion beams for the atomic physicist and material physicist users of the ion source. In the frame of the beam development research molecular, negative and metallic (gold and calcium) ion beams were produced by the ATOMKI ECRIS without any major modification of the source. Furthermore a second compact ECR plasma device was built and is shortly introduced in the first section of this summary.

In the second section I will summarize my research activities in the field of plasma diagnostic research. The obtained results have significant importance mainly in the field of ion sources and accelerators. But the plasma physics itself plays an important role in the generally momentous fields of life as well like the controlled fusion, the industry (semiconductor processing, materials modifications and synthesis) and medical applications (biomedicine, surface treatment, plasma sterilization) and other purposes. Any new information on the plasma itself may help to reach the final goal of these efforts.

1. Technical and ion beam developments

a. Molecular and negative ion beam production

Molecular and negative ion beams, usually produced in special ion sources, play an increasingly important role in fundamental and applied atomic

physics. In my thesis work, H^- , O^- , OH^- , O_2^- , C^- , C_{60}^- negative ions and H_2^+ , H_3^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , O_2^+ positive molecular ions were generated in the ATOMKI ECRIS. Without any major modification on the source and without any commonly applied tricks (such as usage of cesium or magnetic filter), negative ion beams of several μA and positive molecular ion beams in the mA range were successfully obtained. During this experiment one of the characteristic features of our source was utilized. The plasma heating can regularly be carried out by two different microwave sources simultaneously. This method ensured higher plasma and current stability, and typically a 10-20% higher ion current. During the experiment two different amplifiers operated at an exact 14.3 GHz and 9.3 GHz frequency. In some cases the minimum of the optimized axial magnetic field function was higher than the required resonant field value for 9.3 GHz. This phenomenon was observed at oxygen-related negative beams and for the molecular ion beam production. It refers to a hybrid, namely a 14.3 GHz ECR and simultaneous 9.3 GHz multicusp, operation mode.

In the course of the negative ion experiment dual operation mode was applied. The polarities of the ion source terminal voltage, the Einzel-lens voltage and the bending magnet field were changed. This way, exactly the same plasmas were generated in normal operation mode, optimized before for one of the negative ion species. By analyzing the double spectra estimations could be made for composition of the positive and negative ions in the plasmas. A strong linear correlation was found between percentages of the cumulative negative component of the plasma and the measured Faraday cup (FC) currents for each beam. The larger this percentage the higher the FC-current was detected.

It was clearly proved that various requirements for low energy atomic physics measurements with those beams can be fulfilled easily by our standard ECRIS without any time-consuming, major modification on the source.

b. Metallic ion beam production for materials science

Surface modification by highly charged heavy ions plays an increasingly important role since functionalization of surfaces and layers at micro- and nano scale can be biologically useful for the titanium and for other implants. In the confines of my thesis techniques and methods were developed to produce highly charged ion beams from solid materials. In the frame work of my thesis Calcium and Gold ion beams obtained in μA current range were obtained by a special sputtering technique.

Instead of the normal operation mode (without a biased disc) a movable sample holder was mounted on the axis of the plasma chamber, sputtered by the plasma ions and ionized by ECR process. This sample holder designed by the ATOMKI ECR group is equipped with a thermocouple, allowing the measurement at the temperature of the sample during the operation.

Our work proved that ion beams based on this sputtering technique have long term stability (for more than 20 hours irradiation time) providing good quality of highly charged Ca and Au ion beams.

c. ECR Table-top Plasma Generator

A simple ECR plasma device was built in our lab using the “spare parts” of the ATOMKI ECR ion source. We call it “ECR Table-top Plasma Generator”. It consists of a relatively large plasma chamber in a thin NdFeB hexapole magnet with independent vacuum and gas dosing systems. For microwave coupling two low power amplifiers can be applied individually or simultaneously, operating in the 6-18 GHz range. There is no axial magnetic field and there is no extraction.

The intended fields of usage of the plasma generator are:

- A simple, cheap and safe educational working place for students.
- To prepare, to practice or to test measurements with electrostatic movable Langmuir probes.
- To prepare, to practice or to test plasma diagnostic measurements in the visible light and X-ray ranges using cameras and spectrometers.
- To cover and/or to modify solid surfaces with plasma particles.
- To test and practice special microwave modes (pulsed power, frequency sweeper, double frequency etc.).

2. Plasma diagnostic research

ECR plasmas can experimentally be investigated based on the fact that they emit radiation in the infrared (IR), visible light (VL), ultraviolet (UV), and X-ray (XR) regions of the electromagnetic spectrum. Such kinds of techniques are called global diagnostics methods. The measurements and the analysis of photos and spectra taken in any of these regions are usually affordable tasks. The non-destructive nature of this method, however, is certainly an advantage. The drawback is that the recorded information always corresponds to integration over the whole plasma volume. However, previous VL, UV, and XR imaging works and plasma modeling studies have shown that spatial imaging in any region gives important and new insight into the

plasma structure and properties of the ECR plasma as well as the processes that create the radiation.

I presented high resolution VL photographs taken of the ECR plasma. Systematic study of such plasma photos has been carried out, to our knowledge uniquely in the field of ECR plasma diagnostic research. The effect of essential setting parameters like gas pressure, gas composition, magnetic field, microwave power and microwave frequency to the shape, color, and structure of the plasma were studied and recorded. Numerical information on the photographs was achieved using the ADU (Analogue to Digital Unit) values of the pixels.

Beyond the unique nature of these data, a technically important phenomenon was observed during the measurements of the frequency dependence. It was found that in the 11.2 – 12.3 GHz frequency interval at first the plasma becomes unstable then blows out. This observation can be explained by the existing external resonant point appearing at the waveguide. This observation underlines the importance of the fine tuning of the frequency of the ion sources.

The partly integrated spectral information hidden at the RGB (Red, Green, Blue) values of the photographs taken of different gas plasmas were analyzed and compared to the theoretical spectral lines. Through the examples of He and Xe the physical processes which effect on the characteristic colors of these plasmas were analyzed. All the spectra lines at a given gas plasma were normalized by the efficiency function of the human eye (the sensor). They were decomposed to the primary colors (Red, Green, and Blue) and numerically compared to the photographs. Good agreement was found between the RGB values of the decomposed normalized spectrum lines and of the photos and also between the calculated normalized color and the real color of the plasmas.

The traditional visible light photos show the axial projection or integration of the ECR plasma in 2D but actually they contain some information to build low resolution 3D pictures of the plasma. A method was worked out to get as much axial spatial information as possible. According to elementary optical calculation long focal distance, low iris value and very close object distance was applied to take photographs of the plasma of the table-top plasma generator. The settings result in very low DOF (Depth of Field) value. Due to these setting around 1 cm thick slices of the plasma at the given object distance was reached using intensity filtering in the low intensity range.

I joined to the evaluation of the data taken at a very successful measurement at the ATOMKI in 2002/2003. A large number of X-ray photos have been made and the analysis of the data is partly still in progress. Spatial distribution of the Argon ion cloud was given and used for comparison.

The spatial and energy density distribution of the non-lost electrons in the magnetic trap of the ATOMKI-ECRIS were calculated. TrapCAD code was used within a timescale such that the particle–particle interactions are neglected. A high number of independent electrons are energized by stochastic resonance heating process. All the initial particles were located at the resonance surface. The electron component of the plasma was grouped into sub-populations: cold electrons ($E < 200$ eV), intermediate electrons ($200 \text{ eV} < E < 3 \text{ keV}$), warm electrons ($3 \text{ keV} < E < 10 \text{ keV}$) and hot electrons ($E > 10 \text{ keV}$). Due to the simulation density of the hot electrons outside the resonant zone are more than 3 orders of magnitude less than near the resonant zone. For all energy components a general conclusion was made: the electrons separate into a high density inner plasma (developed by the resonant zone) surrounded by a lower density halo.

Due to our visible light, X-ray and simulation studies comparison was made between the plasma photos and computer simulations and consequences were drawn to the cold and warm electron components of the plasma. The warm electron component was compared with X-ray distributions emitted by plasma ions and the cold electron component was compared with VL photograph. While the simulations are in good agreement with the two groups of the photos, a significant difference was found between the spatial distribution of the cold and warm electrons. The article including the comparative study [p7] was chosen as the Paper of the Month in the ATOMKI (April 2011). And according to the information from the editorial board, this article has been downloaded 250 times in the first two months. To put this into context, across all IOP (Institute of Physics) journals 10% of articles were accessed over 250 times in the first quarter of 2011.

At the end of my thesis I showed that using the results of these studies two long-term research projects can be suggested. One of them comes from the statement that the spatial distribution of the ion cloud corresponds to the spatial distribution of the warm electrons. Nowadays the extraction simulation codes can include the initial position of the extracted ion cloud to be extracted. Since the realistic simulation of the ions of the plasma is much more difficult than the electron simulation, the density distribution of the energy filtered warm electrons (simulated by e.g. TrapCAD) can be used as input parameter for the ions extraction simulations.

Since our study showed that the cold electron component corresponds to the visible light photographs, further plasma diagnostic (plasma transient) research is suggested. Recently, during the microwave power pulse application a new plasma regime was observed in France [37]: an unexpected transient ion current peak was observed at the very beginning of the gas breakdown. This phenomenon is named preglow. Preglow was observed for low and medium charge state ions on a time scale lower than 1 ms. Just after

the discovery of this transient, it was immediately introduced as one of the best candidate for the CERN Beta-Beam project, holding forth fast and effective ionization. According to the theoretical background of this transient detailed diagnostic of the preglow could be done taking 1 ms or lower temporally resolved VL photographs.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton köszönöm mindenkinek, aki közreműködésével bármilyen módon hozzájárult dolgozatom és a benne foglalt eredmények megszületéséhez.

Külön köszönöm témavezetőmnek, Dr. Biri Sándornak, aki témavezetésével, iránymutatásával, tanácsaival, mentori hozzáállásával mindvégig segítette és támogatta munkámat.

Köszönöm prof. Dr. Pálincás Józsefnek, hogy támogatta munkámat.

Köszönöm a kutatásaim során született cikkek társszerzőinek a közös munkát. Kiemelkedő szakembereket ismerhettem meg személyükben.

Köszönettel tartozom Dr. Raics Péternek és Dr. Kövér Lászlónak, akik értékes javaslataikkal segítették, hogy dolgozatom elnyerhesse végső formáját.

Nem utolsósorban hálás vagyok családomnak, akik a nehezebb periódusokban is megértő és elnéző mosolyukkal biztosítottak stabil és szerető háttérrel munkámhoz.

Értő kezek vezettek utamon.

A kutatások elvégzését, a dolgozat megírását és a benne foglalt eredmények elérését a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0024 számú és a TÁMOP-4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0036 számú projektek támogatták. A projektek az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósultak meg.

Az értekezés alapjául szolgáló közlemények

p1. R. Rácz, S. Biri, Z. Juhász, B. Sulik and J. Pálincás, *Molecular and negative ion production by a standard electron cyclotron resonance ion source*, Review of Scientific Instruments 83 (2012) 02A313 (3pp).

A folyóirat impakt faktora **1.367**.

p2. S. Biri, R. Rácz and J. Pálincás, *Status and special features of the Atomki ECR ion source*, Review of Scientific Instruments 83 (2012) 02A341 (3pp).

A folyóirat impakt faktora **1.367**.

p3. R. Rácz, S. Biri and J. Pálincás, *Electron cyclotron resonance plasma photos*, Review of Scientific Instruments 81 (2010) 02B708 (3pp).

A folyóirat impakt faktora **1.598**.

p4. R. Rácz, S. Biri and J. Pálincás, *Visible light emission of Electron Cyclotron Resonance plasmas*, IEEE Transactions on Plasma Science 39/11 (2011) 2462-2463.

A folyóirat impakt faktora **1.174**.

p5. S. Biri, E. Takács, R. Rácz, L. T. Hudson and J. Pálincás, *Pinhole X-Ray camera photographs of an ECR Ion Source plasma*, IEEE Transactions on Plasma Science 39/11 (2011) 2494-2495.

A folyóirat impakt faktora **1.174**.

p6. S. Biri, R. Rácz, J. Imrek, A. Derzsi, Zs. Lécz, *Imaging of ECR plasma by computer simulation*, IEEE Transactions on Plasma Science 39/11 (2011) 2474-2475.

A folyóirat impakt faktora **1.174**.

p7. R. Rácz, S. Biri and J. Pálincás, *ECR plasma photographs as a plasma diagnostic*, Plasma Sources Science and Technology 20 (2011) 025002 (7pp).

A folyóirat impakt faktora **2.521**.

p8. R. Rácz, S. Biri, J. Pálincás, *An ECR table plasma generator*, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Source, ECRIS 10. Grenoble, France, 23-26 Aug., 2010. (www.jacow.org) 0 (2011) 124-126.

p9. S. Biri, R. Rácz, and J. Pálincás, *Studies of the ECR plasma in the visible light range*, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Source. ECRIS'10. Grenoble, France, 23-26 Aug., 2010. (www.jacow.org) 0 (2011) 168-170.

p10. S. Biri, R. Rácz, Z. Perduk, I. Vajda and J. Pálincás, *Recent developments and electron density simulations at the ATOMKI 14.5 GHz ECRIS*, Proceedings of the 20th International Workshop on ECR Ion Source.

ECRIS'12, Sydney, Australia 25-28 Sept. 2012. Online publikálása a www.jacow.org honlapon folyamatosan.

p11. R. Rácz, S. Biri, I. Csarnovich, S. Kökényesi, *Gold and calcium ion beams for materials research by the Atomki ECR Ion Source*, Acta Physica Debrecina 46 (2012) 133-141.

p12. R. Rácz, *Frequency dependence of the ECR plasma*, Acta Physica Debrecina 44 (2010) 108-117.

p13. R. Rácz, *Color of the ECR plasma*, Acta Physica Debrecina 45 (2011) 250-257.

Egyéb referált közlemények

p14. Z. Juhász, B. Sulik, **R. Rácz**, S. Biri, R. J. Berezsky, K. Tőkési, Á. Kövér, J. Pálinkás and N. Stolterfoht, *Ion guiding accompanied by formation of neutrals in polyethylene terephthalate polymer nanocapillaries: Further insight into a self-organizing process*, Physical Review A 82 (2010) 062903 (7pp).

A folyóirat impakt faktora **2.861**

p15. T. Asaji, T. Uchida, H. Minezaki, K. Oshima, **R. Rácz**, M. Muramatsu, S. Biri, A. Kitagawa, Y. Kato and Y. Yoshida, *Effect of pulse-modulated microwaves on fullerene ion production with electron cyclotron resonance ion source*, Review of Scientific Instruments 83 (2012) 02A303 (3pp).

A folyóirat impakt faktora **1.367**.

p16. T. Uchida, H. Minezaki, K. Oshima, **R. Rácz**, M. Muramatsu, T. Asaji, A. Kitagawa, Y. Kato, S. Biri and Y. Yoshida, *Study on the beam transport from the Bio-Nano ECRIS*, Review of Scientific Instruments 83 (2012) 02A713 (3pp).

A folyóirat impakt faktora **1.367**.

p17. Z. Juhász, S. T. S. Kovács, P. Herczku, **R. Rácz**, S. Biri, I. Rajta, G. A. B. Gál, S. Z. Szilasi, J. Pálinkás and B. Sulik, *Ion-guiding and blocking of ion transmission in dense polycarbonate nanocapillary arrays at 3 keV Ar⁷⁺ impact*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 279 (2012) 177-181.

A folyóirat impakt faktora **1.211**

18. H. Minezaki, K. Oshima, T. Uchida, T. Mizuki, **R. Rácz**, M. Muramatsu, T. Asaji, A. Kitagawa, Y. Kato, S. Biri, Y. Yoshida, *Synthesis of Fe-C60 complex by ion irradiation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B **310** (2013) 18-22.

A folyóirat impakt faktora **1.266**

Irodalomjegyzék

- [1] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996
- [2] B. Wolf, *Handbook of ion sources*, CRC Press, New York, 1995
- [3] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, Wiley-VCH Verlag GmbH & KGaA, Weinheim, 2004
- [4] H. Zhang, *Ion Sources*, Science Press, Beijing and Springer-Verlag, Berlin, 1999
- [5] S. Biri, *Gyorsítóberendezések nehézionforrásai*, Az atomenergia- és magkutató újabb eredményei, Szerk.: E. Koltay, Akadémiai Kiadó, Budapest, **10** (1993) 137
- [6] S. Bliani, R. Geller, W. Hess, B. Jacquot and C. Jacquot, *A High Intensity E.C.R. Stripped Ion Source* IEEE Transaction on Nuclear Science **19** (1972) 200 - 203.
- [7] F. Jaeger, A. J. Lichtenberg and M. A. Lieberm, *Theory of electron cyclotron resonance heating. I. Short time and adiabatic effects*, Plasma Physics **14** (1972) 1073-1100.
- [8] P. Briand, R. Geller, B. Jacquot and C. Jacquot, *Nouvelle source d'ions multicharges a hautes performances*, Nuclear Instruments and Methods **131** (1975) 407 – 409.
- [9] F. Bourg, R. Geller, B. Jacquot and M. Pontonier, Proceedings of the 4th International Workshop on ECR Ion Sources and Related Topics (1982)
- [10] R. Geller, F. Boug, P. Brian, J. Debernardi, M. Delaunay, B. Jacquot, P. Ludwig, T. Pauthenet, M. Pontonnier and P. Sortais, Proceedings of the International Conference on ECR Ion Sources and Their Applications, **MSUCP-47** (1987) 17.
- [11] B. Jacquot, F. Bourg, R. Geller, Nuclear Instruments and Methods **A 245** (1987) 13.
- [12] S. Gammino, G. Ciavola, *The contribution of the INFN-LNS to the development of electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments **71/2** (2000) 631 – 636.
- [13] K. Tetsuro, T. Nakagawa, T. Kawaguchi, S.M. Lee, *Design of electron cyclotron resonance ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coils*, Review of Scientific Instruments **71/2** (2000) 909 – 911.
- [14] M. Leitner, C. M. Lyneis, D. C. Wutte, C. E. Taylor and S. R. Abbott, *Construction of the Superconducting ECR Ion Source Venus*, Physica Scripta **T92** (2001) 171 – 173.
- [15] G. Machicoane, M. Doleans, O. Kester, E. Pozdeyev, T. Ropponen, L. Sun, E. Tanke, X. Wu, D. Leitner, *ECR Ion Source for the Facility for Rare*

Isotope Beams (FRIB) Project at Michigan State University, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Sources 2010, Grenoble, France (2010) 14 - 16.

[16] C. Lyneis, P. Ferracin, S. Caspi, A. Hodgkinson and G. L. Sabbi, *Concept for a fourth generation electron cyclotron resonance ion source*, Review of Scientific Instruments **83** (2012) 02A301

[17] K. Halbach, *Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material*, Nuclear Instruments and Methods **169** (1980) 1-10.

[18] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics Publishing, London, 1995

[19] A. Müller, E. Salzborn, R. Frodi, R. Becker, H. Klein and H. Winter, *Absolute ionisation cross sections for electrons incident on O^+ , Ne^+ , Xe^+ and Ar^{i+} ($i=1,...,5$) ions*, J. Phys. **B 19** (1980) 1877

[20] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Section and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*, Zeitschrift für Physik **216** (1968) 241 – 247

[21] O. Tarvainen, *Doctor Thesis*, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland, 2005

[22] A. G. Drentje, *Techniques and Mechanisms Applied in Electron Cyclotron Resonance Sources for Highly Charged Ions*, Review of Scientific Instruments, **74/5** (2003) 2631

[23] G. Douysset, H. Khodja, A. Girard and J. P. Briand, *Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source*, Physical Review E **61** (2000) 3015 – 3022.

[24] www.atomki.hu/Accelerators

[25] S. Biri, J. Vámosi, A. Valek, Z. Kormány, E. Takács, and J. Pálinkás, *The New ECR ion source of the ATOMKI: A tool to generate highly charged heavy ion plasma and beam*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 124**, (1997) 427 – 430.

[26] S. Kökényesi, I. Iván, E. Takács, J. Pálinkás, S. Biri, and A. Valek, *Multipurpose 14.5 GHz ECR ion source: Special features and application for surface modification*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 233** (2005) 222 – 226.

[27] S. Biri, I. Iván, Z. Juhász, B. Sulik, C. Hegedűs, A. Jenei, S. Kökényesi, and J. Pálinkás, *Application of the ATOMKI-ECRIS for Material Research and Prospects of the Medicinal Utilization*, Proceedings of 18th International Workshop ECRIS, Cichago, USA, (2008) 41 – 47.

[28] S. Biri, R. Rácz and J. Pálinkás, *Status and special features of the Atomki ECR ion source*, Review of Scientific Instruments **83** (2012) 02A341 (3pp)

[29] G. Melin, C. Barué, P. Briand, M. Delaunay, R. Geller, A. Girard, K.S. Glovanivsky, D. Hitz, B. Jacquot, P. Ludwig, J.M. Mathonnet, T.K. Nguyen,

- L. Pin, M. Pontonnier, J.C. Rocco and, F. Zadworny, *Recent Developments and Future Projects on ECR Ion Sources at Grenoble*, Proceedings of 10th International Workshop on ECRIS, Knoxville, USA, (1990) 1.
- [30] S. Biri, L. Kenéz, A. Valek, T. Nakagawa, M. Kidera, Y. Yano, *Production of highly charged ions in electron cyclotron resonance ion sources using an electrode in two modes*, Review of Scientific Instruments 71 (2000) 869-871
- [31] A.G. Drentje, Proceedings of the 6th International Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, USA (1985) 73.
- [32] H. Beuscher, Proceedings of the 6th International Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, USA (1985) 107.
- [33] T. A. Antaya, Proceedings of the International Conference on ECRIS, Grenoble, France (1988) 107.
- [34] Z. Q. Xie and C. M. Lyneis, *Improvement on the LBL AECS Source*, Proceedings of the 12th International Workshop on ECR Ion Sources, Riken, Japan (1995) 24 – 28.
- [35] R. C. Vondrasek, R. H. Scott and R. C. Pardo, *Two Frequency operation of the Argonne ECR Ion Source*, Proceedings of the 15th International Workshop on ECR Ion Sources, Jyväskylä, Finland (2002) 63 – 66.
- [36] P. Sortais, *Pulsed ECR ion source using the afterglow mode*, Review of Scientific Instruments **63/4** (1992) 2801-2805.
- [37] T. Thuillier, T. Lamy, L. Latrasse, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, V. G. Zorin, M. Marie-Jeanne, *Study of pulsed electron cyclotron resonance ion source plasma near breakdown: The preglow*. Review of Scientific Instruments **79** (2008) 02A314
- [38] O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Ropponen, Y. Higurashi, T. Nakagawa, *Time Evolution of the Plasma Potential in Pulsed Operation of ECRIS*, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble, France (2010) 93 – 95.
- [39] V. G. Zorin, V. A. Skalyga, I. V. Izotov, S. V. Razin, A. V. Sidorov, T. Lamy and T. Thuillier, *“Preglow” Investigation in ECR Discharge at 37 GHz, 100 kW*, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble, France (2010) 90 – 92.
- [40] I. V. Izotov, A. V. Sidorov, A. V. Skalyga and V. G. Zorin, *Preglow Phenomenon Origin and its Scaling for ECRIS*, Proceedings of the 19th International Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble, France (2010) 87 – 89.
- [41] O. Tarvainen, T. Ropponen, V. Toivanen, J. Arje and H. Koivisto, *Plasma breakdown diagnostics with the biased disc of electron cyclotron resonance ion source*, Plasma Sources Science and Technology **18** (2009) 035018(3 pp).

- [42] I. V. Izotov, A. V. Sidorov, A. V. Skalyga and V. G. Zorin, T. Lamy, L. Latrasse, T. Thullier, *Experimental and theoretical investigation of the Preglow in ECRIS*, IEEE Transactions on Plasma Science **36/4** (2008) 1494-1501.
- [43] T. Andersen, *Atomic negative ions: structure, dynamics and collisions*, Physics Reports **394** (2004) 157 - 313.
- [44] F. W. Meyer, H. Zhang, M. J. Lance, and H. F. Kraus, *Chemical sputtering and surface damage of graphite by low-energy atomic and molecular hydrogen and deuterium projectiles*, Vacuum **82** (2008) 880 - 887.
- [45] H. Zhang, F. W. Meyer, H. M. Meyer, and M. J. Lance, *Surface modification and chemical sputtering of graphite induced by low-energy atomic and molecular deuterium ions*, Vacuum **82** (2008) 1285 – 1290.
- [46] T. Taylor and J. S. C. Wills, *A high-current low-emittance dc ECR proton source*, Nuclear Instruments and Methods **A 309** (1991) 37 - 42.
- [47] C. Bieth, J. L. Bouly, J. C. Curdy, S. Kantas, P. Sortais, P. Sole and J. L. Vieux-Rochaz, *Electron cyclotron resonance ion source for high currents of mono- and multicharged ion and general purpose unlimited lifetime application on implantation devices*, Review of Scientific Instruments **71** (2000) 899 - 901.
- [48] X. Jia, T. Zhang, S. Luo, C. Wang, X. Zheng, Z. Yin, J. Zhong, L. Wu and J. Qin, *Design of a compact, permanent magnet electron cyclotron resonance ion source for proton and H_2^+ beam production*, Review of Scientific Instruments **81/2** (2010) 02A321 (3pp).
- [49] I. N. Draganic, M. E. Bannister, F. W. Meyer, C. R. Vane and C. C. Havener, *Production of molecular ion beams using an electron cyclotron resonance ion source*, Nuclear Instruments and Methods **A 640** (2011) 1 – 5.
- [50] M-J. Nadeau, M. A. Garwan, X-L. Zhao, A. E. Litherland, *A negative ion survey; towards the completion of the periodic table of the negative ions*, Nuclear Instruments and Methods B **123** (1977) 521 – 526.
- [51] K. Prelec, T. Sluyters, *Formation of Negative Hydrogen Ions in Direct Extraction Sources*, Review of Scientific Instruments **44/10** (1973) 1451 – 1463.
- [52] V. E. Krohn, *Emission of Negative Ions from Metal Surfaces Bombarded by Positive Cesium Ions*, Journal of Applied Physics **33/12** (1932) 3523 – 3525.
- [53] S. Kökényesi, I. Popovich, M. Sichka, A. Kikineshi, L. Daroczi, D. Beke, J. Sharkany, Cs. Hegedus, *Preparation of calcium phosphate coatings on titanium by pulsed Nd:YAG laser processing*, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials **9** (2007) 2063-2067.
- [54] G. Mendonca, D. B. S. Mendonca, L. G. P. Simoes, A. L. Araujo, E. R. Leite, W. R. Duarte, F. J. L. Aragao, L. F. Cooper, *The effects of implant*

surface nanoscale features on osteoblastspecific gene expression, Biomaterials **30** (2009) 4053-4062.

[55] D.J. Clark, C.M. Lyneis, Journal de Physique **50/1** (1989) C1-759

[56] H. Koivisto, J. Arje, and M. Nurmi, *Metal ions from volatile compounds method for the production of metal ion beams*, Review of Scientific Instruments **69/2** (1998) 785 – 790.

[57] R. C. Vondrasek, R. Scott and R. C. Pardo, *Magnetic field upgrade of Argonne National Laboratory 14 GHz ECR ion source*, Review of Scientific Instruments **75/5** (2004) 1532 – 1534.

[58] D. P. May, The operational parameters for the Texas A&M high B mode electron cyclotron resonance ion source, Review of Scientific Instruments **69/2** (1998) 688 – 690.

[59] L. Kenéz, Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem, Debrecen, Hungary, 2003

[60] V. Mironov, G. Shirkov, K.E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt-Böcking, S. Runkel, A. Schempp, S. Biri, L. Kenéz, *Influence of the biased electrode on the plasma potential in electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments **73/ 2** (2002) 623 - 625.

[61] H. Y. Zhao, H. W. Zhao, X. W. Ma, S. F. Zhang, W. T. Feng, X. L. Zhu, Z. M. Zhang, W. He, L. T. Sun, Y. C. Feng, Y. Cao, J. Y. Li, X. X. Li, H. Wang and B. H. Ma, *Measurements of Bremsstrahlung Spectra of Lanzhou ECR Ion Source No. 3 (LECR3)*, Review of Scientific Instruments **77/3** (2006) 03A312

[62] X. Q. XIE, *Production of highly charged ion beams from electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments. **69** (1998) 625 – 630.

[63] C. Lyneis, D. Leitner, D. Todd, S. Virostek, T. Loew, A. Heinen and O. Tarvainen, *Measurements of bremsstrahlung production and x-ray cryostat heating in VENUS*, Review of Scientific Instruments **77/3** (2006) 03A342

[64] B. P. Cluggish, I. N. Bogatu, L. Zhao, J. S. Kim, R. C. Vondarsek, R. C. Pardo and R. H. Scott, *Measurements of X-ray spectra on ECR-II*, Proceedings of the 18th International Workshop on ECR Ion Sources (2008) 73 – 76.

[68] T. Ropponen, O. Tarvainen, I. Izotov, J. Noland, V. Toivanen, G. Machicoane, D. Leitner, H. Koivisto, T. Kalvas, P. Peura, P. Jones, V. Skalyga and V. Zorin, *Studies of plasma breakdown and electron heating on a 14 GHz ECR ion source through measurement of plasma bremsstrahlung*, Plasma Sources Science and Technology **20** (2011) 055007 (14pp)

[69] G. Douysset, H. Khodja, A. Girard and J. P. Briand, *Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source*, Physical Review E **61/3** (2000) 3015 - 3022

- [70] E. O. Le Bigot, S. Boucard, D. S. Covita, D. Gotta, A. Gruber, A. Hirtl, H. Fuhrmann, P. Indelicato, J. M. F. dos Santos, S. Schlessler, L. M. Simons, L. Stingelin, M. Trassinelli, J. F. C. A. Veloso, A. Wasser and J. Zmeskal, *High-precision x-ray spectroscopy in few-electron ions*, Physica Scripta **T134** (2009) 014015 (10pp)
- [71] M. Trassinelli, S. Boucard, D. S. Covita, D. Gotta, A. Hirtl, P. Indelicato, E. O. Le Bigot, J. M. F. dos Santos, L. M. Simons, L. Stingelin, J. F. C. A. Veloso, A. Wasser and J. Zmeskal, *He-like argon, chlorine and sulfur spectra measurement from an Electron Cyclotron Resonance Ion Trap*, Journal of Physics **58** (2007) 129–132.
- [72] S. Biri, A. Valek, T. Suta, E. Takács, Cs. Szabó, L. T. Hudson, B. Radics, J. Imrek, B. Juhász, and J. Pálincás, *Imaging of ECR plasmas with a pinhole x-ray camera*, Review of Scientific Instruments **75/5** (2004) 1420 – 1422.
- [73] E. Takács, B. Radics, C.I. Szabó, S. Biri, L.T. Hudson, J. Imrek, B. Juhász, T. Suta, A. Valek and J. Pálincás, *Spatially resolved X-ray spectroscopy of an ECR plasma – indication for evaporative cooling*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **235** (2005) 120 – 125.
- [74] S.Yu. Dukyanov, Hot Plasma and Controlled Nuclear Fusion, Nauka, Moscow (1957)
- [75] I.P. Vinogradov, J. Gehring, B. Jettkant, D. Meyer, K. Wiesemann, *Spectroscopic Density Determination of Nitrogen Species in a ECR Discharge*, Proceedings of the 11th International Workshop on ECR Ion Sources, Groningen, Netherlands (1993) 57 – 66.
- [76] B. Jettkant, R. Berreby, D. Hitz, and M. Druetta, *Spectroscopic studies in the VUV range in electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments **67/3** (1996) 1258 – 1260.
- [77] P. Grübling, J. Hollandt, and G. Ulm, *Topography of an electron cyclotron resonance plasma in the vacuum-ultraviolet spectra range*, Review of Scientific Instruments **73** (2002) 614 – 616.
- [78] J. Vámosi, S. Biri, E. Takács, Cs. Koncz, T. Suta, E. Veibel, S. Szegedi, P. Raics, *Light spectroscopy and X-ray measurements on the new 14.5 GHz ATOMKI-ECRIS*, Proceedings of the 13th International Workshop on ECR Ion Sources, Texas, USA (1997) 206 – 209.
- [79] O. Tuske, L. Manoury, J. Pacquet, C. Barué, M. Dubois, G. Gaubert, P. Jardin, N. Lecesne, P. Leherissier, F. Lemagnen, R. Leroy, M.-G. Saint-Laurent and A. C. C. Villari, *Visible light spectrometry measurements for studying an ECR plasma and especially applied to the MONO1001 ion source*, Review of Scientific Instruments **75/5** (2004) 1529 - 1531.
- [80] J. U. Brackbill, *FLIP MHD: a particle - in - cell method for magnetohydrodynamics*, Journal of Computational Physics **96** (1991) 163 – 192.

- [81] A. Heinen, M. R  ther, J. Ducr  e, J. Leuker, J. Mrogenda, H. W. Ortjohann, E. Reckels, C. Vitt and H. J. Andra, *Successful modeling, design and test of electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments **69** (1998) 729 – 731.
- [82] A. Heinen, M. R  ther, H. W. Ortjohann, C. Vitt, S. Rhode and H. J. Andra, *Heating and trapping of electrons in ECRIS, from scratch to afterglow*, Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources, Geneva, Switzerland (1999) 224 - 232.
- [83] G. D. Alton and D. N. Smithe, *Design studies for an advanced ECR ion source*, Review of Scientific Instruments **65** (1994) 775 – 787.
- [84] D. H. Edgell, J. S. Kim, S. K. Wong, R. C. Pardo and R. Vondrasek, *Model of charge-state distributions for electron cyclotron resonance ion source plasmas*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **2** (1999) 123502 (6pp)
- [85] J. S. Kim, L. Zhao, B. P. Cluggish, I. N. Bogatu, S. Galkin and L. Grubert, *Status of Far-tech's electron-cyclotron-resonance charge-breeder simulation toolset; MCBC, GEM and IONEX*, Proceedings of the 18th International Workshop on ECR Ion Sources Chicago, USA (2008) 156 – 159.
- [86] P. Messmer, D. Fillmore, A. Sobol, P. Mullaney, K. Paul, D. Ruhwiller, D. S. Todd and D. Leitner, *Simulation-driven optimization of heavy-ion production in ECR sources*. Proceedings of the 22nd particle accelerator conference, Albuquerque, New Mexico (2007) 3786 - 3788.
- [87] V. Mironov and J. P. M. Beijers, *Three-dimensional simulations of ion dynamics in the plasma of an electron cyclotron resonance ion source*, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **12** (2009) 073501 (10pp)
- [88] S. Biri, A. Derzsi,   . Fekete and I. Iván, *Upgraded TrapCAD Code*, High Energy and Nuclear Physics **31** (2007) 165 – 169.
- [89] J.Vámosi, S.Biri, *TrapCAD - a program to model magnetic traps of charged particles*, Computer Physics Communications **98** (1996) 215-223
- [90] S. Biri, J. Vámosi, K.E. Stiebing, H. Schmidt-B  cking, *Simulation of HCI movement in magnetic traps of ECR ion Sources*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **98** (1995) 553-557
- [91] L. Maunoury, C. Pierret, S. Biri and J. Y. Pacquet, *Studies of the ECR plasma using the TrapCAD code*, Plasma Sources Science and Technology **18** (2009) 015019 (7pp)
- [92] M.T.Menzel, H.K. Stokes, *User's Guide for the POISSON/SUPERFISH Group of Code*, LA-UR-87-115, Los Alamos (1987)
- [93] R.S.Brusa, G.P.Karwasz, A.Zecca, *Analytical partitioning of total cross sections for electron scattering on noble gases*, Zeitr. Phys. D **38** (1996) 279-287.

- [94] G. G. Raju, *Electron-atom collision cross sections in argon: an analysis and comments*, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **11** (2004) 649 (73pp)
- [95] Z. Q. Xie and C. M. Lyneis, *Recent Developments on ECR Sources at LBL*, Proceedings of the 11th International Workshop on ECR Ion Sources, Groningen, The Netherlands, 6–7 May 1993 0 (1994) 106–111.
- [96] D. R. Lide (editor), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, London, 2008-2009
- [97] L. Celona, S. Gammino, G. Ciavola, F. Maimone, D. Mascali, *Microwave to plasma coupling in electron cyclotron resonance and microwave ion sources*, *Review of Scientific Instruments* **81** (2010) 02A333 (6pp)
- [98] M. C. Gillett, *Depth-of-field formula*.
<http://www.sypac.com/~gillettm/DOFormula.html>
- [99] D. Mascali, S. Gammino, L. Celona, G. Ciavola, *Towards a better comprehension of plasma formation and heating in high performance electron cyclotron resonance ion sources*. *Review of Scientific Instruments* **83** (2012) 02A336 (6pp)
- [100] P. Spädtke, R. Lang, J. Mäder, F. Maimone, J. Roßbach and K. Tinschert, *Investigations on the structure of the extracted ion beam from an electron cyclotron resonance ion source*, *Review of Scientific Instruments* **83** (2012) 02B720 (3pp)