ELM perkurzor rezgések jellemzése a KSTAR tokamakra telepített nyalábemissziós spektroszkópia diagnosztika segítségével

TDK dolgozat

Zsuga Lilla Veronika MSc I. évfolyam, BME TTK

Témavezetők: Dr. Zoletnik Sándor főmunkatárs MTA Wigner FK Dr. Pokol Gergő egyetemi docens BME Nukleáris Technikai Intézet

2016

Kivonat

A dolgozat témája a fúziós plazmafizika egy fontos és bonyolult részterülete. A fúziós energiatermelés megvalósításához ~ 108 K hőmérsékletű deutérium-trícium plazmát kell összetartani. Erre a jelenleg legsikeresebb kísérleti berendezések a tokamakok. Ezekben a berendezésekben részben a plazmában hajtott árammal, részben tekercsekkel helikálisan felcsavart toroidális geometriájú mágneses teret hoznak létre, amely összetartja a plazmát. A szükséges hőmérséklet elérését akadályozza a plazmában keletkező turbulencia által okozott hőtranszport. A kutatások egyik mérföldkövét jelentette mikor megfigyelték, hogy egy külső fűtési teljesítmény határt elérve a plazma úgynevezett L-H átmeneten megy át, amikor a plazma szélső rétegében spontán módon lecsökken a turbulencia, egy effektív transzport gát alakul ki, a hőmérséklet és nyomás lényegesen nagyobb értéket ér el. Ezt az állapotot H-módnak nevezik szemben a normál L-móddal.

Az ELM (Edge Localized Mode) a H-mód plazma szélén megjelenő periodikus instabilitás, amely során a transzportgát periódikusan leépül, ezáltal részecskék és energia lökődik ki a plazmából, a szennyezők távozását segítve. Az ELM-ek során nagymértékű, hirtelen hőterhelés jut a berendezés bizonyos részeire, ami a következő generációs berendezéseknél jelentős károsodást okozhat. Az ELM-ek elmélete jelenleg nem teljes, csak kvalitatíve jellemzi viselkedésüket, nem írja le az instabilitás periódusidejét, a kilökött anyag mennyiségét. Az ELM-ek előtt megfigyelhetők úgynevezett prekurzor rezgések, amik feltételezhetően kapcsolatban álnak az őket követő instabilitás kezdetével. Ezért tehát a prekurzor rezgések természetének és ELM-ekkel való kapcsolatának megértése rendkívül releváns kutatási területe a fúziós plazmafizikának.

A dolgozatban a KSTAR tokamakon egy a Wigner FK által fejlesztett Nyalábemissziós Spektroszkópia (NyES) [1] jeleinek feldolgozása található. A diagnosztika a plazmába lőtt fűtő nyaláb részecskéi által emittált fényt méri, amely közel arányos a lokális plazmasűrűséggel, így a jelekben a sűrűségfluktuációk vizsgálhatók. A mérésekben gyakran látható, hogy prekurzor rezgések jelennek meg, azonban amplitúdójuk növekedése megáll és hosszan, akár több száz perióduson keresztül is állandó [2]. A frekvencia lassan eltolódhat, de vannak olyan esetek is, amikor hirtelen megváltozik. Ilyen jelenséget más berendezésen is megfigyeltek, azonban nem világos mi stabilizálja a hullámot és mi váltja végül ki az ELM instabilitást. A KSTAR NyES diagnosztika kétdimenziós térbeli felbontással lefedi a plazma egy 4×16 cm-es tartományát és így tanulmányozni lehet a radiális kiterjedést, hullámhosszat, frekvenciát. Ezek vizsgálatát mutatom be dolgozatomban.

Tartalomjegyzék

| 1. | Bevezetés | 5 |
|------------|--|-----------|
| | 1.1. Atomenergia | 5 |
| | 1.2. A fúzió megvalósítási lehetőségei | 7 |
| 2. | Jelenségek a fúziós plazmában | 9 |
| | 2.1. A tokamak | 9 |
| | 2.2. H-mód és Plazmaszéli módus | 12 |
| | 2.3. ELM prekurzor rezgések a KSTAR tokamakban | 15 |
| 3. | Az alkalmazott diagnosztika leírása | 18 |
| | 3.1. A diagnosztika elve | 18 |
| | 3.2. A KSTAR deutérium-atomnyaláb diagnosztikája | 20 |
| 4 . | Jelfeldolgozó módszer fejlesztése | 22 |
| | 4.1. Jelfeldolgozó program | 22 |
| | 4.2. Jel modellezés | 25 |
| | 4.3. Jelfeldolgozó program tesztelése | 30 |
| 5. | Jelfeldolgozó módszer alkalmazása | 39 |
| 6 . | Összefoglalás (és kitekintés) | 44 |
| Irc | odalomjegyzék | 48 |

1. fejezet

Bevezetés

1.1. Atomenergia

Az emberiség energiafelhasználásának növekedése indokolja alternatív energiatermelő módszerek kutatását illetve a jelenlegiek fejlesztését. A hagyományos fosszilis energiahordozókat felhasználó módszerek során a szén kerül a légkörbe, ami az átlaghőmérséklet növekedéséhez vezet, emellett az újratermelődés üteménél jóval gyorsabban fogynak a fosszilis energiahordozók. A megújuló energiaforrások alkalmazási lehetőségei nagymértékben függnek a terep és időjárási viszonyoktól, ezért kizárólagos megoldást nem jelenthetnek. A megoldást az atommagok, a kémiai kötésekénél nagyságrendekkel nagyobb energiájának hasznosítása jelentheti.



1.1. ábra. Az egy nukleonra eső kötési energia a tömegszám függvényében [3].

Ahogy az a 1.1 ábrán is látható, az atommagot alkotó nukleonok kötési energiájának a tömegszám függvényében létezik minimuma a vasnál, ehhez közelítve energiát szabadíthatunk fel. Ez kétféleképp valósítható meg az atommagok, nagy tömegszámú atommagok hasításával, azaz fisszióval, illetve kis tömegszámú atommagok egyesítésével, azaz fúziójával. Fissziós atomreaktorok már rutinszerűen épülnek és üzemelnek napjainkban. Ezt kiegészítő energiatermelő módszer lehetne a fúziós reaktor, amelynek megvalósítása jelenleg a kísérleti fázisban van. A tervek szerint ebben az évszázadban megépül már a fúziós reaktorok első generációja, azonban fizikai okai vannak, hogy ennek a gyakorlati megvalósítása nehézkesebb, mint fisszióval energiát termelni. Ezeket az okokat a 1.2 fejezetben fejtem ki. A fúziós reaktorok előnye lenne, hogy az energiatermelő folyamat során nem keletkeznek radioaktív anyagok, csak a reaktor szerkezete aktiválódna fel. A reakcióban keletkező végtermékek ártalmatlanok és nem okoznak üvegházhatást, ez motivációt jelent a fúziós reaktorok kutatására [4].

1.2. A fúzió megvalósítási lehetőségei

A atommag alkotó elemei a nukleonok, azaz a protonok és a neutronok. Ezek közül a proton rendelkezik töltéssel, ami pozitív, így maga az atommag is pozitív elektromos töltésű lesz. Ennek következtében az atommag körül Coulomb-potenciálgát helyezkedik el, ezért az atommagoknak az atomi méreteknél közelebb kell kerülniük egymáshoz, hogy kvantum alagúteffektussal átjuthassanak a potenciálgáton [5]. A Coulomb potenciált a 1.1 egyenlettel adhatjuk meg az atommagtól való távolság függvényében, ponttöltésként kezelve magát az atommagot.

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{eZ}{r}.$$
(1.1)

A képletben ε_0 a vákuum elektromos permittivitása. A vákuum közelítés helytálló mivel a fúziót valóban vákuum körülmények között tervezik megvalósítani. r a ponttöltéstől mért távolság, e az elemi töltés Z pedig az atommag rendszáma. Az eZ szorzat megadja az atommag töltését [6].

A 1.1 kifejezés alapján a potenciálgát magassága növekszik az atommagok rendszámával, ezért előnyös a hidrogén izotópjainak fúzionáltatása. A felmerülő reakciók közül a 1.2 reakció a hatáskeresztmetszetei alapján a legmegfelelőbb [5].

$$D+T \rightarrow {}^{4}He(3,52MeV) + n(14,1MeV)$$
 (1.2)

A fúziós reaktorok üzemanyagának tehát a deutériumot és a tríciumot választották. Ennek a választásnak újabb előnye, hogy minden hatezredik hidrogén atommag deutérium, ezért vízből nagy mennyiségben előállítható. A trícium β -bomló 12,4 év felezési idővel, ezért ezt valahogy meg kell termelni a reaktor üzemeltetéséhez. Erre azt a koncepciót fejlesztették ki, hogy felhasználva a 1.2 folyamatban keletkező neutronokat, a reaktor körül egy ún. lítium szaporító köpenyt elhelyezve, a 1.3 és 1.4 folyamatokkal tríciumot termelnek, amit visszavezetnek a fúziós közegbe [3]. A 1.2 ábra mutatja be a lítiumköpeny koncepciót.

$${}^{6}Li + n(termikus) \rightarrow {}^{4}He + T$$
 (1.3)

$$^{7}Li + n(gyors) \rightarrow ^{4}He + T + n$$
 (1.4)



1.2. ábra. Fúziós reaktor és a trícium szaporító köpeny elvi vázlata [3].

Ahhoz, hogy az atommagok elég közel kerüljenek egymáshoz nagy kinetikus energiával kell rendelkezniük. A Coulomb szórás miatt termikus közegben kell megvalósítani a fúziót, hogy a szóródás ne okozzon veszteséget. Ilyen közeg esetén ~ 10^8 K hőmérsékletre van szükség [3]. Ez a magas hőmérséklet magában hordozza a tárolás problémáját és annak megoldását. Hidrogén esetén ilyen magas hőmérsékleten a részecskék nagy része töltéssel rendelkezik, mivel a részecskék termikus energiája lényegesen nagyobb, mint az elektronhéj kötési energiái. Ezt a halmazállapotot plazmának hívjuk. A töltött részecskék mágneses térrel összetarthatók, amelynek legsikeresebb módja a tokamak koncepció [3].

2. fejezet

Jelenségek a fúziós plazmában

2.1. A tokamak

A töltött részecskék mágneses erővonalak mentén akadálytalanul mozognak, ezért a veszteségeket minimalizálja a toroidális geometria. Ezekben a berendezésekben külső tekercsekben hajtanak áramot, így hozva létre toroidális mágneses teret. A plazmában lévő nyomásgradiens hatására megjelenik egy a töltéseket vertikálisan szétválasztó lassú drift mozgás. A töltésszétválás elektromos tér megjelenéséhez vezet, ami egy másik lassú drift megjelenéséhez vezet, amely az egész plazmát távolítja a középpontól. Azért, hogy ezt a kifelé mutató drift mozgást kiküszöböljék, megszüntetik az őt kiváltó elektromos teret a plazma felső és alsó régióinak összekapcsolásával. Ezt úgy valósítják meg, hogy a berendezés tengelyében egy szolenoidban folyatott árammal vertikális mágneses teret hoznak létre. Az szolenoid áramát időben változtatják és így a mágneses tér változása toroidális áramot indukál a plazmában. Ez az áram ún. poloidális mágneses indukcióvonalakat indukál maga körül, ezek szuperponálódnak a toroidális mágneses indukcióvonalakkal így helikális erővonalrendszer alakul ki. Tórusz topológiájú mágneses fluxus felületek jönnek létre és az indukcióvonalak ezeken helyezkednek el. Ezeken a felületeken a plazmaparaméterek kiegyenlítődnek [7]. Az 2.1 ábrán látható a tokamak elvi felépítése.

Az utolsó mágneses felületet, amely a plazmában záródik, éppen érinti a vákuumkamra falát utolsó zárt mágneses felületnek nevezik (Last Closed Flux Surface - LCFS). Az ezen kívül levő részecskék, a már plazmában nem záródó erővonalak mentén haladva végül a vákuumkamrába ütköznek. Az utolsó mágneses felület és a vákuumkamra fal közti plazmát, leváló rétegnek nevezik (Scrape Off Layer - SOL).



2.1. ábra. Tokamak berendezés elvi felépítése [4].



2.2. ábra. A limiter és a divertor rendszer elvi felépítése [5].

A fallal való ütközés egyik hatása, hogy az ionok roncsolják a kamrafalat, így szennyezés kerül a falból a fúziós közegbe [5]. A plazma sugárzások általi energiaveszteségét a fékezési, rekombinációs és a vonalas sugárzás dominálja. A fékezési sugárzás arányos az ionok töltésnégyzetével és a rekombinációs sugárzás is erősen függ a nagy rendszámú ionoktól. Az is nagy probléma a nehéz szennyezőkkel, hogy nem ionizálódnak teljesen, és így vonalas sugárzásuk is van. A szennyezők jelenléte, ezért energetikailag kedvezőtlen [3]. Hogy csökkentsék a szennyezők arányát lokalizált plazma-fal kapcsolatot hoznak létre a terhelésre optimalizált elemeket helyezve a vákuumkamra belső falára. Az egyszerűbb megvalósítása ennek a limiter, amikor az utolsó zárt fluxus felületen kívüli részecskék útjába tesznek egy burkolat elemet. A már továbbfejlesztett változat a divertor, amikor a plazmától távolabb helyezik el a lemezt, ezzel is csökkentve a szennyezők visszaáramlását. Ebben az esetben olyan erővonalrendszert hoznak létre, amely a divertor lemezhez vezeti a leváló réteg részecskéit. Ebben az esetben az utolsó zárt fluxus felületet szeparátrixnak nevezik. A limiter és a divertor működését szemlélteti a 2.2 ábra [5].

2.2. H-mód és Plazmaszéli módus

A 2.1 fejezetben említett toroidális plazmaáram az ütközések miatt megjelenő ellenállás miatt fűtési teljesítményt eredményez. Az ohmikus fűtés hatákonysága a hőmérséklet növekedésével csökken, mivel az elektron-ion ütközések hatákonysága csökken. Ennek megfelelően a fúziós folyamatokhoz szükséges hőmérsékletek eléréséhez kiegészítő fűtési eljárásokat kell alkalmazni. A tapasztalatok szerint a mágneses téren keresztüli domináns hő- és részecske veszteséget a plazmaturbulencia okozza, melyet a kiegészítő fűtések fokoznak. A plazmaturbulencia viszont a mágneses felületek mentén áramlásokat is kelt. Ezek sebességgradiense merőleges a mágneses felületekre, ezért deformálják a hőtranszportot okozó turbulens örvényeket. Amikor a fűtési teljesítmény meghalad egy határt a deformáció olyan mértékű lesz, hogy teljesen elnyíródnak így lecsökken a hő- és részecsketranszport, ún. transzportgát jön létre. Ennek hatására akár többszörösére növekszik a plazma sűrűsége, a hőmérséklet- és részecskesűrűség-gradiens meredeksége pedig a nyomásgradiens meredekségéhez vezet. Un. pedesztál alakul ki. Ezt az üzemmódot nevezik magas összetartású üzemmódnak (High confinement mode - H-mód), az ezt megelőzőt pedig alacsony összetartású üzemmódnak, (Low confinement mód - L-mód). Azt a jelenséget, amikor a transzportgát megjelenik L-H átmenetnek hívják és minden divertoros tokamakon megfigyelhető. Az 2.3 ábrán látható a kvalitatív különbség az L- és H-mód nyomásprofilja között [3, 5].



2.3. ábra. Az L és H üzemmód közti különbség és az ELM ciklus [8] alapján.

Mivel a fúziós teljesítmény a részecskesűrűség négyzetével arányos, a H-

mód során megnövekedett sűrűség előnyös az energiamérleg szempontjából. Ezenkívül a hőmérséklet is megnövekszik, ami szintén pozitív számunkra. A jövő fúziós reaktorát ezért, H-módban tervezik megvalósítani. Az összetartás javulás negatív következménye azonban, hogy a szennyezők is benne maradnak a plazmában növelve a 2.1 fejezetben említett sugárzási veszteségeket. Ezen segít, hogy a meredek nyomásprofil a pedesztál régióban instabil, ami periódikus leépüléséhez vezet. Ennek során egy instabilitás keletkezik a plazma szélén, ami a részecskék és enegiájuk kilökődését okozza. Ezután a pedesztál újraépül. A jelenség során tisztul a plazma, így csökkennek a sugárzási veszteségek. Ezt az instabilitást plazmaszéli módusnak (Edge Localized Mode - ELM) nevezik, amit szintén szemléltet a 2.3 ábra. Az ELM-ek tehát megoldják a szennyezők magas sűrűségének problémáját, amit a H-módban megjelenő összetartás javulás okoz. Mivel az ELM-ek során az energiaveszteség viszonylag kevés, viszont az ELM-ekkel szabályozható a plazmasűrűség, ELM-ekkel rendelkező H-módban tervezik megvalósítani a fúziós reaktort. Sajnos az ELM-ek nagy mértékű tranziens hőterhelést okoznak a divertor lemezeknek, ami egy határ felett nem tolerálható károsodást okoz nagy méretű berendezések esetén. Energiamérleg szempontjából előnyösek a minnél nagyobb méretek, ezért valós veszélyt jelenthetnek a jövő reaktorai számára a szabályozatlan ELM-ek. Az ELM-ek elméleti és empírikus leírása és szabályozásának megtanulása ezért kiemelkedő fontosságú a fúziós reaktor megvalósítása szempontjából [9].

Az ELM jelenség kiváltó oka, hogy a plazmaszéli nyomásgradiens olyan meredekké válik, hogy makroszkópikus Magneto-HidroDinamikai (MHD) instabilitások jelennek meg. Ezek az úgynevezett peeling-ballooning instabilitások. A plazmaszélén egy vertikálisan periódikusan jelentkező az erővonalakat követő perturbációból kiindulva olyan nyomásfüggő erők jelennek meg, amelyek szétválasztják a töltéseket, ezt nevezzük kicserélődési instabilitásnak, mivel a forró és a hideg plazma helyet cserél. A töltésszétválás hatására létrejövő erők a tokamak külső oldalán erősítik, míg a belső oldalon stabilizálják a perturbációt. Az erővonalrendszer összekapcsolja a külső és belső oldalt ezáltal stabilizálja a külső oldali instabilitást is. Egy kritikus nyomásgradiens felett csak a plazma külső oldalán megjelenő hullámok válnak instabillá. Ezt a jelenséget nevezik ballooning instabilitásnak, amit a 2.4 ábra szemléltet [5].

Egy másik jelenség a peeling instabilitás, amit a plazma nyomás- és sűrűséggradiense által keltett toroidális ún. bootstrap áram gradiense okoz. A peeling és ballooning módusok csatolódásával magyarázza az elmélet az ELM-ek megjelenését. Az instabilitások megjelenése határt szab a pedesztálban folyó toroidális áram és a nyomásgradiens nagyságának, ezzel kijelölve egy stabil tartományt, amelynek méretét a plazmaalak is befolyásolja,ahogy a 2.5 ábrán látható [5]. Az ELM-ek elmélete még nem teljes, mivel a kezdeti



2.4. ábra. Ballooning instabilitás [5].

lineáris szakasz után megjelenő, nemlineáris, filamentáris struktúra fejlődés, ami a transzportgát rövidre záródását okozza nem ismert részleteiben [3].



2.5. ábra. Ballooning instabilitás [5].

Az ELM-eknek különböző típusai ismertek, amelyeket empirikusan osztályoznak. Az L-H átmenetet követően jelenik meg a III-as típus, amelyet az jellemez, hogy a plazmaenergia $\sim 2 - 5\%$ -át löki ki a plazmából és a frekvenciája csökken, ahogy a fűtési teljesítmény emelkedik. Egy bizonyos teljesítmény felett a III-as típus eltűnik és megjelenik az I-es típus, amely során akár az energia $\sim 10\%$ is elveszhet és aminek a frekvenciája növekszik a fűtési teljesítmény növekedéssel. Más típusokat is regisztráltak, de ez a kettő az általánosan megfigyelt és nagy jelentőségű. A tokamak reaktor megvalósítása szempontjából az I. típusú ELM a jelentős, mivel ez van a magas fűtési teljesíményű tartományban [10].

A ELM-ek előtt meg szoktak jelenni ún. prekurzor rezgések. Ezen oszcillációk kapcsolata az ELM-ekkel mindezidáig tisztázatlan. Vizsgálatuk segítségével lehet, hogy részleteiben megismerhetjük az ELM-ek viselkedését. Ennek a kutatása jelenleg is folyik és ezzel a területtel foglalkozom én is a jelenlegi dolgozatomban.

2.3. ELM prekurzor rezgések a KSTAR tokamakban

Egy korábbi Tudományos Diákköri dolgozatban a TEXTOR tokamakon épített lítium-atomnyaláb diagnosztika jeleiben vizsgáltam az ELM-ek előtt megjelenő prekurzor rezgéseket. Akkor 2014-ben azt találtam, hogy az esetek nagy részében megjelentek prekurzorok az ELM-ek előtt 50 μ s-ommal és 10 – 40 kHz-es frekvenciával a pedesztál régióban koncentrálódva [11]. Ebből kiindulva ilyen paraméterekkel rendelkező struktúrákat kerestem a KSTAR tokamak deutérium-atomnyaláb diagnosztika jeleiben is, azonban nem találtam ilyen jellegű oszcillációkat. Ebben a tokamakban hosszabb, kvázi állandó amplitúdóval rendelkező rezgésekre láttam példát, amelyek az ELM előtt közvetlenül destabilizálódtak. Ilyen oszcillációra látható példa a 2.6 ábrán [12].

A szakdolgozatomban a KSTAR tokamakon megfigyelt prekurzorokat vizsgáltam. Ennek kiindulópontja egy koreai publikáció volt, amely szerint az ELM-ek előtt 100 – 1000 μ s-ommal megjelenő, diszkréten frekvenciát váltó struktúrákat figyeltek meg [2], az ún. elektron ciklotron emissziós diagnosztika (ECEi) jeleiben [13]. Az ECEi működésének leírásától most eltekintek a jelen dolgozat szempontjából fontos tudnivaló ezzel kapcsolatban, hogy az elektronhőmérséklet kétdimenziós eloszlását méri a tórusz egy keresztmetszetében jó, néhány μ s-os időfelbontással. Ez az eljárás a pedesztál tartományban és a plazma mélyebb rétegeiben alkalmazható, a leváló rétegben nem megbízható. Ebben a tekintetben a NyES módzser jól kiegészíti a mérést, mivel a leváló rétegben és a pedesztálban is megbízhatóan méri a sűrűségváltozásokat. Az alapkérdése a szakdolgozatomnak az volt, hogy a koreaiak által megfigyelt hőmérsékletben jelentkező struktúrák a nyaláb diagnosztika sűrűséget jellemző jeleiben is megjelennek-e. Valamint feltéve, hogy a nya-



2.6. ábra. KSTAR-on látható prekurzor rezgés [12].

láb diagnosztika látja őket, megállapítani a poloidális hullámhosszt, amit az ECEi mérések alapján 20 - 40 cm-esnek becsültek [13].

Ennek vizsgálatához először a Nukleáris Technika Intézet által fejlesztett, grafikus felülettel rendelkező programcsomagot az NTI Wavelet Toolst használtam. A fúziós plazmában megfigyelhető jelenségek esetében nem tekinthető stacionernek a jelünk. A program folytonos lineáris idő-frekvencia transzformációt végez, ami optimálisabb tranziens jelenségek esetén. Egy határozatlansági reláció által meghatározott, frekvencia és időfelbontással spektrogram készíthető a jelről, ezáltal követhető a frekvencia időbeni változása. A folytonos rövid idejű Fourier-transzformációt (Short Time Fourier Transformation - STFT) számító opcióját használtam a programnak [14, 15]. A szakdolgozatomban vizsgált prekurzorokról látható spektrogram a 2.7 ábrán.

A szakdolgozatomban addig jutottam el, hogy a 2.7 ábrán látható első struktúrát megvizsgáltam részletesebben. A NyES jelek alapján jellemezni ezeket a struktúrákat azért nehézkes, mivel a poloidális irányt közelítő vertikális irányban az adott lövés esetén 4 csatorna jele áll rendelkezésre, ami a 3.2 fejezetben leírtak szerint azt jeleni, hogy 4 cm-t látunk a struktúrából.



2.7. ábra. KSTAR-on készült spektrogram egy ELM-et megelőző prekurzor rezgésről [16].

Ennek azonban a hullámhossz a többszöröse, így problematikus a feldolgozás. A szakdolgozatban azt a módszert használtam, hogy az 1 - 2, 1 - 3, 1 - 4 poloidális csatornák közt kiszámítottam a keresztspektrumát. Ennek fázisát használtam hullámhossz meghatározásra a valós részét pedig a struktúrában rejlő energia jellemzésére. Ezt minden radiális csatornára elvégeztem. Így próbáltam lokalizálni a struktúra radiális elhelyezkedését, amely során azt találtam, hogy a leváló rétegbe is kinyúlik. Ez rendkívül érdekes mivel a pedesztálnál erősen elnyíródnak a struktúrák a leváló rétegben majdnem ellentétes fázisban láthatók, mint a pedesztálban. Ennek oka valószínűleg a pedesztálban jelen levő erősen nyírt áramlás. Az erősen nyírt struktúrák hullámhosszának meghatározása azonban bizonytalan, mivel a NyES diagnosztika mérőcsatornái nem pontosan követik a mágneses felületeket, így a radiális irányban változó fázis összekeveredhet a poloidális irányú változással ami alapján a poloidális hullámhosszat meghatározzuk [16].

Jelen dolgozatban az volt a célom, hogy megvizsgáljam milyen tipikus változások láthatók a prekurzor rezgésekben és a struktúrák spektogramokban látott időbeli frekvenciaváltozásának okát megtaláljam. Ez azt jelentette, hogy a részben már kifejlesztett és alkalmazott módszeremet úgy kellett alakítanom, hogy az idő függvényében ábrázolhassam a struktúrák paramétereit.

3. fejezet

Az alkalmazott diagnosztika leírása

3.1. A diagnosztika elve

A kísérleti berendezések és majdani reaktorok üzemeltetésének és a fizikai folyamatok megértésének alapja a plazmaparaméterek pontos ismerete. Az ezek mérésére szolgáló eljárásokat plazmadiagnosztikának nevezzük. A már sokat emlegetett extrém hőmérséklet azonban itt is új technikai eszközök fejlesztését igényelte. Egy ilyen speciális berendezés a hidrogén-atomnyaláb diagnosztika, amelynek segítségével az elektronok sűrűségéről nyerhetünk információt.

Az atomnyalábot úgy hozzák létre, hogy egy a plazmáéval megegyező összetételű gázban alacsony hőmérsékletű plazmakisülést hoznak létre. Ezzel ionforráshoz jutnak, amiből elektromos térrel húzzák ki az ionokat, majd nagyobb terekkel 50-100 keV energiára gyorsítják őket. Az így nyert ionnyalábot a plazmát összetartó mágneses tér eltérítené mielőtt a mélyebb rétegekig jutna, ezért átvezetik egy kamrán, ami ritka gázt tartalmaz és amelynek atomjaitól 50-70%-os valószínűséggel átvesznek egy elektront a nyalábot alkotó ionok. Az ionok és elektronok közti több nagyságrendű tömegkülönbség miatt tekinthetjük az impulzust változatlannak. A nem semlegesítődött részeket mágneses térrel eltérítik így végül egy gyors semleges atomnyalábot lőnek be a plazmába. A nyaláb előállítás elvét a 3.1 ábra szemlélteti. A berendezés alapvető célja, hogy a plazmába került atomok ütközések során elvesztik az elektronjaikat így végül befogódnak az erővonalak menti pályákra. Itt ismét ütközések során a kinetikus energiájuk eloszlik a részecskék között ezzel fűtve a közeget.



3.1. ábra. A hidrogén-atomnyaláb fűtés elvi felépítése [3] alapján.

A lehetőséget a diagnosztikai célra való felhasználásra az adja, hogy az ütközések során a semleges atomok gerjesztődnek is, ami fénykibocsátáshoz vezet. Bár az ebből eredő vonalas sugárzás a plazma szélének domináns vonalas sugárzás mellett elhanyagolható, megfelelő irányból detektálva a fényt kihasználható a Doppler eltolódás és kiválasztható a nyalábból emittálódott fény. Ennek intenzitása, mivel az elektronok által okozott gerjesztésből ered közel arányos az elektronsűrűséggel így annak ingadozásainak mérésére használható fel. Ez az ún. Nyalábemissziós Spektroszkópia (NyES) [3].

3.2. A KSTAR deutérium-atomnyaláb diagnosztikája

A KSTAR tokamak egy Dél-Koreában található divertoros tokamak. A nagysugara 1,8 m, a kissugara 0,5 m. A benne létrehozott plazma D keresztmetszetű. Szupravezető tekercsekkel rendelkezik, ami hosszú impulzusú üzemeltetést tesz lehetővé. Rutinszerűen elérthető benne a H-mód. Maximálisan ~ 5 MW nyalábteljesítménnyel fűthető. Többféle ELM is megfigyelhető a berendezésben, de a tipizálásuk még nem teljes.

A Wigner FK és a BME NTI 2012-ben épített egy Nyalábemissziós Spektroszkópai diagnosztikát a KSTAR tokamakra. A fűtő nyaláb energiája ~ 80 – 100 keV így mélyen behatol a plazmába és nem csak a leváló rétegről és a pedesztálról, de a mélyebb rétegekről is szolgáltat információt. A hidrogén deutérium izotópjából képzett nyaláb esetén a KSTAR-on a Doppler eltolódást szenvedett D_{α} vonal intenzitását mérik a Balmer sorozatból. A nyalábot optimális az erővonalak mentén megfigyelni, mivel a keresztmetszete túl nagy. A mágneses tér erővonalai mentén minden struktúra elnyúlt, így a nyaláb nagy keresztmetszete ellenére megfelelő térbeli felbontást lehet elérni. A megfigyelés geometriája a 3.2 ábrán láthatjuk. A KSTAR NyES diagnosztikát a Wigner FK kutatói üzemeltetik és nagy mennyiségű mérés áll rendelkezésre különböző ELM jelenségekről és más folyamatokról.



3.2. ábra. A hidrogén-atomnyaláb diagnosztika megfigyelési geometriája a KSTAR-on [1]. 2 megfigyelési tartomány határa, 3 deutérium fűtőnyaláb, 4 lítium nyaláb, mely a plazma szélének sűrűség mérésére használható. Az ábra a középső atomnyalábot mutatja csak.

A hidrogén-atomnyaláb a 3.2 ábrán jelölt L-portból, 1-3 ionforrásból ered. Az M-port alsó részén körülbelül 15 cm átmérőjű ablakból néz a nyalábra a megfigyelő diagnosztika. Innen a leggyakoribb plazmakonfigurációk esetén a mágneses tér erővonalai mentén látja a megfigyelő rendszer a deutérium nyalábot, valamint a Doppler eltolódás is megfelelő. A források nagyjából 24×60 cm (szélesség×magasság) keresztmetszetűek, nagyobb teljesítmény eléréséhez van, hogy több nyalábot is használnak egyszerre, ami a keresztmetszetet tovább növeli. Szimulációk eredményei alapján $\sim 1-3cm$ felbontás érhető el a diagnosztikával. A fény detektálásához CMOS és APD (lavinadióda) kamerát használnak. A gyors mérést egy 4×16 pixeles APD kamera végzi 500 kHz sávszélességgel 2 MHz mintavételi sebességgel. A mérés zaja tipikusan 3-5% a pedesztálra néző csatornákban. A plazmában tetszőleges radiális helyen és szögben elhelyezhető 4×16 cm-es mérési tartományt ~ 1 cm²-es felbontással tudják mérni [1]. A háttérfény meghatározása nem könnyű feladat. Lítium-atomnyaláb diagnosztika esetén már sikeresen alkalmazták azt a módszert, hogy az atomnyalábot nagy sebességgel ki-be kapcsolva kis időkülönbséggel mérik a teljes és csak a háttérből származó fényintenzitást [17] [11]. A deutérium nyaláb esetén ez nem megvalósítható megfelelően nagy frekvenciával, ezért az interferencia szűrők optimalizációjára koncentráltak. Ennek segítségével néhány százalékra csökkentették a hátteret. Mivel az ELM-ek alatt nagymértékben változik a háttér fény, ezért ennek a hatását ellenőrizni kell. Erre lehetőséget kínál, hogy néhány 100 ms-onként háttérmérés céljára lekapcsolják a nyalábot pár *ms*-ra. Amennyiben ilyenkor éppen egy ELM jelenség zajlik, meg lehet vizsgálni milyen változást okoz a háttérben [1].

4. fejezet

Jelfeldolgozó módszer fejlesztése

4.1. Jelfeldolgozó program

A prekurzor jelek jellemzéséhez saját programot készítettem, amely a FLIPP függvénykönyvtár használatával időszakaszokra bontva kiszámolja a struktúra paramétereit. Ebben a fejezetben a program működési elvét ismertetem.

A program először beolvassa a BES jelet a vizsgálni kívánt időszakasz 1 ms-os környezetében. Azért olvas be többet a jelből a szükségesnél, hogy az ezt követő frekvencia sávszűrés ne okozzon torzulást a feldolgozás szempontjából érdekes időszakasz szélein. A program 20 - 80 kHz-es frekvenciasávra szűri a jelet, mivel a megfigyelt struktúrák ebben a sávban jelentkeznek.

Az érdekes tartományra szűrt jelen ezután kisebb időlépésekkel végig megy a program. Minden időlépésben keresztspektrumot készít két csatorna között 0 – 100 kHz frekvenciasávban. Csatornapároknak az 1 – 2, 1 – 3, 1 – 4 poloidális csatorna koordinátájú csatornákat használtam és azt a radiális csatornát, ahol legnagyobb volt a vizsgált struktúra teljesítménye. A keresztspektrum frekvencia szerinti fázis- és teljesítményeloszlása vektorokba íródnak. Mivel minél kisebb időlépés a cél az időbeni pontosabb felbontásért, hanning ablakfüggvénnyel dolgoztam fel a jelet az egyes időlépésekben. Mivel a hanning ablakfüggvény a széleken elnyom, ezért felesen átfedtem az időszakaszokat. Az időszakasz hosszára t_a jelöléssel fogok hivatkozni.

Minden időablak esetén kiválasztottam azokat a fázisokat, amelyek érdekesek voltak a vizsgált struktúra szempontjából. Ezt úgy határoztam meg, hogy megnéztem mely frekvenciákon éri el a teljesítmény a maximális teljesítmény bizonyos százalékát, a továbbiakban erre a százalék paraméterre teljesítmény limitként és P_{limit} jelöléssel fogok hivatkozni. A fázisok közül tehát, azokat vettem figyelembe, ahol a teljesítmény a teljesítmény limittel egyenlő vagy meghaladja azt. Ezután a programba illesztettem egy algoritmust, ami kijavítja a fázismenetet, amikor abban egy szakadás jelentkezne a 2π fázisugrás miatt. Miután rendelkeztem szakadásmentes az érdekes frekvencia tartományokra koncentrált fázis adatokkal, ezeket leátlagoltam és elmentettem egy vektorba. Ez a vektor, annyi elemmel rendelkezik ahány csatorna párt használtam és még egy elsővel, ami 0 és az 1-es poloidális csatorna önmagától vett távolságát tárolja, mivel ez szükséges későbbiekben leírt egyenes illesztéshez. A továbbiakban a feldolgozáshoz használt poloidális csatornákról csak annyit fogok mondani, hogy hány párt használok. Amennyiben egyet az alatt az 1-2 csatornapár értendő, ha kettőt az az 1-2 és az 1-3 és a három az 1-2, 1-3 és 1-4 értelemszerűen. Úgy fogom nevezni, hogy csatornapárok száma így fogom nevezni és N_{csp} jelöléssel fogok rá hivatkozni. Az átlag fázisokat tartalmazó vektort minden időablak esetében elkészítettem. Mielőtt felhasználtam volna ezen is elvégeztem az esetleges fázismenet szakadások korrekcióját. Ennek a részletesebb okairól a 4.3 fejezetben írok majd. Az egyes időablakok esetén az átlagfázisokat tartalmazó vektort használtam a hullámszám meghatározására. Tekintve, hogy egy hullám szinuszos függvénye a 4.1 képlet szerint alakul, amennyiben adott frekvencián és időpillanatban (időszakaszban gyakorlatilag) tekintjük a fázist, és a csatornák közti fázisokat a köztük lévő távolság függvényében ábrázoljuk, lineáris összefüggést kell kapjunk, amelynek meredeksége a hullámszám.

$$f(x,t) = \sin(\omega_0 t + k(x+vt))$$
 (4.1)

Ezt kihasználva ábrázoltam az átlag fázisokat a távolságok függvényében és az IDL-lel illesztett egyenes meredekségével a 4.2 képlet alapján becsültem egy az adott időszakaszhoz tartozó hullámhosszt.

$$\lambda = \frac{2 \cdot \pi}{k} \tag{4.2}$$

Adott időszakaszban minden csatornapár esetén vettem a teljes keresztspektrum teljesítményét majd a különböző csatornapárokhoz tartozó ilyen értékeket átlagoltam és ezt rendeltem hozzá teljesítmény adatként az adott időszakaszhoz.

Adott időszakaszban adott csatornapárhoz becsültem egy domináns frekvenciát a következő módon. Megnéztem hogy a teljesítmény hol haladja meg a maximális 20%-át, és ezeket a frekvenciáknak vettem a teljesítménnyel súlyozott átlagát a 4.4 képlet szerint. Adott időszakaszhoz frekvencia adatként az egyes csatornapárokhoz tartozó súlyozott frekvencia átlagok átlagát rendeltem.

$$f_d = \frac{\sum_{f=0 \text{ kHz}}^{100 \text{ kHz}} f \cdot P \cdot m}{\sum_{f=0 \text{ kHz}}^{100 \text{ kHz}} P \cdot m}$$
(4.3)

$$m = 0, haP < P_{max} \cdot 0, 2 \tag{4.4}$$

$$m = 1, haP \ge P_{max} \cdot 0, 2 \tag{4.5}$$

A 4.2 képlet alapján, ha feltételezzük, hogy a struktúránknak csak a mozgásából adódik a frekvenciája akkor a 4.9 képlet lesz érvényes.

$$f(x,t) = \sin((\omega_0 + kv)t + kx) = \sin((\omega)t + kx)$$
 (4.6)

$$\omega_0 \ll kv \tag{4.7}$$

$$\omega = 2\pi f = kv \tag{4.8}$$

$$v = \frac{2\pi f}{k} \tag{4.9}$$

A 4.9 összefüggést felhasználva minden időszakaszhoz becsültem egy sebesség értéket is felhasználva az időszakaszhoz tartozó frekvencia adatot és hullámszámot.

A program végül ábrázolja egy közös ábrán a jelben lévő struktúra hullámhosszát, teljesítményét, domináns frekvenciáját illetve sebességét az idő függvényében.

4.2. Jel modellezés

A programtesztelő jel elkészítéséhez kiválasztottam egy olyan prekurzor struktúrát, amely időben folyamatosan csökkenő frekvenciával rendelkezik. A struktúra, az azt követő prekurzorok és az ELM NTI Wavelet Tools programcsomaggal készült spektrogramja látható a 4.1 ábrán. A radiális csatornák közül a 10-es csatornát ábrázoltam, mivel itt a legnagyobb a teljesítménye a vizsgált struktúrának.



4.1. ábra. A vizsgált prekurzor struktúra és az ELM NTI Wavelettools-szal készült spektrogramja.

A 4.2 ábrán látható a spektrogram leszűkített 0 - 100 kHz közötti frekvenciaintervallumon ábrázolva.

A 4.2 ábrán megfigyelhetjük, hogy az ELM előtti 15 ms-os időablakban több prekurzor struktúra jelenik meg. Ezek közül az első lineáris csökkenést mutat az idő függvényében 45 kHz-ről 35 kHz-re. Ezt a számomra érdekes prekurzort a 4.2 ábrán, illetve készítettem egy újabb spektrogramot, amely csak erre a struktúrára koncentrál, ez látható a 4.3 ábrán.

A program teszteléséhez szimuláltam olyan jeleket, mint amilyen a vizsgált prekurzor struktúra a 2,4655 – 2,4685 s időablakban. Ezért a szimulált jelek készítését úgy kezdtem, hogy a 4 poloidális csatornának megfelelően készítettem 4 egymáshoz képest eltolt szinusz jelet. Mivel a vizsgált struktúra frekvenciája változik a szimulált jel frekvenciáját a 4.4 képlettel határoztam meg.

$$f(t) = f_0 - \frac{f_0 - f_v}{t_v - t_0} \cdot (t - t_0)$$
(4.10)



4.2. ábra. A vizsgált prekurzor struktúra és az ELM NTI Wavelettools-szal készült spektrogramja 0 – 100 kHz frekvencia intervallumon.



4.3. ábra. A vizsgált prekurzor struktúra NTI Wavelettools-szal készült spektogramja.

A 4.4 képletben $f_0 = 45$ kHz, $f_v = 35$ kHz, t0 = 2.4655 s, t pedig az aktuális idő. Az idő vektort 6000 eleműre készítettem t_0 -tól kezdődően $dt = 0, 5 \ \mu$ s-os lépésenként, mivel ez a mintavételezési időlépés. Így a szimulált jelek a 4.14 képlettel kaphatók meg.

$$d(t) = \sin(2\pi \cdot \sum_{i=t_0}^{t} f(t)t_i + k \cdot x_{1i})$$
(4.11)

A 4.14 képletben x_{1i} a különböző poloidális csatornák távolsága az 1es számú poloidális csatornától, ahol i = 2, 3, 4. Egy korábbi cikk alapján a hullámhosszt 100 mm-es nagyságrendűnek vártam [13]. Ezért a hullámszámot a következőképp határoztam meg: $k = 0,05mm^{-1}$. Ebből a 4.2 képlettel kaphatjuk meg a modellezett hullámhosszt.

Tehát a szimulált jel valódi hullámhossza $\lambda_v = 125,664$ mm.

A 4.4 ábrán látható a valódi jelszakasz 2.4655 - 2.466 s időablakban lévő BES jele.



4.4. ábra. A BES jel egy részlete.

A 4.4 ábrán megfigyelhetjük, hogy zaj ül a jelre, illetve némi amplitúdó moduláció is megfigyelhető. Az amplitúdó modulációt, úgy szimuláltam, hogy készítettem egy 6000 elemű vektort csakúgy, mint az idővektor esetén. Ezt a vektort azonban normál eloszlású számokkal töltöttem fel, ez a jel látható a ?? ábra bal felső sarkában. Ezután felintegráltam 100 μ s-os időlépésekkel, ez a 4.5 ábra jobb felső sarkában van. Ezt követően lenormáltam az amplitúdó jelet az RMS amplitúdójával ez a 4.5 ábra bal alsó sarkában van. A 4.5 ábra jobb alsó sarkában pedig az látható, amikor az amplitúdó modulációs jelhez hozzáadtam 1-et.

Mielőtt az amplitúdó modulációra szolgáló jelet használtam volna az alap szinusz jelhez zajt készítettem. Azért, hogy minél jobban szimuláljam az eredeti jelet megbecsültem a jel zaj arányt, azaz az SNR-t az érdekes frekvencia tartományban. Ehhez készítettem egy spektrumot a jelről.



4.5. ábra. Az amplitúdó modulációjára szolgáló jel.



4.6. ábra. Az igazi jel spektruma.

A 4.6 ábrán látható $0-100~\rm kHz$ közötti spektruma a valódi jelnek. Ebből vettem a 35–45 kHz közötti frekvenciasávot és felösszegeztem az itteni teljesítménysűrűséget. Ezt tekintettem a szimulált prekurzor teljesítménynek. A $0-35~\rm kHz$ közötti és 45–100 kHz közötti részeket szintén felösszegeztem és ezek összegét tekintettem a zaj teljesítményének. A két teljesítmény hányadosának gyökét tekintettem SNR-nek. Képletben kifejezve a 4.12 kifejezéssel írható le az SNR meghatározása.

$$SNR = \sqrt{\frac{\sum_{f=35 \text{ kHz}}^{45 \text{ kHz}} dP(f)}{\sum_{f=0 \text{ kHz}}^{35 \text{ kHz}} dP(f) + \sum_{f=45 \text{ kHz}}^{100 \text{ kHz}} dP(f)}}$$
(4.12)

A kapott SNR-t felhasználva minden csatornához gyártottam külön zaj jelet. Először szintén feltöltöttem egy 6000 elemű vektort normál eloszlású generált véletlen számokkal. Ezeket τ időállandóval felintegráltam, ahol τ -t a 4.13 képlet határozza meg.

$$\tau = \frac{1}{2\pi f} \tag{4.13}$$

A 4.13 képletben f = 500 kHz az erősítő sávszélessége. Ezután a zaj jelet is lenormáltam az RMS amplitúdójával. A zaj és az amplitúdó jelek segítségével a 4.14 képletben leírt módon állítottam elő az egyes poloidális csatornákhoz tartozó szimulált jeleket.

$$d_{szim,i}(t) = d_i(t) \cdot a(t) + \frac{d_{zaj,i}}{SNR}$$

$$(4.14)$$

A 4.14 képletben $d_i(t)$ a 4.14 képletben definiált alapszinuszjel, a(t) az amplitúdó moduláció jele, $d_{zaj,i}$ pedig a zaj jel. A 4.7 ábrán látható felül egy általam szimulált jel, alatta pedig a valódi jel egy darabja. Megfigyelhető, hogy ránézésre is jónak tűnik a szimulált jel.



4.7. ábra. Az egyik szimulált jel (felső) illetve egy részlete az igazi jelnek (alsó).

4.3. Jelfeldolgozó program tesztelése

A 4.2 fejezetben kifejtett módszerrel előállított jeleken teszteltem a jelfeldolgozó módszeremet, amit a 4.1 fejezetben írtam le. A program tesztelése során azt próbáltam meghatározni, hogy milyen program paraméterek mellett lesz helyesnek tekinthető a kapott eredmény. A változó program paraméterek a felhasznált poloidális csatornák száma (N_{pcs}) , a teljesítmény limit (P_{limit}) illetve az időlépés hossza t_a . A tesztelés során a 4.1 táblázatban felsorolt értékek között változtattam a paramétereket. A tesztelés során az összes lehetséges verziót kipróbáltam a 3 paraméter változtatásával. Minden esetben számítottam egy értéket a becsült hullámhossz relatív hibájának jellemzésére. A 4.15 képlet írja le a hiba számításának metódusát, a képletben n jelöli az időszakaszok számát.

$$h(N_{pcs}, P_{limit}, t_a) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n} (\lambda_k - \lambda_v)^2}{n}} \cdot \frac{100}{\lambda}$$
(4.15)

Az így számított hibákat a 4.2, 4.3 és 4.4 táblázatokban összegeztem.

| N_{pcs} | 2 | 3 | 4 | | | | | | |
|--------------------|-----|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|----------|
| P _{limit} | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | $0,\!95$ |
| $t_a[\mu s]$ | 50 | 100 | 150 | 200 | 250 | 300 | 350 | 400 | 450 |
| | 500 | 550 | 600 | 650 | 700 | 750 | 800 | 850 | 900 |
| | 950 | 1000 | | | | | | | |

4.1. táblázat. A program tesztje során változó paraméterek.

Készítettem a különböző csatornapár számokhoz ábrákat is, amelyeken a hullámhossz relatív hibáját ábrázoltam az időlépés hossza és a teljesítmény limit függvényében. A relatív hibák eloszlásai a 4.8, 4.9 és 4.10 ábrákon láthatóak.

Végül ábrázoltam a programmal számolt hullámhossz hibáját úgy, hogy két paraméter adott volt és az egyiket változtattam, erre látható példa a 4.11, 4.12 és 4.13 ábrákon. Az ábrák alapján látható, hogy minden paraméter növelése csökkenti a hibát, ahogy az várható volt. A használt poloidális csatornák számának 3-ra növelésével nagyot változik a hiba, az időlépés változtatásával először meredek változás figyelhető meg, majd 200 μ s után már kisebb mértékű javulás tapasztalható. A teljesítmény limit növelése mérsékeltebb javuláshoz vezet. Abban a struktúrában, amihez a teszteléshez használt

| % | P _{limit} | | | | | | | | | | |
|--------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|-------|-------|--|--|
| $t_a[\mu s]$ | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 0,95 | | |
| 50 | 88.1 | 122.5 | 191.6 | 281.6 | 663.4 | 2279.8 | 2369.5 | 721.4 | 549.1 | | |
| 100 | 79.2 | 61.5 | 54.6 | 50.1 | 47.1 | 44.9 | 43.3 | 42.3 | 41.5 | | |
| 150 | 32.2 | 28.8 | 27.6 | 26.6 | 25.3 | 24.8 | 24.6 | 23.9 | 23.8 | | |
| 200 | 19.7 | 20.2 | 20.1 | 20.5 | 20.1 | 20.4 | 20.5 | 20.4 | 20.5 | | |
| 250 | 21.9 | 20.8 | 19.1 | 19.0 | 17.8 | 17.7 | 17.5 | 17.2 | 17.3 | | |
| 300 | 20.1 | 17.7 | 17.6 | 16.2 | 16.3 | 16.1 | 15.2 | 15.5 | 15.0 | | |
| 350 | 19.2 | 18.9 | 17.6 | 17.4 | 17.3 | 17.3 | 16.7 | 16.5 | 16.6 | | |
| 400 | 11.0 | 10.0 | 10.7 | 11.0 | 10.2 | 9.9 | 11.0 | 10.6 | 10.3 | | |
| 450 | 16.6 | 16.5 | 15.0 | 14.1 | 14.2 | 14.3 | 13.7 | 13.2 | 13.4 | | |
| 500 | 13.7 | 12.0 | 12.5 | 11.2 | 11.6 | 11.0 | 11.1 | 10.8 | 10.7 | | |
| 550 | 10.1 | 9.4 | 9.9 | 9.6 | 9.4 | 9.8 | 9.4 | 10.0 | 9.7 | | |
| 600 | 11.5 | 11.1 | 11.0 | 10.5 | 10.7 | 10.4 | 10.2 | 10.5 | 10.1 | | |
| 650 | 13.9 | 12.4 | 11.9 | 11.1 | 10.8 | 11.1 | 10.4 | 10.2 | 10.3 | | |
| 700 | 12.6 | 11.9 | 12.3 | 10.2 | 10.3 | 11.1 | 10.1 | 9.6 | 10.0 | | |
| 750 | 10.4 | 9.1 | 9.1 | 8.5 | 9.1 | 8.8 | 9.3 | 9.1 | 9.1 | | |
| 800 | 9.5 | 8.5 | 8.5 | 8.9 | 8.0 | 8.4 | 8.5 | 8.1 | 7.8 | | |
| 850 | 9.2 | 8.2 | 8.2 | 8.2 | 8.7 | 8.4 | 7.8 | 7.8 | 8.3 | | |
| 900 | 9.3 | 9.3 | 10.1 | 9.1 | 9.1 | 9.1 | 9.1 | 9.0 | 9.0 | | |
| 950 | 8.0 | 7.8 | 10.0 | 8.5 | 8.3 | 8.2 | 9.7 | 8.2 | 8.2 | | |
| 1000 | 7.8 | 9.2 | 9.2 | 9.2 | 8.6 | 8.5 | 8.5 | 7.1 | 7.9 | | |

 $\textbf{4.2. táblázat.} \ A \ hibák \ két \ poloidális \ csatorna \ felhasználása \ esetén.$

| % | P _{limit} | | | | | | | | | |
|--------------|--------------------|---------|---------|------|------|------|------|------|------|--|
| $t_a[\mu s]$ | 0,2 | $0,\!3$ | $0,\!4$ | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 0,95 | |
| 50 | 15.4 | 15.7 | 15.7 | 15.7 | 15.7 | 15.7 | 15.7 | 15.7 | 15.8 | |
| 100 | 10.6 | 9.9 | 9.5 | 9.2 | 8.9 | 8.7 | 8.6 | 8.5 | 8.4 | |
| 150 | 7.1 | 6.8 | 6.7 | 6.6 | 6.4 | 6.4 | 6.3 | 6.3 | 6.3 | |
| 200 | 7.3 | 6.8 | 6.6 | 6.5 | 6.4 | 6.4 | 6.3 | 6.2 | 6.3 | |
| 250 | 5.4 | 5.2 | 5.2 | 5.2 | 5.0 | 5.0 | 4.9 | 4.9 | 4.9 | |
| 300 | 5.8 | 5.7 | 5.3 | 5.2 | 5.1 | 5.0 | 4.8 | 5.0 | 4.8 | |
| 350 | 5.2 | 4.9 | 4.4 | 4.8 | 4.7 | 4.5 | 4.6 | 4.6 | 4.3 | |
| 400 | 4.8 | 4.4 | 4.4 | 4.2 | 4.2 | 4.1 | 4.0 | 4.0 | 4.1 | |
| 450 | 3.8 | 3.7 | 3.7 | 3.5 | 3.6 | 3.7 | 3.6 | 3.5 | 3.5 | |
| 500 | 3.5 | 3.3 | 3.3 | 3.2 | 3.4 | 3.5 | 3.4 | 3.4 | 3.2 | |
| 550 | 3.1 | 2.7 | 2.9 | 2.7 | 2.7 | 2.8 | 2.6 | 2.8 | 2.7 | |
| 600 | 2.9 | 2.9 | 2.6 | 2.5 | 2.5 | 2.3 | 2.4 | 2.7 | 2.3 | |
| 650 | 3.0 | 2.6 | 2.8 | 2.7 | 2.5 | 2.6 | 2.7 | 2.6 | 2.6 | |
| 700 | 2.9 | 2.8 | 2.5 | 2.6 | 2.6 | 2.5 | 2.4 | 2.5 | 2.4 | |
| 750 | 3.3 | 3.3 | 2.7 | 2.8 | 2.7 | 2.6 | 2.5 | 2.5 | 2.5 | |
| 800 | 3.2 | 3.3 | 2.9 | 2.8 | 2.8 | 2.8 | 2.7 | 2.6 | 2.6 | |
| 850 | 3.7 | 3.8 | 3.4 | 3.4 | 3.4 | 3.5 | 3.3 | 3.3 | 3.4 | |
| 900 | 3.5 | 3.5 | 2.9 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 2.8 | 3.1 | 3.1 | |
| 950 | 3.0 | 3.0 | 2.5 | 2.1 | 2.4 | 2.2 | 2.2 | 1.9 | 2.2 | |
| 1000 | 2.7 | 3.0 | 2.6 | 1.9 | 1.9 | 2.2 | 2.2 | 2.0 | 1.7 | |

4.3. táblázat. A hibák három poloidális csatorna felhasználása esetén.

| % | Plimit | | | | | | | | | |
|--------------|--------|------|------|------|------|------|---------|-----|------|--|
| $t_a[\mu s]$ | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 | 0,7 | $0,\!8$ | 0,9 | 0,95 | |
| 50 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 10.0 | 9.9 | 10.0 | |
| 100 | 8.5 | 8.1 | 7.8 | 7.6 | 7.5 | 7.4 | 7.3 | 7.2 | 7.2 | |
| 150 | 5.7 | 5.7 | 5.7 | 5.7 | 5.6 | 5.7 | 5.7 | 5.7 | 5.8 | |
| 200 | 6.5 | 6.3 | 6.0 | 6.0 | 5.9 | 5.8 | 5.7 | 5.6 | 5.8 | |
| 250 | 5.4 | 5.3 | 5.2 | 5.2 | 5.0 | 5.0 | 5.0 | 4.9 | 4.9 | |
| 300 | 5.0 | 5.0 | 4.8 | 4.6 | 4.7 | 4.7 | 4.4 | 4.7 | 4.5 | |
| 350 | 5.3 | 4.9 | 4.7 | 4.9 | 4.8 | 4.6 | 4.7 | 4.7 | 4.5 | |
| 400 | 5.3 | 4.9 | 4.8 | 4.7 | 4.5 | 4.6 | 4.5 | 4.5 | 4.3 | |
| 450 | 4.5 | 4.3 | 4.1 | 4.1 | 4.0 | 4.0 | 3.9 | 4.0 | 3.9 | |
| 500 | 3.5 | 3.6 | 3.4 | 3.5 | 3.4 | 3.6 | 3.5 | 3.5 | 3.5 | |
| 550 | 3.1 | 2.9 | 2.9 | 2.9 | 2.8 | 2.8 | 2.7 | 2.8 | 2.8 | |
| 600 | 3.2 | 3.2 | 2.9 | 2.9 | 2.9 | 2.7 | 2.8 | 3.0 | 2.7 | |
| 650 | 3.3 | 3.2 | 3.0 | 2.9 | 2.9 | 2.8 | 2.9 | 2.7 | 2.8 | |
| 700 | 3.6 | 3.4 | 3.0 | 3.0 | 3.0 | 2.8 | 2.7 | 2.7 | 2.7 | |
| 750 | 4.3 | 4.2 | 3.6 | 3.5 | 3.5 | 3.4 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | |
| 800 | 3.9 | 4.0 | 3.4 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 2.9 | 2.9 | 2.9 | |
| 850 | 3.6 | 3.4 | 3.1 | 3.1 | 3.0 | 3.0 | 2.8 | 2.7 | 2.8 | |
| 900 | 3.7 | 3.7 | 2.9 | 3.2 | 3.2 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.0 | |
| 950 | 3.5 | 3.4 | 3.4 | 2.7 | 2.8 | 2.7 | 2.8 | 2.4 | 2.5 | |
| 1000 | 3.6 | 3.3 | 3.2 | 2.3 | 2.7 | 2.4 | 2.6 | 2.1 | 2.2 | |

 $\textbf{4.4. táblázat.} \ A \ hibák \ négy \ poloidális \ csatorna \ felhasználása \ esetén.$



4.8. ábra. A hullámhossz relatív hibája az időlépés hossz és a teljesítmény limit függvényében két poloidális csatorna használata esetén.



4.9. ábra. A hullámhossz relatív hibája az időlépés hossz és a teljesítmény limit függvényében három poloidális csatorna használata esetén.



4.10. ábra. A hullámhossz relatív hibája az időlépés hossz és a teljesítmény limit függvényében négy poloidális csatorna használata esetén.

szimulált jelet igazítottam a frekvencia ~ 10 kHz-et változott, ami megközelítőleg 25% változásnak felel meg. A tesztelési eredmények alapján, ha több csatornát használunk, akkor már 100 μ s-tól elég alacsony lesz a relatív hiba, ahhoz hogy látható legyen, ha növekvő tendenciát mutat a hullámhossz, ahogy az várható.

Végül úgy ítéltem meg, hogy a teljesítmény limit és a csatornák számának növelése a maximálisra nem jár semmilyen hátránnyal viszont segít a pontosságon, az időfelbontásunk azonban szeretnénk lehetőleg alacsonyan tartani. A 4.14 ábrán láthatók az időben változó paraméterek különböző időfelbontásokkal maximális csatornaszám és teljesítmény limit mellett.



4.11. ábra. A relatív hiba adott lépéshossz (50 μ s) és teljesítmény limit (20%) esetén a csatornaszám függvényében.



4.12. ábra. A relatív hiba adott csatornaszám (2) és teljesítmény limit (20%) esetén a lépéshossz függvényében.



4.13. ábra. A relatív hiba adott csatornaszám (2) és lépéshossz (100 μ s) esetén a teljesítmény limit függvényében.



4.14. ábra. A paraméterek az időfüggvényében ábrázolva különböző időlépés hosszak esetén.

5. fejezet

Jelfeldolgozó módszer alkalmazása

A módszer alkalmazása előtt spektogramokat készítettem sok ELM előtti prekurzorról. Ezeket sikerült néhány tipikus esetbe kategorizálni.

- 1. Folytonosan változó frekvenciájú prekurzorok. A frekvencia időben általában 1-2 ms-on keresztül csökken.
- A frekvencia ugrásszerűen változik. A változás lehet növekvő vagy csökkenő is és akár 50 – 100% többször is le-fel változhat a frekvencia.
- 3. Rendkívül gyorsan szabálytalanul változó frekvenciájú prekurzorok.

Amikor már rendelkezésemre állt a módszer, megvizsgáltam néhány esetet a fenti kategóriák közül az első kettőbe sorolható prekurzorokra. Minden esetben azon a radiális csatornán vizsgálódtam, ahol a struktúra teljesítménye a legnagyobbnak mutatkozott. A következőkben bemutatok három esetet.

Az első esetet használtam fel a teszteléshez előállított jelek mintájául. Ennek az esetnek a spektrogramja látható a 5.1 ábrán, míg a módszerem eredményeit mutatja a5.2 ábra. Négy poloidális mérőcsatorna jelének felhasználásával 400 μ s időfelbontással, 95%-os teljesítménylimitet használva készítettem az ábrát. A 10-es radiális csatornák jeleit használtam. A feldolgozással az volt a célom, hogy megállapítsam mi okozza a frekvencia csökkenést, a hullámhossz vagy a poloidális sebesség változása. Ennek érdekében a hullámhossz időfüggésére egyenest illesztettem. Ezen az ábrán a hullámhossz hibájaként a modellezett jelek feldolgozásából kiszámított relatív hibáit jelöltem. A pontok szórása az illesztett egyenes körül ettől a hibától kb. 2-es faktorral nagyobb. Bár ennek a hibának az eredetét még nem sikerült tisztázni, az illesztett egyenes meredeksége pozitív és a változás nagysága konzisztens a frekvencia változással. Ezt mutatja az is, hogy a számolt poloidális sebességben nem látható trendszerű változás.



5.1. ábra. Egy folyamatosan csökkenő frekvenciájú prekurzor spektogramja.



5.2. ábra. Egy folyamatosan csökkenő frekvenciájú prekurzor paramétereinek változása az időfüggvényében.

Az illesztett egyenes alapján kn. 210-ről növekszik fel 250 mm-re. Így ebben az esetben az eredmény arra utal, hogy a hullámhossz változása okozza

a folytonos frekvencia csökkenését.

A 5.3 spekrogramon látható a korábban a BSc szakdolgozatomban már vizsgált prekurzor struktúra [16]. A 5.4 ábrán láthatók ennek a struktúrának a paraméterei az idő függvényében. A feldolgozáshoz azonos paramétereket használtam, mint a folytonosan frekvenciát váltó esetben és a 8-as radiális csatorna jeleit. Ennél az esetnél megfigyelhető az első lassan csökkenő frekvenciával korreláló növekvő hullámhossz, amikor a sebesség közelítőleg állandó. A második lényegesen eltérő frekvenciájú szakaszban a hullámhossz közel azonos az első időintervallumban megfigyelttel. Ennek megfelelően a poloidális sebességben lényeges változást látunk. A második frekvenciaváltásnál a hullámhosszban és a sebességben is látható ugrás azonban a szakasz rövidsége miatt bizonytalan a meghatározás. Ez alapján arra következtethetünk, hogy a lassú frekvenciaváltozás oka a hullámhossz változás míg a gyors diszkrét ugrásokat a sebesség változása is indukálhatja.



5.3. ábra. Egy diszkrét frekvencia ugrásokkal rendelkező prekurzor spektogramja.

A 5.5 ábra a kettes esetre mutat be még egy példát, amiről a 5.6 ábrán látható a programommal készített feldolgozás ez esetben 200 μ s-os időfelbontással. Ennél az esetnél a 9-es radiális csatorna jeleit használtam. A növekvő és a csökkenő frekvenciaváltozást is jól láthatóan követi a hullámhossz változása, míg a sebesség nem változik szisztematikusan. A 2 – 3 mus-os relatív időintervallumban lévő frekvencia változás túl gyorsnak tűnik a hullámhossz számító algoritmus számára, ezért bizonytalan az eredete. Az egész időablakban úgy tűnik, hogy a sebesség nem követi szisztematikusan a frekvenciaváltozásokat. Ebben az esetben tehát az ugrásszerű frekvencia változást a hullámhossz változásához tudtuk kötni.



5.4. ábra. Egy diszkrét frekvencia ugrásokkal rendelkező prekurzor paramétereinek változása az időfüggvényében.



5.5. ábra. Egy másik diszkrét frekvencia ugrásokkal rendelkező eset spektogramja.



5.6. ábra. A második diszkrét frekvenciaugrásokkal rendelkező eset paramétereinek változása az időfüggvényében.

6. fejezet

Összefoglalás (és kitekintés)

A jelen dolgozatom korábbi Tudományos Diákköri munkám és a BSc szakdolgozatom folytatása [12, 16]. A korábbi TDK dolgozatomban a TEXTOR tokamakon figyeltem meg a prekurzor tevékenységet. Az esetek nagy százalékában megfigyelhetők voltak prekurzorok az ELM-ek előtt kb. 50 μ s-mal. Ezekre jellemző volt, hogy a frekvenciájuk kb. 10-40 kHz volt és az amplitúdójuk gyorsan növekedett. A pedesztál régióra lokalizálódtak. Az eredmények alapján arra következtettem, hogy valószínűleg ezek a prekurzor struktúrák okozták az ELM instabilitásokat. A TEXTOR a további kutatások céljából nem releváns felépítésű berendezés, ezért már évek óta nem is üzemel. A további kutatások szempontjából a koreai KSTAR tokamak sokkal relevánsabb berendezés. Ezért indokoltabb ennek a tokamaknak a prekurzorait megvizsgálni. Ezért a korábbi TDK dolgozatomban már össze is hasonlítottam a KSTAR-ban megfigyelt prekurzorokat a TEXTOR struktúráival. A KSTARban található prekurzor oszcillációk esetén nem találtam aktivitást abban a paraméter tartományban, mint a TEXTOR esetén Ennek a tokamaknak a prekurzorai sokkal hosszabb, akár ms hosszú időintervallumban voltak megfigyelhetők. Az amplitúdójuk kvázi állandónak mutatkozott, esetenként egy gyorsan növekvő amplitúdóval rendelkező struktúra is rájuk ült az ELM előtt [12].

A BSc szakdolgozatomban arra koncentráltam, hogy egy érdekes jelenséget derítsek fel a KSTAR prekurzorai esetén. Megfigyelték ugyanis az Elektron Ciklotron Emissziós (ECEi) diagnosztika mérési eredményeiben, hogy esetenként a prekurzorok diszkrét frekvenciaváltást mutatnak. A prekurzorok ms-okkal jelentek meg az ELM előtt és kb. 1-2 ms-ig tartottak. Az ECEi mérés Az elektron hőmérséklet méri a szeparátrix felületen belül. Az alapvető kérdés az volt látszanak-e ezek a struktúrák a Wigner FK által épített Nyalábemissziós Spektroszkópia (NyES) diagnosztika elektronsűrűséggel arányos jeleiben. Az NTI Wavelet Tools programcsomagot használva spekt-

rogramot készítettem egy prekurzor struktúráról. Az ECEi mérések által várt frekvencia és időtartományban meg is lehetett figyelni a prekurzor oszcillációkat a NyES jelekben is. Ezután a cél az volt, hogy meghatározzam mi okozza a frekvencia diszkrét változásait a hullámhossz vagy a sebesség változás. A feldolgozás nehézségét az adja, hogy az ECEi mérések alapján kb. 20 - 40 cm-esnek becsülték a struktúrák poloidális hullámhosszát és a NyES diagnosztika poloidálisan 4 cm-es régiót fed le [13].

Igy az mutatkozott a lehetséges feldolgozási módnak, ha a csatornák egymás közti keresztspektrumát készítem el. A keresztspektrumok fázisaira egyenest illesztettem, amelynek meredeksége a hullámszám lesz. A hullámszám alapján becsültem a hullámhosszt, ami jó egyezést mutatott az ECEi mérések alapján becsülttel. A keresztspektrum valós részének felhasználásával megbecsültem a struktúra radiális lokalizációját. Azt találtam, hogy a struktúra szignifikáns aktivitással rendelkezik a szeparátrixon kívül is. Illetve a fázismenetek vizsgálata alapján arra következtettem, hogy a pedesztál környéki nyírás nem nyírja el a struktúrát, hanem csak erősen torzítja annak hullámfrontjait. Ebben a dolgozatban azonban nem vizsgáltam a paraméterek változását az idő függvényében [16].

A mostani TDK dolgozatom célja az volt, hogy tovább vizsgálódjam a prekurzorok természetéről és meghatározzam lehetőleg minnél pontosabb időfelbontással a paraméterek változását. Ez alapján azt vártam a feldolgozástól, hogy valamilyen következtetésre jutok azzal kapcsolatban mi is a frekvencia változásának oka. A kezdeti próbálkozásaim során nagyon erős ingadozást láttam a hullámhosszra kapott értékekben. Ezért mielőtt tovább vizsgálódtam volna és bármit is kijelentettem volna, kiválasztottam egy kezelhető viselkedésű prekurzort, ami viszonylag lassan csökkenő frekvenciával rendelkezik. Ezen struktúra mintájára modelleztem egy jelet, amely közelíti a valósat, és ezt feldolgoztam a módszeremmel bizonyos paraméterek értékeit változtatva. A tesztelés alapján megbecsültem a különböző időfelbontások, felhasznált poloidális csatornapárszámok és a struktúra adott időablakbeli frekvenciasávját meghatározó teljesítménylimitek permutációihoz tartozó relatív RMS hibákat. Így meghatároztam a szóbajöhető időfelbontásokat is, illetve igazoltam, hogy maga a feldolgozási módszer működik.

Végül az ideálisnak mutatkozó paraméterekkel feldolgoztam néhány tipikus esetet. A folyamatosan csökkenő frekvenciával rendelkező példában a hullámhossz változása látszott a frekvenciát befolyásoló paraméternek. A hirtelen változó frekvenciájú esetekben nem egyértelmű a következtetés. Találtam példát egyértelmű hullámhossz hatásra is és sebesség által indukált változásra is.

A feltételezésem szerint a diszkrét váltásokat egy másik fluxus felületen lévő hullám megjelenése okozza. Ilyenkor ehhez a másik felülethez, más sebesség tartozik a pedesztál környéki régióknál jelenlévő sebességgradiens miatt. A folytonos frekvenciaváltozás esetén elképzelhető, hogy ugyanazon a helyen a plazmaparaméterek fokozatos változása miatt lassan változik a gerjesztett hullám hullámhossza. Ezeknek a folyamatoknak a felderítését tervezem a továbbiakban.

A továbbiakban a már rendelkezésre álló, biztató eredményeket mutató programmal részleteiben meg fogom vizsgálni már kiválasztott érdekes struktúrákat és szisztematikusabb eredményeket próbálok elérni.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm a sok segítséget és támogatást témavezetőmnek, Zoletnik Sándornak és konzulensemnek, Pokol Gergőnek!

Irodalomjegyzék

- [1] M. Lampert, G. Anda, A. Czopf, G. Erdei, D. Guszejnov ans A. Kovácsik, G. I. Pokol, D. Réfy, Y. U. Nam, and S. Zoletnik. Combined hydrogen and lithium beam emission spectroscopy observation system for Korea Superconducting Tokamak Advanced Research. *Review of Scientific Instruments*, 86:073501, 2015.
- [2] G. S. Yun, W. Lee, M. J.Choi, J. Lee, H.K. Park, B. Tobias, C. W. Domier, N. C. Luhmann, A. J. H. Donne, and J. H. Lee. Two-dimensional visualization of growth and burst of the edge-localized filaments in kstar h-mode. *Plasma Phys. Rev. Lett.*, 107:045004, 2011.
- [3] Pokol Gergő, Zoletnik Sándor, Papp Gergely, and Horváth László. Bevezetés a fúziós plazmafizikába, Egyetemi jegyzet. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2014.
- [4] Dr. Sükösd Csaba. Kísérleti atommagfizika, Egyetemi jegyzet. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2013.
- [5] Kocsis Gábor. Fejezetek a magas hőmérsékletű kísérleti plazmafizikából., Egyetemi jegyzet. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2014.
- [6] Tóth András and Koppa Pál. Kísérleti fizika 2., Egyetemi jegyzet. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2013.
- [7] John Wesson. The science of JET. JET Joint Undertaking, 2000.
- [8] K. Kamiya, N. Asakura, J. Boedo, T. Eich, G. Federici, M. Fenstermacher, K. Finken, A. Herrmann, J. Terry, A. Kirk, B. Koch, A. Loarte, R. Maingi, R. Maqueda, E. Nardon, N. Oyama, and R. Sartori. Edge localized modes: recent expreimental findings and related issues. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49:S43–S62, 2007.

- [9] J.W.Connor, A. Kirk, and H. R. Wilson. Edge Loclised Modes (ELMs): Experiments and Theory. *AIP Conference Proceedings*, pages, Vol. 1013., No. 1., 2008.
- [10] H. Zohm. Edge localized modes (ELMs). Plasma Phys. Control. Fusion, 38:105–128, 1996.
- [11] S. Zoletnik, L. Zsuga, and TEXTOR team. Statistical analysis of the oscillations preceding ELM instabilities. 42th EPS Conference on Plasma Phys. Lisbon, 22 - 26 June ECA, page P1.192, 2015.
- [12] Zsuga Lilla Veronika. ELM prekurzor rezgések összahasonlítása különböző tokamakokon, Tudományos Diákkör BME TTK. 2015.
- [13] J. E. Lee, G. S. Yun, J. Lee, M. Kim, H. K. Park, M. Choi, W. H. Ko, Y. S. Park, and KSTAR Team. Outward transition of edge-localized modes in the inter-crash preiod of H-mode plasma. *KSTAR conference* 2016, Daejeon, Feb. 24 - 26, 2016, 2016.
- [14] Horváth László, Lazányi Nóra, Papp Gergely, Pokol Gergő, and Pór Gábor. Korszerű idő-frekvencia analízis programcsomag tranziens folyamatok vizsgálatára. Nukleon., V. évf.:111, 2012.
- [15] L. Horváth, P. Zs. Pölöskei, G. Papp, M. Maraschek, K. H. Schuhbeck, G. I. Pokol, the EUROfusion MST1Team, and the ASDEX Upgrade Team. Reducing systematic errors in time-frequency resolved mode number analysis. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57:125005, 2015.
- [16] Zsuga Lilla Veronika. Az ELM jelenséghez kapcsolódó MHD instabilitások vizsgálata, BSc szakdolgozat BME TTK. 2016.
- [17] G. Anda, D. Dunai, G. Petravich, J. Sárközi, S. Zoletnik, B. Schweer, T. Baross, I. G. Kiss, and B. Mészáros. First Measurements with the reinstalled accelerated Lithium beam diagnostics on TEXTOR. 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9 - 13 June ECA, 32D:P– 5.076, 2008.