

Kvázikoherens fluktuációk vizsgálata a Wendelstein 7-X sztellarátor plazmáján alkálínyaláb diagnosztikával

Tudományos Diákköri Konferencia dolgozat

Imre Eszter Anna

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Természettudományi Kar

fizikus-mérnök BSc 2. évfolyam

Témavezető:

Dr. Zoletnik Sándor

laboratóriumvezető

HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont

Fúziós Plazmafizika Laboratórium

Tartalom

Kivonat	3
1. Bevezetés	3
1.1 Fúziós alapismeretek.....	4
1.2. Fúziós berendezések	6
1.3. A Wendelstein 7-X sztellarátor	8
1.3.1 Szélplazma turbulencia.....	12
2. Diagnosztika és adatfeldolgozás	13
2.1. Alkáli nyaláb diagnosztika	13
2. 2. Blob-ok és kvázikohereus mód a plazma szélén	15
2.3. Adatfeldolgozás	16
2.3.1. APSD	17
2.3.2. CPSD	17
3. Eredmények.....	21
3.1. Jelek feldolgozása	21
3.2. QCM vizsgálata APSD-vel.....	22
3.3. QCM vizsgálata CPSD-vel.....	23
4. Diskusszió	26
4.1. A plazma paramétereinek a QCM-re gyakorolt hatása	29
4.1.1. Elektronsűrűség.....	29
4.1.2. Elektron- és ionhőmérséklet	30
5. Összefoglalás.....	32
Köszönetnyilvánítás	32
Hivatkozások.....	32

Kivonat

A termonukleáris fúziós energiatermelésben a mágneses összetartású berendezések két altípusa, a tokamak és a sztellarátor alkotja a főbb kutatási irányokat. Az utóbbi berendezés ugyan komplex szerkezetének köszönhetően kevésbé elterjedt, de a plazma stabilitása és a folytonos működés miatt van lehetőség ebben a konstrukcióban is. A jelenlegi legnagyobb sztellarátor a Max Planck Plazmafizikai Intézet Greifswaldban található Wendelstein 7-X nevű berendezése, amelynek alkálínyaláb-diagnosztikán alapuló diagnosztikáját (ABES) az Energiatudományi Kutatóközpont Fúziós Plazmafizika Laboratóriuma építette és üzemelteti. A sztellarátor széplazmájában és a körülötte elhelyezkedő mágneses sziget divertorban kvázikoherens oszcillációkat figyeltek meg a plazma sűrűségben a 10-25 kHz tartományban. A fluktuációkat az ABES-en kívül más diagnosztikai eljárásokkal, például reflektometriával is megfigyelték. Ezt a jelenséget abban a térbeli tartományban találták, ahol a plazmaszéli transzportban jelentős szerepet játszó filamentumok keletkeznek, ezért felmerült a két jelenség kapcsolata. Reflektometriával részletesen vizsgálták a rezgések frekvenciájának paraméteres függését, valamint a hullámok poloidális hullámhosszát. Ez a diagnosztika azonban nem tudja mérni a plazma sűrűség profilt és a plazma filamentumokat. Kutatásom során az elmúlt évek alkálínyaláb-diagnosztika adataiban vizsgáltam a kvázikoherens rezgéseket.

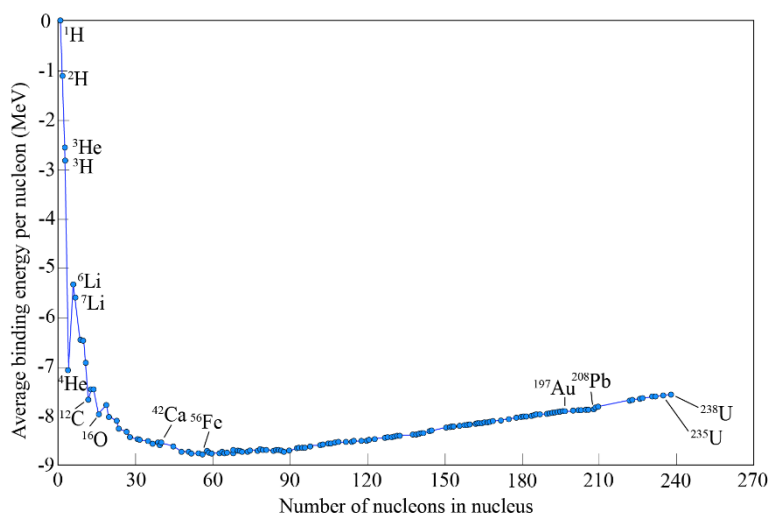
1. Bevezetés

A dekarbonizáció eléréséhez szükségünk van olyan erőművekre, amelyek károsanyag-kibocsátás nélkül, állandó termeléssel tudják az energiaellátást biztosítani. A jövő energetikája és fenntartható fejlődése elképzelhetetlen atomenergia nélkül: az egységnyi villamosenergia-termelésre jutó szén-dioxid kibocsátásban az egyik legalacsonyabb energiaforrás, kis földterületet igényel, magas energiasűrűségű, és alaperőműként működtethető. Nukleáris és megújuló alap- és csúcserőművek együttes alkalmazása jó megoldás lehet egy konzisztens, és mind természeti, mind gazdasági szempontból fenntartható energetikai rendszer kialakítására. A maghasadáson és nukleáris láncreakció elvén alapuló (fissziós) reaktorok üzemanyaga az urán, amely véges mennyiségben található a földön. Bár jelenleg még áll a rendelkezésünkre urán, hosszú távon kiapadhatnak a készletek, és új technológiákra (pl. tórium) vagy alternatív energiaforrásokra lesz szükség. A fissziós energiatermelés másik problémája a keletkező radioaktív végtermékek hosszútávú és biztonságos tárolása. A hagyományos atomenergia mellett a jövő fontos energiaforrása lehet a fúziós energia is. Ennek megvalósításához azonban 100 millió fokos hőmérsékletű közeg összetartására, fűtésére, szabályzására lesz szükség, mely

mind a fizikai folyamatok szabályozása, mind a technikai megoldások megvalósítása számára nagy kihívást jelent.

1.1. Fúziós alapismeretek

A magfúzió olyan nukleáris reakció, melynek során könnyű atommagok olvadnak össze (fuzionálnak) nagyobb tömegszámú atommagokká. Magfúzió során olyan atommagokká olvadnak össze, melyekben az egy nukleonra eső kötési energia nagyobb, ezért a folyamat közben jelentős mennyiségű energia szabadul fel. A legnagyobb egy nukleonra jutó kötési energiája a 26-os rendszámú vasnak van. Míg a vasnál könnyebb atommagok magfúzióval, a nehezebb atommagok fisszióval és radioaktív bomlással, hosszú bomlási sorokon keresztül juthatnak el az energiavölgy aljára. A csillagokban is magfúzió játszódik le. Lehetséges a fúzió a vasnál nehezebb elemek esetében is, de az nem energiatermelő folyamat, hanem energiát igényel (endoterm). Endoterm fúziós reakció során valósult meg a nukleoszintézis, a vasnál nehezebb elemek keletkezése szupernóva-robbanás során [5].

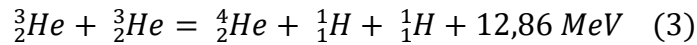
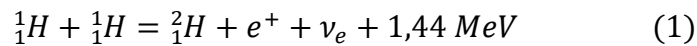


1. ábra: Egy nukleonra jutó kötési energia a tömegszám függvényében. Forrás:[6]

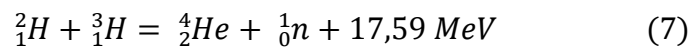
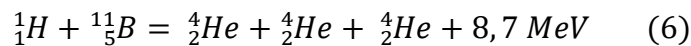
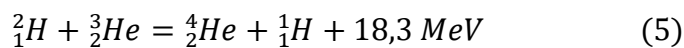
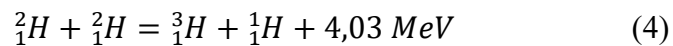
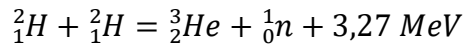
Az atommagot az erős kölcsönhatás vagy magerő tartja össze, ami a protonok és neutronok között hat nagyon rövid távolságon (10^{-15} m) belül. Az atommagok ennél nagyobb távolságokon viszont taszítják egymást, mert a töltésük a protonok miatt pozitív. Így kialakul egy potenciálgát, ami a hidrogénatom izotópjai, a deutérium és a trícium esetében kb. 0,1 MeV. Hogy a fúzió megtörténhessen, az atommagok között le kell győzni a potenciálgátat, vagy legalább elég közel kell kerüljenek az atommagok egymáshoz, hogy alagúteffektussal létrejöjjön a reakció. A csillagokban uralkodó magas (~ 10 millió C) hőmérsékleten a részecskék termikus mozgása biztosítja ezt az energiát. Ez az energia sokkal nagyobb, mint az elektronok kötési energiája az atomokban, ezért ilyenkor az anyag plazma állapotban van, amikor az elektronok és ionok szabadon mozognak. A plazmát a benne szabadon mozgó ionizált részecskék különböztetik meg a többi halmazállapottól. Mivel az elektronok szabadon mozoghatnak a plazmában, a plazma elektromosan vezetővé válik és az elektromágneses mezőkkel kölcsönhatásba lép. Elektromos és mágneses térrel a plazma tulajdonságai térben és időben szabályozhatók. A látható világegyetem anyagának 99%-a ebben a halmazállapotban van [7]. A plazmaállapot csak nagyon magas hőmérsékleten, tízezer Kelvin körül jöhet létre,

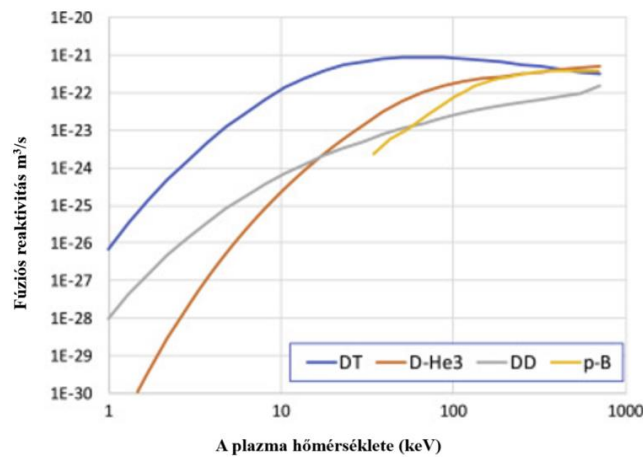
mert csak itt áll rendelkezésre az elektronok leszakításához szükséges energia, azonban a fúzióhoz szükséges hőmérsékleten az anyag mindenképpen plazmaállapotban van.

Mint ahogyan az atommagok esetében számos izotóp és különböző magállapot létezik, úgy rengeteg fúziós reakció is van. A fúziós reakciókat az energiatranszformáción túl neutron-, neutrínó- és elektronfeszabadulás is kísérheti, a kiindulási és keletkezett atommagoktól függően. A Napban főként a proton-proton fúzió játszódik le: ez esetben két hidrogénatommag (proton) olvad össze egy deutérium-atommaggá (1-es egyenlet). Ez az első lépése a proton-proton ciklusnak, ami során a csillagban hidrogénből hélium keletkezik. A keletkező deutérium-atommag egy másik protonnal hélium 3-á olvad (2-es egyenlet). Két hélium-3 fúziójakor hélium-4, a hélium legstabilabb izotópja keletkezik (3-as egyenlet) [5].



A proton-proton fúzió első lépésében egy proton béta bomlással neutronná alakul, ami nagyon lassú folyamat, ezért a csillagok egységnyi térfogatban nagyon kevés energiát termelnek. Ez a folyamat földi energiatermelésre nem alkalmas. A Földön más fúziós reakciók lennének alkalmasak: deutérium-deutérium fúzió (4-es egyenletek), deutérium-hélium-3 fúzió (5-ös egyenlet), proton-bór fúzió (6-os egyenlet) illetve a deutérium-trícium fúzió (7-es egyenlet). Az utóbbi a legígéretesebb, és ezért a kutatások nagy részében is ezzel a reakcióval foglalkoznak [5].

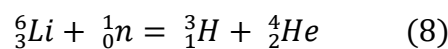




2. ábra: A fúziós reaktivitás a plazmahőmérséklet függvényében. Forrás:[8].

A mesterséges magfúzióhoz sokkal magasabb hőmérséklet elérése szükséges, mint a csillagokban végbemenő reakciókhoz. A deutérium-trícium (röviden D-T) fúzió létrejöttéhez 150 millió Kelvin (~15 keV) hőmérsékletet kell előállítani. Ahogyan az a 2. ábrán látható, a többi, mesterségesen megvalósítandó fúziós reakciók közül a D-T fúzió esetében a legnagyobb a fúziós reaktivitás ezen a hőmérsékleten [5].

A termonukleáris fúzió mesterséges megvalósítása és energetikai célú alkalmazása számos előnnyel jár nem csak a fosszilis vagy megújuló, de a konvencionális atomerőművekkel szemben is. A fúziós energiatermelés során nagyon kevés, és a fissionális erőművekben keletkezőknél rövidebb felezési idejű radioaktív hulladék képződik, így a hulladékkezelés és -tárolás is könnyebben megoldható. A fúziós reaktor működési elvéből adódóan nem következhetnek be olyan atomerőmű-balesetek, amilyenek az atomenergia elleni érvként szólhatnak. Kevés üzemanyagot igényel, nagyon magas energiasűrűségű, és a reakcióhoz szükséges üzemanyag is gazdaságosan előállítható. A deutérium-trícium fúzióhoz szükséges deutérium könnyen hozzáférhető: a hidrogén második leggyakoribb izotópja ugyanis minden 6000. vízmolekulában fellelhető, amiből vízbontással kinyerhető. A trícium előállítása lítiumból történhet a 8-as egyenlet alapján, a berendezés magját körülvevő köpenyben:



Az ehhez szükséges neutron a DT fúziós reaktor biztosítja. Meg kell említeni, hogy, bár a magreakciók ismertek, a trícium termelő köpeny technikai megvalósítása még nem kidolgozott [9].

1.2. Fúziós berendezések

Számos nemzetközi összefogás, mind kutatóközpont, mint magáncég célkitűzése egy gazdaságos fúziós reaktor építése vagy legalábbis lépésekkel közelebb kerülni az energiatermelő berendezés megépítéséhez. A kutatások jelentős része a mágneses összetartású (magnetic confinement fusion, röviden MCF) berendezésekre irányul. Az MCF reaktoroknak két nagy altípusa van, a tokamak és a sztellarátor [10].

A tokamakban a plazma egy toroidális alakú kamrában van, és az összetartását két mágneses mező biztosítja: egy külső (toroidális) mágneses tér és egy a plazmában keltett belső áram mágneses tere (poloidális mágneses tér). A kettő eredője egy a tóruszban helikálisan csavarodó mágneses tér, ahogy a 3. ábra mutatja. A plazmaáramot a jelenlegi berendezésekben nagyrészt induktívan keltik, így ezek a berendezések alapvetően impulzus üzeműek. A tokamak az '50-es években a Szovjetunióban lett kifejlesztve, neve is onnan ered: tokamak mozaikszó, jelentése tóruszkamra mágneses tekercsekkel [5]. Ez a legelterjedtebb fúziós reaktor típus, napjainkban több, mint 50 működő tokamak van a világon [11]. A jelenlegi legnagyobb fúziós berendezés is ilyen, a Japánban nemzetközi összefogásként épült JT-60SA, ami a tervezett legnagyobb fúziós projekt, az ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) előfutára [12].

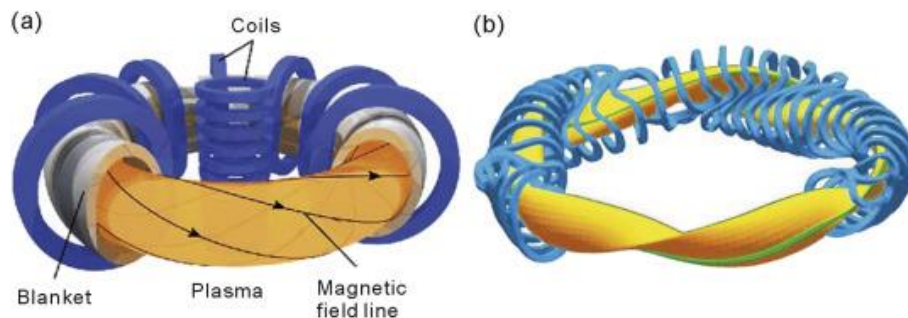
A sztellarátor is toroidális alakú, de itt a plazma összetartásához szükséges mágneses tér teljes egészében külső mágneses tekercsekkel van előállítva [10]. Nincs szükség a plazmában keringő áramra, így a sztellarátor elméletileg folyamatos üzemű lehet. A sztellarátor szerkezet összetettebb geometriájú, emiatt nehezebb megtervezni és megépíteni, de a plazmaáram hiánya instabilitások egész osztályát kerüli el, a plazma jobb stabilitású, mint a tokamak esetében, és lehetőség van különböző szempontok szerint optimalizálni a mágneses térszerkezetet. Mivel a sztellarátor típusú reaktorok kevesebb kutatás tárgyát képezik, fizikai tulajdonságaik is kevésbé ismertek, mint a tokamakok esetében. Ugyanakkor a Max Planck Plazmafizikai Intézetben üzemelő Wendelstein 7-X (röviden W7-X) sztellarátor sikeres mérési kampányai is alátámasztják, hogy szükséges lenne ezen típusú berendezésekkel foglalkozni, mert eredményeik ígéretesek, noha rengeteg kihívás előtt áll még mindig a fúziós plazmafizika. A tokamak és a sztellarátor reaktorok különböző mágneses konfigurációval rendelkeznek, eltérő magnetohidrodinamikai (röviden MDH) instabilitások vannak jelen bennük, más korlátjaik vannak működésüknek, a plazmaösszetartásnak, a neoklasszikus és turbulens transzportnak és a plazma szélén a részecskék viselkedésének [10].

A tóruszban körbefutó mágneses erővonalak sok körülfutás után egy felületet rajzolnak ki. Mivel a mágneses erővonalak mentén a részecske- és hőtranszport sokkal gyorsabb, mint merőlegesen ezért ezeken a „mágneses felületeken” a plazma hőmérséklete és sűrűsége kiegyenlítődik. Egy ideális berendezésben egymásba ágyazott tórusz alakú mágneses felületek találhatók. A részecskék első közelítésben a mágneses felületeken maradnak, csak ütközések mozgatják őket a mágneses felületek között. Ezt hívjuk klasszikus transzportnak. A mágneses tér elkerülhetetlen inhomogenitása és görbülete miatt a részecskék lassan vándorolnak a mágneses felületek között, ami hozzáadódik a klasszikus transzporthoz, ezt hívjuk neoklasszikus transzportnak. A neoklasszikus transzport abból ered, hogy a mágneses tér változása miatt, a töltött részecskék (ionok és elektronok) nem követnek tökéletes körpályát a mágneses mezővonalak körül. Ehelyett az ütközések és a mágneses tér geometriája miatt mozgásuk összetettebb. A neoklasszikus transzportot főként a részecskék pályáinak ezek a kis eltérései és a részecskék közötti ütközések okozzák. A töltött részecskék a berendezésben a mágneses mező görbülete és gradiense miatt driftmozgást végeznek.

A neoklasszikus transzport mellett a plazmaparaméterek inhomogenitása instabilitásokat, turbulenciát okoz ami anomális transzport folyamatot jelent. A turbulens transzport viszont a plazma instabilitásából és turbulenciájából ered, amely sokkal jelentősebb és

kiszámíthatatlanabb részecske- és energiaveszteségeket okoz a mágneses mezővonalakon keresztül. A turbulenciát a plazmában lévő gradiensek, például a hőmérséklet- vagy sűrűséggradiensek mozgatják, amelyek csökkenthetik a plazma stabilitását, és kaotikus, turbulens mozgáshoz vezethetnek.

Bizonyos külső vagy belső mágneses perturbációk hatására az egymásba ágyazott tórusz felületek feltörnek és egyes mágneses felületek között csavarodó tórusz topológiájú felületek jönnek létre. Ezeket hívjuk mágneses szigeteknek. A szigetek közepén mindig egy zárt mágneses erővonal van, ezt nevezzük o-pontnak. A mágneses szigetet és az azt körülvevő régiót a plazmában az úgynevezett szeparátrix választja el.



3. ábra: Tokamak (balra) és sztellarátor (jobbra) összehasonlítása. Forrás: [13]

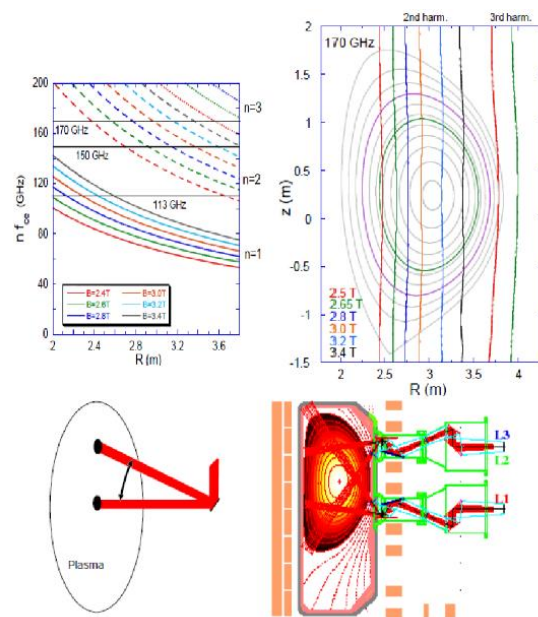
1.3. A Wendelstein 7-X sztellarátor

A W7-X a világ legnagyobb sztellarátor típusú fúziós berendezése, szupravezető tekercsekkel. Ez egy optimalizált moduláris sztellarátor, ami 5 toroidális modulból áll, és számos eltérő mágneses konfigurációban tud üzemelni a tekercsekben folyó áramok függvényében [14]. A berendezés eleinte limiter konfigurációban működött, ami azt jelenti, hogy a plazma a vákuumkamrában limiterrel van határolva, a plazmát határoló mágneses erővonalak közvetlenül érintkeznek a limiterrel. Később a limitert felváltották a szigetdivertor konfigurációk. A standard konfiguráció esetében a plazma egy 5 mágneses szigetből kialakult szigetdivertor-lánccal van határolva. A W7-X esetében a szigetek követik a mágneses erővonalak irányát. A standard konfigurációban a plazma szélén a mágneses erővonalak egy toroidális körülfutás után záródnak, így 5 önmagába záródó sziget van a plazma szélén. A tekercs áramok változtatásával az erővonala csavarodása állítható, ilyenkor a szigeteket egymásba kapcsolódnak és egy sziget csavarodik többször körbe a plazma szélén. A szigeteket a divertorlemezek síkjai számos toroidális irányban elmetszik, így a plazmával közvetlenül érintkező szilárd anyagok messze kerülnek a fő összetartott plazmától. [14]. A divertor lemezekkel elvágott mágneses erővonalak alkotják a Scape-Off Layer-t (SOL), ahol a plazma kapcsolatban van a divertor lemezekkel.

A plazma fűtését az első tokamak berendezésekben a plazmaáram Joule-hője oldotta meg, amelyet a plazmafizikában ohmikus fűtésnek nevezünk, de már a kezdetektől egyértelmű volt, hogy ezen a módon a magfúzióhoz szükséges hőmérsékletet nem lehet elérni. A plazmaáram értékét ugyanis a kívánt mágneses konfiguráció meghatározza, az ellenállása azonban a hőmérséklet növekedésével $R \sim T^{-3/2}$ szerint csökken, így a $P = I^2 R$ fűtési teljesítmény is

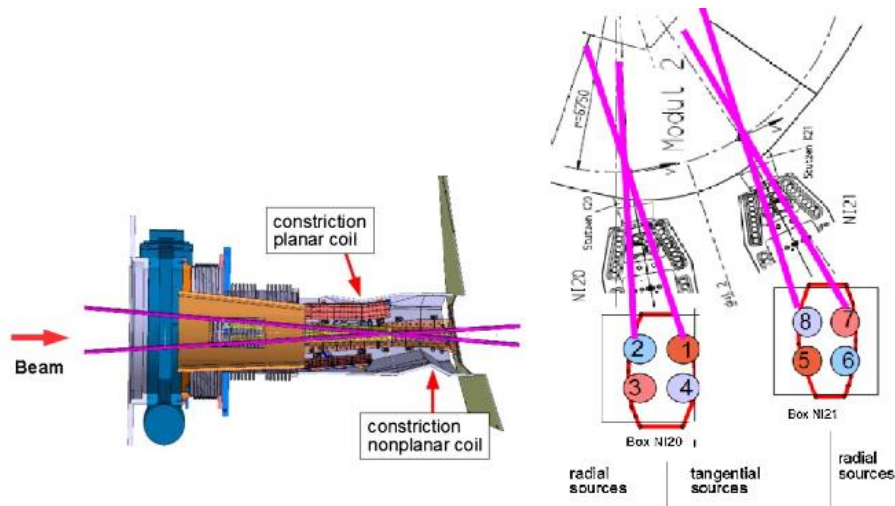
visszaesik [23]. 1 keV (10 millió °C) hőmérséklet könnyen elérhető ohmikus fűtéssel, de a fúzióhoz szükséges 10^8 °C már nem [23]. Ezen kihívás orvoslására a magasabb hőmérséklet eléréséhez kiegészítő fűtési eljárásokat dolgoztak ki. A W7-X esetében plazma fűtését két módszer adja, de nincs mindegyik jelen minden kísérlet során. Ezek az elektron-ciklotron rezonanciás fűtés (röviden ECRH) és a semleges atomnyaláb fűtés (röviden NBI).

Az ECRH az egyik legsikeresebb, a plazma fűtését biztosító berendezés, számos tokamak és sztellarátor berendezésben alkalmazzák [22]. Az elektron-ciklotron rezonancia elvét nem csak a plazma fűtésére, de diagnosztikájára is lehet alkalmazni [22]. Működése azon alapul, hogy az elektronok ciklotron frekvenciájával rezonáló hullámok elnyelődhetnek a plazmában, és a plazmába irányított nagyfrekvenciás elektromágneses hullámok rezonáns kölcsönhatása elektronokkal felfűtheti a plazmát. Jellemzően 70-150 GHz-es hullámokról van szó, mely terjedhet a plazmában nem túl magas plazmasűrűség esetében. Ahol a plazmában lokálisan nyelődik el a hullám, ott a plazma adott régiójában fűt. Ezen hullámok hullámhossza 2-5 mm, hullámvezetőben vezethetők, és kvázioptikai eszközökkel, tükrökkel irányíthatók [21]. A tükrök mozgatásával az elnyelődés helye beállítható, ahogy azt a 12. ábra mutatja. Az ECRH nyaláb forrása girotron, amiben elektronnyaláb energiája lesz hullámmá alakítva.



4. ábra: ECRH fűtés fúziós berendezésben. Forrás: [21]

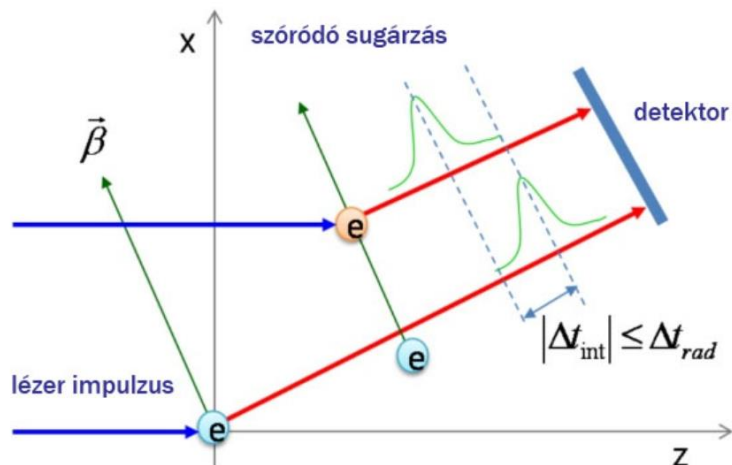
Másik mód a plazma fűtésére az NBI fűtés. Nagy energiájú, 50-100 keV-es semleges atomnyalábokat, például deutériumot lőnek a plazmába, amihez először ionizálni kell az atomokat, majd a töltéssel rendelkező részecskéket fel kell gyorsítani elektromágneses térrel, majd újra semlegesíteni kell az atomokat, és belőni a plazmába [23]. A semleges részecskék a mágneses téren akadálytalanul áthatolnak, de a forró plazma ionizálja az atomokat, és így már a mágneses tér csapdájába esnek. A többi plazmarészecskével ütközve lassan leadják energiájukat és fűtik a plazmát [23]. A plazmában Az NBI a fűtés mellett üzemanyag-utánpótlást is jelent.



5. ábra: Semleges atomnyaláb fűtés a W7-X sztellarátor plazmájában.

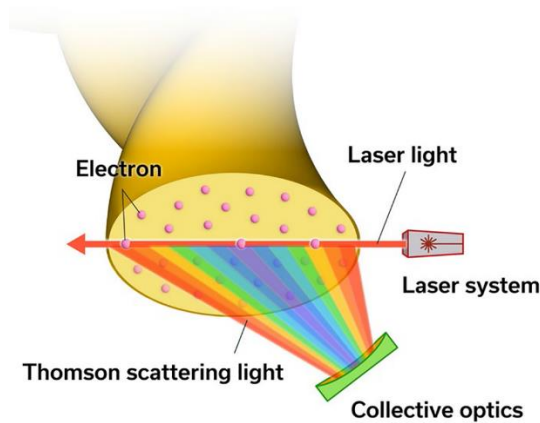
A plazmában jelen lévő fűtési teljesítményen túl hatással van a plazmára a benne mért elektronsűrűség. A plazmát átmenő húrban integrált elektronsűrűséget interferométerrel mérik, amely a plazmát áthaladó elektromágneses hullám fázistolását határozza meg.

A plazma lokális sűrűségének mérése Thomson-szórással történik. A Thomson-szórás (röviden TS) az elektromágneses sugárzás szabad részecskén (főleg elektronon) történő szóródását jelenti.



6. ábra: A Thomson-szórás sematikus ábrája. Forrás: [24].

A Thomson-szórás az elektronsűrűség mérésén túl a plazma hőmérséklet mérésére is alkalmas. A mérési módszer során a plazmában lévő szabad elektronokról nagy energiájú fotonokat szórnak (általában lézerrel). Amikor egy lézersugarat a plazmába irányítunk, a sugárban lévő fotonok kölcsönhatásba lépnek a szintén szabad elektronokkal. A fotonok az elektronokkal való kölcsönhatás következtében különböző irányokba szóródnak. A szórt fény intenzitása egyenesen arányos a plazma elektronsűrűségével. Ez abból következik, hogy a szórt fotonok száma attól függ, hogy hány szabad elektron van jelen a lézer útvonalában. A szórt fény a lézernyaláb mentén különböző helyeken mérve meghatározható a plazma sűrűségeloszlása.



7. ábra: Thomson-szórás alapú diagnosztika sztellarátorban.

Az elektronsűrűség és a plazma fűtési teljesítménye mellett a plazmában lévő elektronok és ionok hőmérséklete is hatással van a kvázikohérens fluktuációkra – ez három különböző diagnosztikai eljárással határozható meg. A plazma hőmérséklete mérhető a már említett Thomson-szórással is. Az elektronok hőmérséklete az elektronok sebességeloszlásával függ össze. Magasabb hőmérsékleten az elektronok gyorsabban mozognak, ami a szórt fény energiájában nagyobb eltérést (hullámhosszeltolódást) okoz. Ez a szórt fény spektrumának Doppler-szélesedését eredményezi. Ennek a szélesedésnek a szélessége arányos az elektronok termikus sebességével, amely kapcsolatban áll az elektronok hőmérsékletével. A másik eljárás az elektron-ciklotron emissziós diagnosztika (röviden ECE) [31]. Ez az elektronok ciklotron frekvencián történő sugárzásán alapul (9-10. egyenlet).

$$\omega_{CE} = \frac{eB}{m_e} \quad (9)$$

$$\omega_{CE} = 2\pi f_c \quad (10)$$

Ahol

- f_c az elektron ciklotron frekvenciája.
- ω_{CE} a frekvenciához tartozó szögsebesség.
- e az elemi töltés, értéke $1,6 \cdot 10^{-19}$ C.
- B a mágneses térerősség.
- m_e az elektron tömege, értéke $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg.

A toroidális geometria miatt a mágneses tér erőssége változik a plazmán belül, ezért a ciklotronfrekvencia is változik. Az egyes frekvenciákon lesugárzott ciklotronsugárzás a plazma különböző helyein tapasztalható elektronhőmérsékletről hordoz információt.



8. ábra: Diagnosztikai berendezések elhelyezkedése a W7-X sztellarátornál.

További diagnosztika még a töltéscserén alapuló (Charge Exchange Spectroscopy, röviden CXRS), mellyel a plazmában az ionhőmérsékletet lehet meghatározni. Ez a diagnosztika arra épül, hogy egy 100 keV energiájú deutérium atomnyalábot lövünk a plazmába. A forró plazmában levő szennyező ionok (pld. szén) a semleges nyaláb atomoktól töltéscsere reakcióval egy elektront vesznek fel, mely egy gerjesztett állapotba kerül. A legerjesztődéskor kibocsátott foton hullámhossza az ion mozgása miatt Doppler eltolódást szenved. A vonalas sugárzás spektrumát mérve a plazma szennyező ionok hőmérséklete számolható ki. A szennyező ionok hőmérséklete jó közelítéssel azonos a plazma hidrogén ionjainak hőmérsékletével. A töltéscsere diagnosztika több olyan paramétert tud mérni, amit a plazma közepén más diagnosztika nem, így kiemelt jelentősége van.

1.3.1. Szélplazma turbulencia

A mágnesesen összetartott plazmák szélén megfigyelhető jelenségek az ún. filamentumok vagy blobok, amelyek keletkezésének hátterére gyakoriságuk ellenére nincs teljesen megfelelő kvantitatív magyarázat egyelőre. A blobok a plazma szélétől a Scrape Off Layer-be szállítanak hőt és részecskéket. A plazma instabilitásának nemlineáris növekedésének hatására plazmáról levált hő- és részecske csomagokat hívják blobnak vagy filamentumnak. A blob-okban, a görbület és a grad B drift hatására töltésszétválás jön létre. Ez elektromos teret eredményez. A keletkező elektromos tér kifelé mutató $\underline{E} \times \underline{B}$ driftet okoz. A plazma szélén a negatív perturbációk befelé mutató $\underline{E} \times \underline{B}$ driftet okoznak. Ezen jelenségek felelősek a részecske- és hőszállító folyamatok jelentős részéért a plazma széle és a SOL között. A blobokban lévő elektromos teret befolyásolják az anyagfelületekkel való érintkezések.

Blobok tanulmányozhatóak a W7-X sztellarátorban a plazma szélén, a szigetdivertornál és a SOL-nál alkálínyaláb-emissziós spektroszkópiával (ABES) [15]. A blobok jellege függ a különböző mágneses konfigurációktól és a sztellarátor geometriájától. Kis méretű szigetek esetében a blobok a sztellarátorban hasonlóan viselkednek, mint tokamakoknál. Nagyobb méretű mágneses szigeteknél és komplexebb topológiánál másként viselkednek a blobok, a plazmától függően megjelenhetnek a szigetdivertor belsejében [16].

A blobok kamerákkal, ABES-sel és Langmuir-szondákkal lettek megfigyelve a W7-X plazmájában [17]. A W7-X-ben a blobokat nehéz megérteni a berendezés komplex geometriája és a szigetdivertor topológiája miatt. A SOL-nál a normál mágneses görbület az erővonalak mentén változik.

A plazmaturbulencia vizsgálatok közben felfigyeltek kvázi-periodikus oszcillációkra is a plazma szélén [4]. Ezek pontos eredete nem ismert, de felmerült, hogy kapcsolatban lehetnek a blok-ok keletkezésével. Ez a dolgot a plazma szélénél megjelenő kvázikohere oszcillációkkal foglalkozik.

2. Diagnosztika és adatfeldolgozás

A kutatásom során az alkálinyaláb emisszió spektroszkópia (Alkali Beam Emission Spectroscopy, ABES) eljárással foglalkoztam, amely olyan plazmadiagnosztikai eljárás, mellyel a plazma szélének és a SOL-na a sűrűsége (elektron sűrűségprofilok) és annak fluktuációja vizsgálható nagy időbeli felbontással. Az időfelbontás lehetőséget ad a turbulencia, a blob-ok és más perturbációk vizsgálatára. [18]. A magas hőmérsékletű plazma szélén a sűrűségprofil meghatározása lítiumnyalábbal már évtizedek óta ismert eljárás, először a '70-es években foglalkoztak hasonló eljárással [18]. A nagyenergiás, semleges alkálinyaláb (jelen esetben nátriumnyaláb) a plazmába kerülve a plazmát alkotó részecskékkal ütközve a végső ionizációt megelőzve gerjesztett állapotba kerül, amit meghatározott energiájú fotonok emissziója követ. Az emittált fényt detektorokkal észlelik, a detektor optikai szűrője nagyrészt leválasztja a nyaláb fényemisszióját a háttér plazmafénnyről. Nagy felbontású térben (5 mm) és időben (10-20 μ s) az ABES diagnosztika alkalmas turbulens időskálán lejátszódó jelenségek tanulmányozására [2].

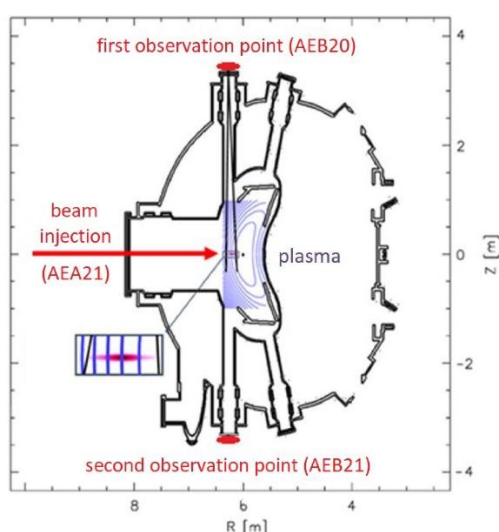
2.1. Alkáli nyaláb diagnosztika

A W7-X ABES rendszerben a diagnosztikai nyaláb egy 40-60kV-os, 1-2 mA-es ionáram ekvivalens áramerősségű semleges nátriumnyaláb, amelyet a plazma legnagyobb vízszintes keresztmetszete síkjában lönek be a plazmába, a tórusz nagysugara mentén, a nyalábra merőlegesen megfigyelve, ahogy a 9-10. ábrák mutatja. A diagnosztika során azért a nátriumra esett a választás a lítiummal szemben, mert a bomlási hossza az első gerjesztett állapotban sokkal rövidebb, mint a lítium esetében. A nátrium ionokat egy kerámia ionforrásból kilépve ionoptikával gyorsítják. Az ionforrás Pierce elektródába van helyezve és egy két szakaszos ionoptika követi. Mozgatható Faraday-pohárral mérhető a nyaláb áramerősség amennyiben nem lövik a plazmába. A nyaláb az eltérítőlemezekkel szaggatható, amelyeket akkor is használnak, amikor a nyalábot szaggatni akarják a háttérfény meghatározására. A nyaláb 250 kHz-ig szaggatható, amelyekről a későbbiekben szó lesz. Mielőtt belép a nyaláb a plazmába, káliumgőzön keresztül semlegesítik. Erre a célra korábban alkalmaztak nátriumot is, ugyanakkor az nem volt előnyös, mert maga a nyaláb is nátrium, és a plazmában észleltek termikus nátriumnyalábot, ami a semlegesítő gőzből származott.

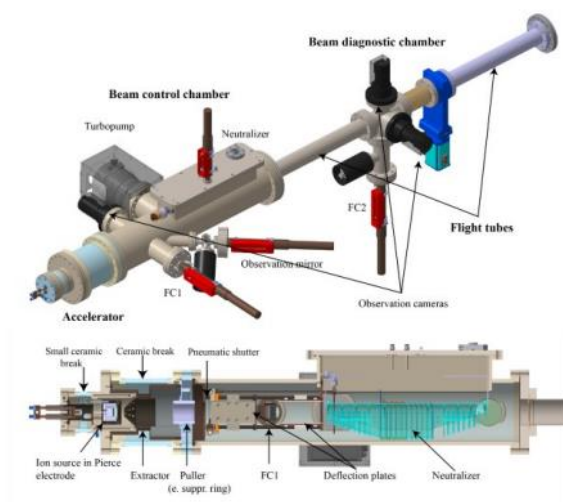
A nátriumnyaláb a plazmába érve áthalad a SOL-on, a szigetdivertor o-pontján és a plazma szélén. A nyaláb atomjai gerjesztődnek a plazma részecskéivel történő ütközés hatására, a legnagyobb hozzájárulású fotonokat emittálják az atomok a nátrium dublett-vonalánál (~589 nm), majd alapállapotba térnek vissza. A vonal intenzitását egy optika és optikai szálrendszer közvetítésével 40 csatorna lavinadióda (angolul avalanche photo diode, röviden APD) méri 500 kHz erősítő sáv szélességgel és 2 MHz digitalizálási frekvenciával. A csatornák számozása a plazmán kívül a távoli SOL tartományban kezdődik. Ezen detektorok függőleges pozícióból

figyelik meg a nyalábot, radiális irányban ~ 0.5 cm-es térbeli felbontással. A gerjesztett állapot élettartamából adódóan a nyaláb mentén a SOL-nál 1 cm-es térbeli elkenődés van jelen és a szigetdivertor majd a plazma széle felé a növekvő ütközéses legerjesztés miatt csökken az elkenődés mértéke. A diagnosztikában a fény mérése függ a nyaláb fókuszálásától. A nyaláb 2 cm-es átmérőjű. Az ABES diagnosztika legalább poloidálisan összevethető méretű perturbációkra érzékeny, ezért a blobok spektrumának alacsony frekvenciás részét (nagyobb méretű blob-ok) detektálja [2]. A W7-X plazmája egy keresztmetszetében több szigetdivertorral van határolva. A sztellarátor komplex mágneses topológiája hatással van a blobok dinamikájára [19].

Az ABES diagnosztikát a HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont tervezte és építette a Max-Planck Plazmafizika Intézettel együttműködve 2017-ben. Azóta a méréseket ezen együttműködés keretében végzik.



9. ábra: A nyaláb iránya a sztellarátorban. A plazmasűrűség méréshez az AEB20 porton figyelik meg a fényt. Az AEB21 port spektroszkópiai mérésekre szolgál. Forrás: [2]



10. ábra: Áttekintés az ABES diagnosztika nyalábbelövő berendezéséről [2].

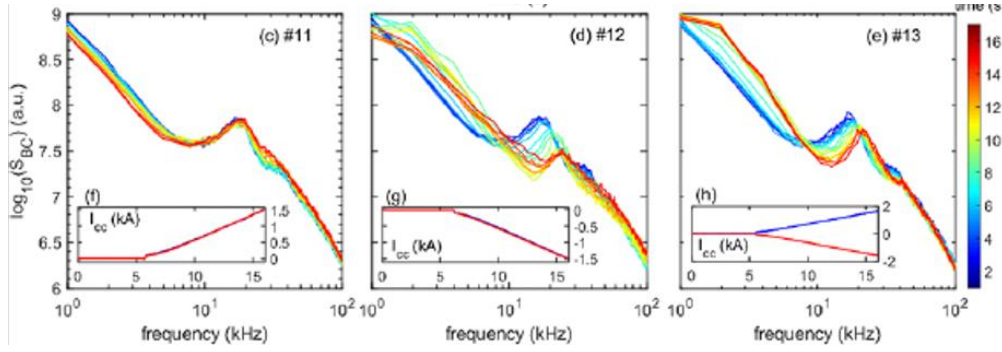
Ahol a plazma szélén alacsony a sűrűség ($n_e < 3 \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^3$), a nátriumnyaláb fényintenzitása nagyjából arányos a lokális elektronsűrűséggel és a nyaláb ionizációja alacsony. Ezen feltételek mellett a nyalábfény fluktuációja felhasználható az elektronsűrűség relatív változásának becslésére. Ahogyan a nyaláb olyan területekre ér, ahol nagyobb az elektronsűrűség, az ionizáció dominálni kezd és a mért fény nem lesz többé arányos a helyi elektronsűrűséggel [3].

A W7-X-ben méri az ABES diagnosztikával a nyaláb fényjelét és ebből kiszámítják a plazma elektronsűrűségét. Az eltérítő feszültség lekapcsolása a nyaláb felkapcsolását, felkapcsolása a nyaláb lekapcsolását jelenti. A nyalábot 250 kHz-ig lehet szaggatni, ami lehetővé teszi a precíz háttérképeket turbulens időskálán is [2]. Mivel egyes detektorok a berendezésben eltérő érzékenységek, szükség van amplitúdókalibrációra. Ezt akkor kell elvégezni, amikor nincsen a berendezésben plazma, csak gáz. Ilyenkor az alacsony nyomású gázba lőjük a nyalábot, a gázatomokkal való ütközés mindenhol azonos intenzitású fénykibocsátásra készíti a plazmát. A detektorok jeleit a gázban mért jellel osztjuk, ezzel kiegyenlítjük az optikából és a detektorok érzékenysége különbségéből fakadó eltéréseket.

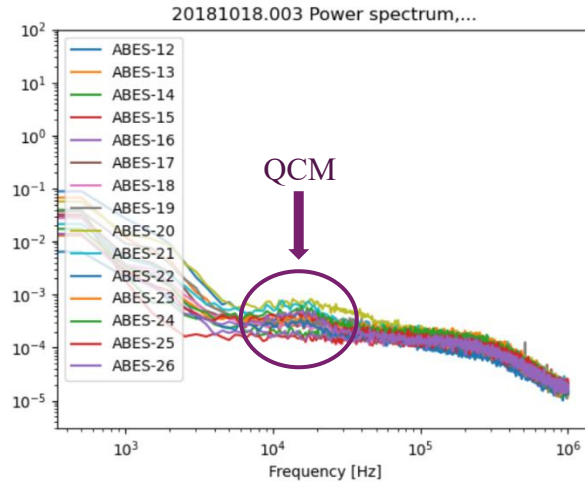
2. 2. Blob-ok és kvázikohereus mód a plazma szélén

A W7-X plazmájában a blobok a plazma szélén radiálisan kifelé haladva pár cm után a szigetdivertor belső szélén áthaladnak. A sziget külső oldalán ismét láthatók blob-ok, melyek ismét radiálisan kifelé haladnak. A két tartomány között a kapcsolat vitatott. Ahol a blobok megjelennek, nagy hullámhosszú (~20-30 cm) kvázikohereus mód (röviden QCM) figyelhető meg az ABES diagnosztikával magasabb frekvenciatartományban (~10-20 kHz) [3]. Ezek a mérések azonban csak néhány plazmakisülésre korlátozódtak.

A QCM-et a plazma szélén megfigyelték már reflektometriás eljárással [4], ez a diagnosztika azonban nem tudja mérni a plazma sűrűség profilt és a plazma filamentumokat, csak a sűrűségben látható lokális fluktuációkat. Ezért szükséges ABES diagnosztikával is vizsgálni a jelenséget. A reflektometria mérés eredményei szerint a QCM frekvenciája 25 kHz-ről a szeparátrix mentén 10 kHz-re csökkent a plazma közepe felé. Hasonló struktúrát figyeltek meg az elektron-ciklotron emissziós (röviden ECE) plazma széli csatornák és Mirnov-tekercs jelek spektrumában [4]. A kutatás alátámasztja, hogy a QCM frekvencia és az amplitúdóra hatással van a plazma szélén a mágneses topológia és a plazma tulajdonságai. A QCM egy elkülönülő csúcs a plazma hőmérséklet, sűrűség és mágneses fluktuáció spektrumában, amely mind a reflektometriában (11. ábra), mind a dolgozatom során előállított ABES diagnosztikában (12. ábra) látszódik.



11. ábra: QCM a W7-X plazmájában a spektrumban reflektometriával megfigyelve. Forrás: [4].



12. ábra: Teljesítményspektrum a plazmában a 12-26-os APD-csatornák között ABES diagnosztikával. 10-30 kHz között QCM látható.

Általánosságban kvázikohereus fluktuációk különböző frekvenciatartományban megfigyelhetők számos tokamakban és sztellarátorban a plazma közepén vagy a plazma szélén. A plazma szélén tipikusak a 10-50 kHz tartományba eső fluktuációk. A reflektometriás mérések eredményéből látszik, hogy a 10-25 kHz-es tartományban jelen van a QCM és a plazma széli mágneses topológia határozza meg, hogy milyen frekvencián van jelen. A reflektometriás mérésekkel több konfigurációban is vizsgáltak plazmát, és azt tapasztalták, hogy csak az EJM és KKM konfigurációkban van jelen a QCM [4]. A W7-X kísérletben a mágneses konfigurációkat hárombetűs kombinációval jelölik. EJM a standard konfiguráció, melyben 5 sziget határolja a plazmát. KKM konfigurációban nincsenek szigetek a plazma szélén. Dolgozatom során egyedül az EJM konfigurációval előállított plazmával foglalkoztam.

2.3. Adatfeldolgozás

A mérés során keletkezett adatokat Fourier-analízisen alapuló adatfeldolgozó technikákkal dolgoztam fel, teljesítményspektrumot és keresztspektrumot állítottam elő. Az általam alkalmazott adatelemző eljárások az APSD (Auto Power Spectral Density) és a CPSD (Cross Power Spectral Density) voltak. Ezek a technikák kulcsfontosságúak, mert betekintést nyújtanak a plazmában jelen lévő fluktuációk dinamikájába és tulajdonságaiba, amelyek sok esetben komplex, időben statisztikusan változó jeleket tartalmaznak. Az eljárással a plazma dinamikusan változó, fluktuáló paramétereinek, mint sűrűség, vagy egyéb mérésekben hőmérséklet, mágneses és elektromos térerősség természetét lehet könnyebben tanulmányozni.

Az APSD és a CPSD olyan módszerek, amelyekkel ezeket az oszcillációkat frekvenciatartománybeli szempontból is elemezni lehet.

2.3.1. APSD

Az APSD eljárással a jel teljesítményt lehet meghatározni a frekvencia függvényében, tehát meg lehet határozni a teljesítményspektrumot. A módszerrel azonosítani lehet a plazmában lévő fluktuációk – filamentumok és QCM-ek – frekvenciakomponenseit, és ezáltal lehet analizálni a plazmában lévő oszcillációkat és instabilitásokat. Diagnosztikáknál, mint mágneses és Langmuir-próbák, reflektometria vagy ABES, az adatok kiértékelésénél hasznos a teljesítményspektrum vizsgálata.

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2i\pi ft} dt \quad (11)$$

$$S_x(f) = |X(f)|^2 \quad (12)$$

Ahol:

- $x(t)$ - a jel
- f - a frekvencia
- i - a képzetes egység
- $|X(f)|^2 = X(f)X^*(f)$, ahol $X^*(f)$ a komplex konjugáltja $X(f)$ -nek.
- $S_x(f)$ - teljesítmény spektrum sűrűség
- $X(f)$ – az $x(t)$ jel Fourier-transzformáltja

A 11-12-es egyenletekkel megadható, hogyan számítható ki a jelből a teljesítményspektrum. A fenti képletek a Fourier transzformált és a teljesítményspektrum analitikus formáját adják meg. Egy valóságos mérésnél véges időlépésekkel mért jellen és véges hosszúságú mérési intervallummal dolgozunk, így az integrálok helyett summázás van. Az ABES diagnosztikában a háttér jel mérése érdekében a nyalábot szaggatják. Tipikusan 50-100 ms-ig fel van kapcsolva a nyaláb majd ugyanennyi ideig le, majd ez periodikusan ismétlődik. A teljesítményspektrumot több felkapcsolt vagy lekapcsolt nyaláb intervallumra számítjuk ki és átlagoljuk.

A frekvenciaspektrum felbontását az intervallum hosszának reciproka adja meg. Ez tipikusan 0.1-0.2 Hz lenne, ami túl finom felbontás a dolgozatban szereplő 10-20 kHz-es jelenségek vizsgálatára. Ezért a frekvenciaspektrum felbontását a frekvenciatérbeli intervallumokra vett átlagolással csökkentjük. Amikor spektrumot logaritmikus skálán ábrázoljuk, akkor célszerű az átlagolási intervallumok hosszát a frekvenciával arányosan változtatni, így állandó pontsűrűséget kapunk a frekvencia tengelyen.

2.3.2. CPSD

A CPSD, vagyis a keresztspektrum az APSD-hez hasonló adatelemző eljárás, azonban valamelyest másként működik, és más esetben szükséges az alkalmazása. APSD-t akkor kell számítani, amikor összesen csak egy jel teljesítményeloszlása szükséges a különböző frekvenciakomponenseknél. Ezzel szemben akkor célszerű CPSD-t alkalmazni, amikor két eltérő jel közötti összefüggést kell megtalálni a frekvenciatartományon, vagy a kérdés a két jel

korrelációja különböző frekvenciákon, vagy ki kell számítani a koherenciát vagy fáziskapcsolatot a két jel között.

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2i\pi ft} dt \quad (13)$$

$$Y(f) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t)e^{-2i\pi ft} dt \quad (14)$$

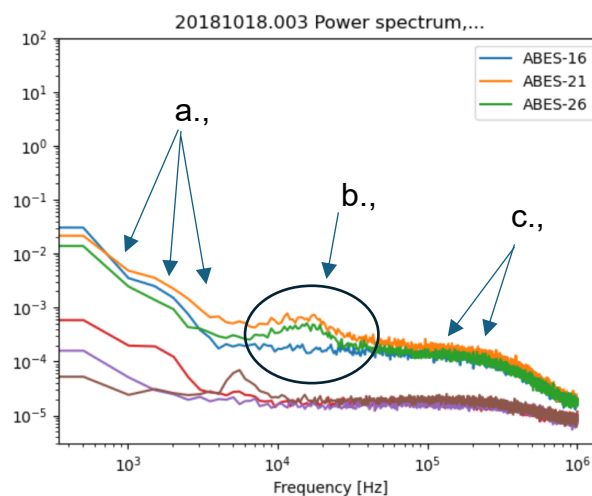
$$S_{xy}(f) = X^*(f)Y(f) \quad (15)$$

Ahol:

- $x(t)$ és $y(t)$ - jelek.
- $X(f)$ és $Y(f)$ - ezen $x(t)$ és $y(t)$ jelek Fourier-transzformáltjai.
- f - a frekvencia.
- i - a képzetes egység.
- $X^*(f)$ - $X(f)$ -nek a komplex konjugáltja
- $Y^*(f)$ - $Y(f)$ komplex konjugáltja.
- $S_{xy}(f)$ – a keresztspektrum, megadja, milyen kapcsolat van $x(t)$ és $y(t)$ jelek frekvenciakomponensei között.

A 13-15-ös egyenletek megadják, hogyan lehet kiszámolni a CPSD-t két jele. A keresztspektrum komplex mennyiség, amplitúdója és fázisa van. Az APSD-nél leírt módon frekvenciában és intervallumokon keresztül átlagolva a CPSD amplitúdója lecsökken azokon a frekvenciákon, ahol a két jelben az adott frekvenciájú komponensek fázisa nem állandó. Ezért a CPSD amplitúdója kiemeli azokat a frekvenciákat, ahol a két jelben fázisban csatolt komponens van.

A háttér hatásának azonosítása végett számítottam spektrumot a nyaláb felkapcsolt és lekapcsolt intervallumaiban is. A kutatásom során a spektrális számításokat a FLAP nevű Python környezetű programmal végeztem. A teljesítményspektrum kiszámításakor a mérés során keletkezett jelen számította ki az általam írt program az APSD-t.

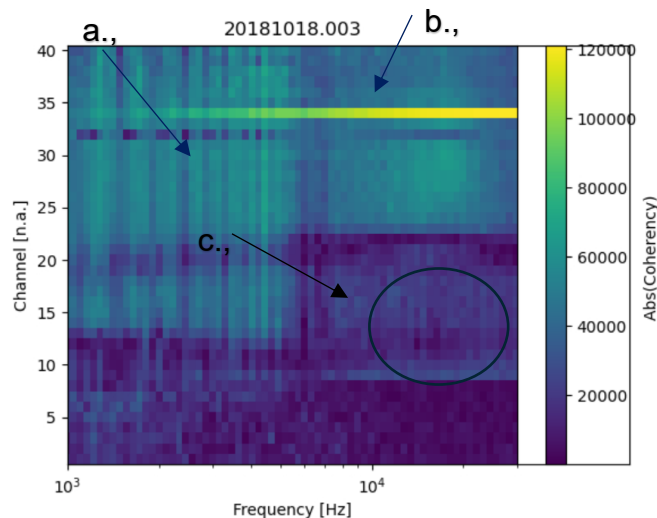


13. ábra: Teljesítményspektrum a plazmában.

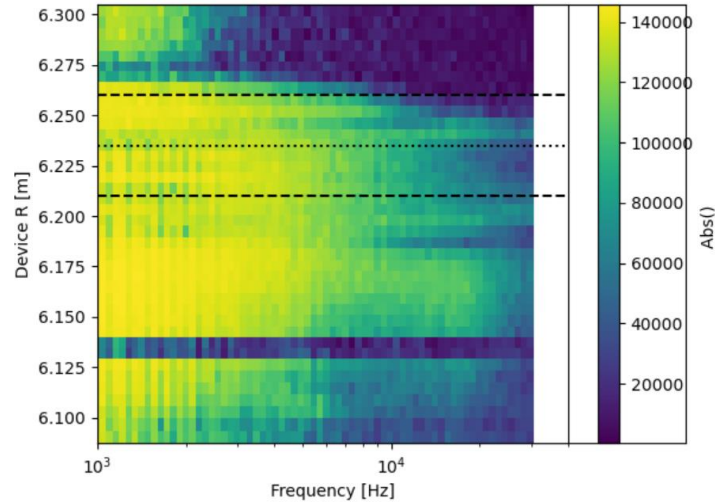
A 13. ábrán látható, ahogyan előállítottam a teljesítményspektrumot a 16-os, 21-es és 26-os csatornánál a jelből. Az a., jellel jelölt szakasz a teljesítményspektrum alacsony frekvenciás (1-10 kHz) szakasza. Ezen a frekvencián figyelhető meg a korábban már említett blobok. Alacsony frekvencián, 1 kHz-nél jelennek meg lassú változások a plazma szélén, amelyek az egész berendezésben globális változásokhoz kapcsolódhatnak. Az ábrán b., jellel láthatóak a már említett QCM-ek, ami mindhárom jel teljesítményspektrumánál látszódik, azonos frekvenciatartományban. Az ábrán c., jellel jelöltem azt a részt, ahol a detektorok és jel erősítők zaja jelenik meg. A zaj egy része a detektált fotonszám statisztikus ingadozásából származik, amely arányos az erősítő integrálási ideje alatt detektált fotonszám négyzetgyökével. Amikor a nyaláb fel van kapcsolva a fényintenzitás magasabb, ezért a zaj is nagyobb.

A keresztspektrumot kétféleképpen számítottam ki. Az egyik esetben egy adott referenciacsatorna és az összes többi csatorna közötti keresztspektrumokat vizsgáltam. Ezzel azt lehet tanulmányozni, hogy a referenciacsatornán mérhető jelenségek hol a plazma mely másik részén vannak fáziscsatolással jelen. A másik esetben ez egymás utáni csatornák közötti keresztspektrumot számoltam ki. Feltéve, hogy a vizsgált jelenségek térben néhány csatornára kiterjednek ez az eljárás javítja a detektálási lehetőségeket, különösen magas frekvenciákon, mivel a keresztspektrumban a zaj jelentős részben kiátlagolódik.

Ezzel az eljárással jobban látszanak a kvázikohereus módok nagy frekvenciánál. Van koherencia alacsony frekvenciánál (10 kHz alatt), ez a filamentumokból adódik.



14. ábra: Keresztspektrum a plazmában, ahol a 34-es a referenciacsatorna, a plazma szélén. Az ábrán a., -val jelölve láthatóak alacsony frekvencián (1-10 kHz között) a blobok, b.,-vel a referenciacsatorna mentén a koherencia, c.,-vel a QCM a 10-20 kHz-es frekvenciatartományban.



15. ábra: Keresztspektrum a plazmában a 20181018.003-as kísérletben. Az ábrán az y tengelyen a csatornaszám helyett a sugár (R) látható méterben megadni. Ez a távolság a berendezés közepétől mért érték, a csatornák számának növekedésével R csökken.

A 15-ös ábrán a 14-es ábrával ellentétben az y koordinátán nem a csatornaszám, hanem a sztellarátor sugara látható. A szaggatott vonallal jelölt szakasz jelöli a szigetet a berendezésben. A sötét tartomány 6.130 és 6.145 m között azért van, mert ott van a 20-as csatorna, ami nem működött a mérés időtartamakor. Ugyanakkor ez mérésünk szempontjából kevésbé releváns, mert itt nem várható a kvázikohereus mód jelenléte. Az ábrán élénken láthatóak alacsony frekvenciánál a blob-ok, és látható a QCM a szigeten belül.

Az adatelemzés során vizsgáltam a keresztspektrumot a Hanning-ablak módszerrel, illetve anélkül is, és összehasonlítottam az így kapott keresztspektrumot. A Hanning-ablak egy olyan ablakfüggvény, amelyet a jelek feldolgozása előtt a Fourier-transzformáció alkalmazása előtt alkalmazandó, melynek célja a jel szivárgási hatásának csökkentése a spektrumban, amely akkor keletkezik, amikor egy végtelen jelet véges hosszúságúra kell felbontani és Fourier-analízist kell végezni rajta. A Hanning-ablak egy átmenetet hoz létre a sorozat eleje és vége között, ami azt jelenti, hogy a jel eleje és vége felé a jelértékek fokozatosan csökkennek a nulláig. Ez a csökkentés segít minimalizálni a frekvenciakomponensek közötti spektrális szivárgást, ami akkor lép fel, ha a jel vége és eleje nem folytonos. Emellett Hanning-ablakkal jobb spektrális felbontást lehet elérni. A Hanning-függvény matematikai definícióját a 16-os egyenlet írja le.

$$w(n) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) \right) \quad (16)$$

ahol

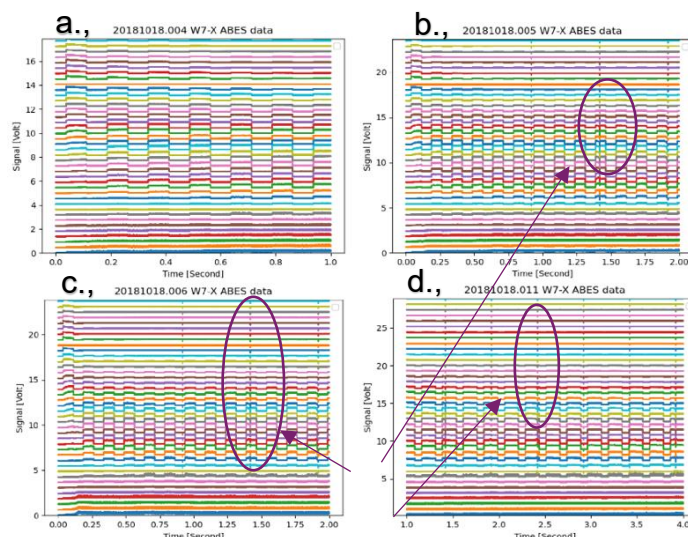
- $w(n)$ – a Hanning-ablakfüggvény értéke az n-dik pontban
- N – az ablak, vagyis a vizsgált jel teljes hossza.

3. Eredmények

Az alábbi szekcióban részletezem, hogyan vizsgáltam a kísérleteket APSD-vel és mindkét, már említett CPSD eljárással, és milyen eredményeket kaptam.

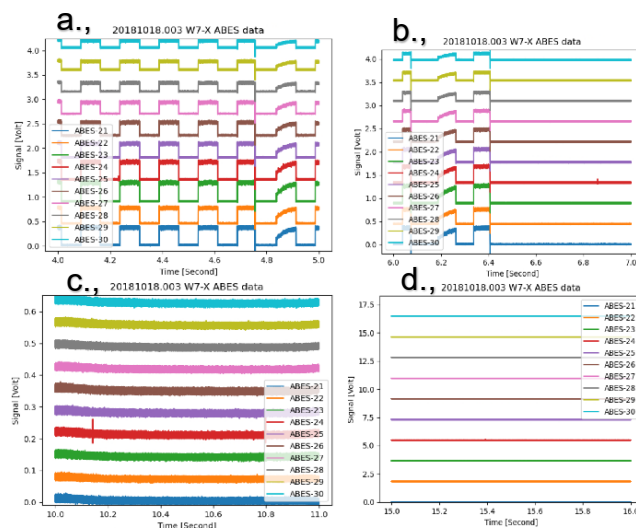
3.1. Jelek feldolgozása

Megvizsgáltam a plazmában a jelet mindegyik mérésre az egész mérés alatt, illetve vizsgáltam azon az időintervallumon, ahol a plazma sűrűsége alacsony.



16. ábra: jel a plazmában a 20181018.004, 20181018.005, 20181018.006 és 20181018.011 kísérletekben.

A 16-os ábra négy példát mutat be a jelre, négy mérésben a QCM intervallum alatt. Mind a négy kísérletben a kísérlet elején volt alacsony a sűrűség, és itt volt jelen a QCM. Az ábrákon a sok különböző színű vonal az eltérő csatornákat jelenti, lentől felfelé növekvő csatornaszámmal. A 10-20-as csatornák között látható lépcsőzetes fel-le jel a szaggatásból származik. Ugyanakkor, mint az későbbi példákban látható lesz, nem minden kísérletben van a mérés elején QCM, és nem minden QCM van a kísérlet elején. A QCM-ek a plazmában nem mindig ugyanannyi ideig vannak jelen, ez függ attól, mekkora az elektronsűrűség, és ez milyen ütemben változik. A 10.a., 10b., és 10.c. ábrákon közel szabályos időközönként zavar jelenik meg a jelben. Ezt az magyarázza, hogy a 20181018.005, 20181018.006 és 20181018.011-es mérések során a kísérlet első négy másodpercében az ECR fűtésen túl NBI-t is lőttek a plazmába.

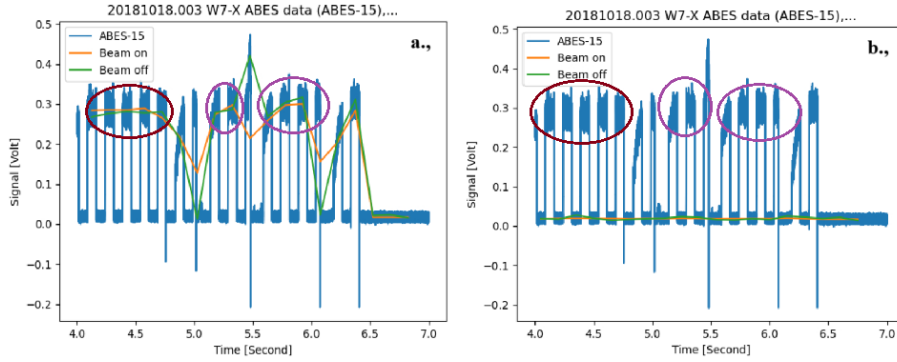


17. ábra: jel a plazmában a 20181018.003-as kísérlet több szakaszában.

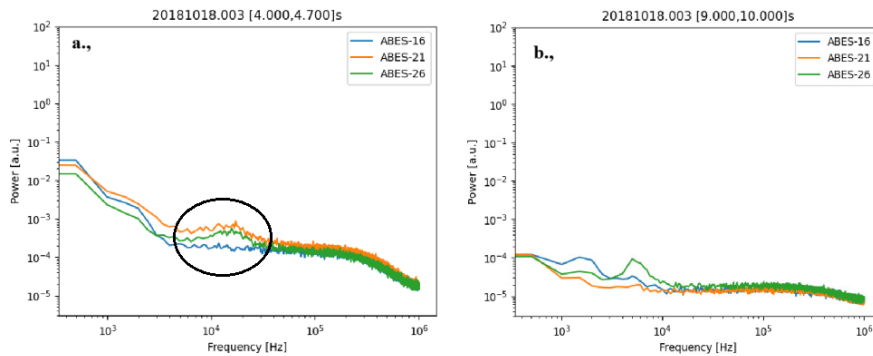
Érdekes, hogyan alakul a jel egy mérés során az idő függvényében. A 17-es ábra a 20181018.003-as kísérlettel, mint példával szemlélteti, miben tér el a jel a kísérlet 4 különböző egy másodperces időintervalluma alatt, a jel a 21-es és 30-as csatornák között látható. A 17.a. ábrán a 16-os ábrához hasonlóan látható a jel a szaggatással együtt a $t = 4 - 5$ másodperc között. A 17.b. ábránál $t = 6.4$ másodpercnél állandósul a jel. A 17.c. ábrán a plazma összeomlását követő egy másodpercben látszik a jel, amikor a plazma a túl nagy fűtés hatására összeomlik. Ekkor az ECR fűtés és a szórt mikrohullám mozgásából adódó hő teljesítménye nullára csökken, míg az elektronsűrűség, az elektron- és ionhőmérséklet, a spontán toroidális áram és a diamágnesesen mért energiatartam lassan csökken nullára. A 10.c ábrán a jelben is látszik csökkenés. A 17.d. ábra a mérés utolsó másodpercében lévő jelet mutatja, amikor már minden mennyiség nulla vagy elhanyagolható, és nincsen plazma.

3.2. QCM vizsgálata APSD-vel

A QCM megfigyelhető akkor is, hogyha a mérések teljesítményspektrumát előállítjuk. A 20181018.003-as mérésben a $t = 4.2 - 7$ másodperc időintervallum között volt megfigyelhető a QCM [3]. Az APSD-ből úgy lehet megállapítani, hogy található-e ott kvázikohereus mód, hogy 10-25 kHz között van egy hullámhegy a függvényben, ami a 18.a. ábrán látszik bekarikázva. Ugyanakkor a QCM intervallumoknál meg kell nézni a jelet is a plazmában, mert ugyan ebben a mérésben a 4.2-7 s között kell lennie a kvázikohereus módnak, a jelben voltak fluktuációk és nyalábkiülések, amelyek módosíthatják az eredményt. Ha megnézzük a 17-es ábrán a jelet, akkor ott látható, hogy a 4-4.7, 5.2-5.4 és 5.6-6 s-es időablakokban nem voltak kiülések, tehát ezek alkalmasak arra, hogy a kvázikohereus módot tanulmányozzam. Ezek közül a 4-4.7 s-es időintervallum a legjobb, így a későbbiekben főként azzal foglalkoztam.



18. ábra: jel a plazmában a 4 – 7 s-os időintervallum alatt.



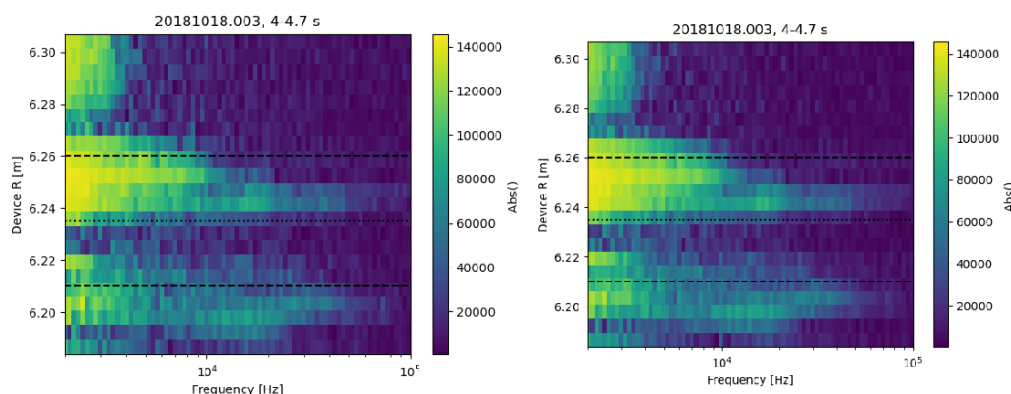
19. ábra: teljesítményspektrum a 20181018.003-as mérésben, 3 különböző csatorna mentén. A 16-os csatorna a szigeten belül helyezkedik el, a 21-es csatorna a szigeten kívül, a 26-os a SOL-nál.

A 19.a., ábrán látható a $t = 4 - 4.7$ s-os intervallumon a kvázikohereus mód. A 19. b., ábrán ugyanez a mérés látható, de egy későbbi szakaszban, a $t = 9 - 10$ s-nál, ahol már nincs jelen a plazma. Már a zaj amplitúdó is mutatja, hogy kisebb a jel a plazmában.

3.3. QCM vizsgálata CPSD-vel

A kvázikohereus módok tanulmányozására jobban alkalmas a keresztspektrum, mint a teljesítményspektrum. Mindkét esetben ott látható kvázikohereus mód, ahol 10 kHz-nél nagyobb frekvenciatartományban, kis csatornaszámnál, de nem a plazma szélén, hanem már a sziget belsejében, illetve a sziget mentén látható koherencia, ami az ábrán világos színnel van jelölve, illetve be van karikázva. Ezt a már két említett eljárással lehet meghatározni. Abban az esetben, amikor páronként nézem a keresztspektrumot, vagyis azt, milyen kapcsolat, korreláció van a csatornák között, jobb képet lehet kapni a keresztspektrumról. Ebben az esetben élesebben kilátszódik a koherencia ott, ahol fluktuáció van a plazmában, például a kvázikohereus mód miatt. A kvázikohereus mód tanulmányozásakor első sorban a plazma külső részére koncentráltam, a szigetre és azon kívül, mert a sztellarátor közepe felé, nagy csatornaszámnál, a sztellarátor közepétől kis távolságra ahogyan a plazma áthalad azon a rétegen, ott az ionizáció dominál, és emiatt nem lehet pontos képet kapni a lokális sűrűségfluktuációkról. A kutatás során részletesen a 20181018.003-as méréssel foglalkoztam, a többi kísérletben, ahol találtam a kvázikohereus módra utaló jeleket, nem foglalkoztam annyira

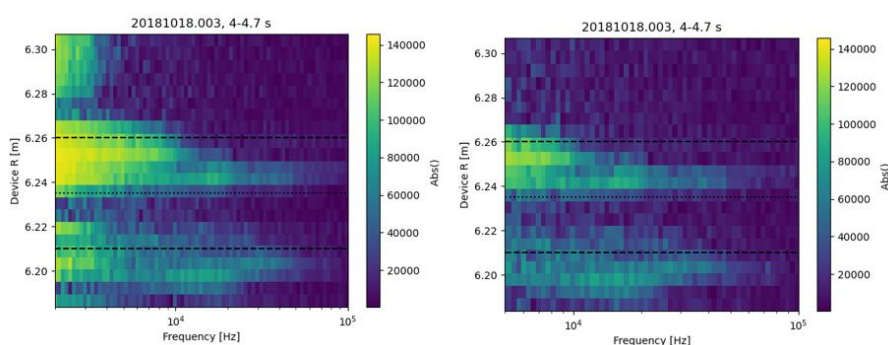
részletesen, de azon mérésekben a kvázikohereus mód részletes vizsgálata az itt bemutatott módszertannal további kutatás tárgyát képezheti.



20. ábra: koherencia a csatornák között Hanning-ablakkal (bal) és anélkül (jobb).

A 20-as ábrán bal oldalon Hanning-ablakkal, jobb oldalon Hanning-ablak nélkül látható a keresztspektrum. Szaggatott vonallal van jelölve a sziget széle két oldalt és pontozott vonallal a sziget közepe. Az ábrán két tartományban látszik kvázikohereus mód: $R = 6.20$ m-nél és $R = 6.245$ m-nél.

Mivel számos fúziós berendezésben a kvázikohereus mód nem csak egy rövid, 10-15 kHz-es sávszélességű tartományban van jelen, megvizsgáltam, nagyobb frekvenciasávban, egészen 100 kHz-ig jelen van-e olyan nagy frekvenciatartományban is a QCM. A kvázikohereus fluktuációk vizsgálatokor célszerű megnézni a keresztspektrumot úgy is, hogy csak 5-8 kHz felett ábrázoljuk a koherenciát, mert ellenkező esetben az alacsony frekvenciás tartományban jelen lévő filamentumok miatt nehezen láthatóak a magas frekvenciatartományban jelen lévő QCM-ek.

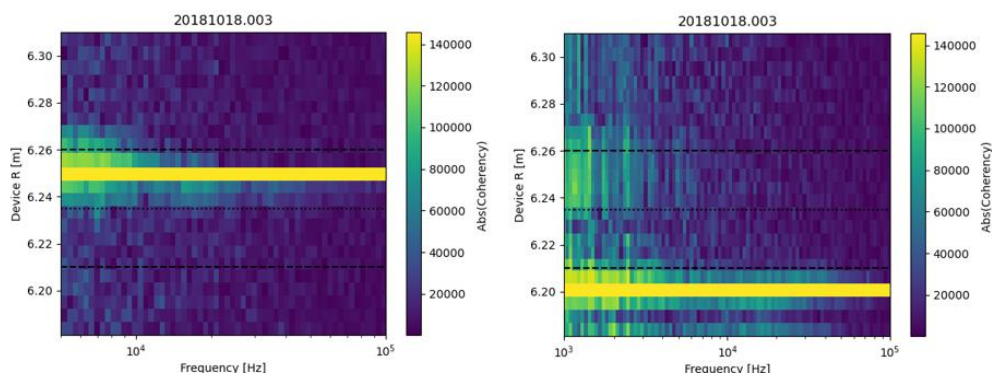


21. ábra: keresztspektrum a teljes frekvenciatartományban (bal) és magas frekvenciákon.

A 21. ábra jól szemlélteti, miért érdemes magas frekvenciánál tanulmányozni a kvázikohereus módot. A bal oldali képen látható a nagy koherencia az alacsony frekvenciánál megjelenő filamentumok miatt, és látszik, hogy emiatt kevésbé látványos magas frekvenciánál a QCM miatti koherencia. A jobb oldali ábra már a magas frekvenciatartományra fókuszál.

Miután megnéztem a kísérlethez a keresztspektrumot a páronkénti módszerrel, előállítottam a keresztspektrumot a másik eljárással, amivel egy-egy referenciacsatornához képest állította elő a keresztspektrumot. Ez esetben a referenciacsatornát 2 helyre tettem be, a berendezés

közepétől sugárirányba 6.25 m-re (11-es csatorna) valamint 6.20 m-re (20-as csatorna). Azzal a céllal végeztem el ezt a keresztspektrum-számítást, hogy megnézzem, van-e koherencia a két sáv között, tehát az utóbbi ábrákon látható, a sziget belsejében és a sziget mentén lévő kvázikoherens fluktuáció egy jelenség-e, vagy az adott jelenség egymástól függetlenül, két különböző tartományban jelenik-e meg.



22. ábra: keresztspektrum előállítása referenciacsatornával

A bal oldali ábrán a referenciacsatorna $R = 6.25$ m-nél van, a 11-es csatornánál, míg a jobb oldali ábra esetében a 20-as a referenciacsatorna $R = 6.20$ m-nél – olyan helyeken, ahol a páronként kiszámolt keresztspektrum esetében a QCM megjelent. Látható, hogy ha azt a frekvenciasávot nézzük, ahol a kvázikoherens mód megfigyelhető, a 22. ábra egyik képén sem látszódik a másik helyen a koherencia, csakis a referenciacsatorna mentén, illetve alacsonyabb frekvenciánál a filamentumok miatt. Ebből megállapítható, hogy a két megjelenő kvázikoherens mód, a szigeten belül, és a sziget széle mentén a két jelenség között nincs kapcsolat.

Dolgozatomban a 2018-as mérési kampány eredményeivel foglalkoztam. Az általam vizsgált kísérletek ebből a mérési kampányból az 1. táblázatban láthatóak, melyek közül kiemeltem, melyikben találtam meg a kvázikoherens módot.

kísérlet szám	mágneses konfiguráció	QCM
20181018.001	EJM+252	nem
20181018.002	EJM+252	nem
20181018.003	EJM+252	igen
20181018.004	EJM+252	igen
20181018.005	EJM+252	igen
20181018.006	EJM+252	igen
20181018.007	EJM+252	nem
20181018.008	EJM+252	nem
20181018.009	EJM+252	nem
20181018.010	EJM+252	nem
20181018.011	EJM+252	igen
20181018.012	EJM+252	igen
20181018.013	EJM+252	igen
20181018.014	EJM+252	igen
20181018.015	EJM+252	nem

20181018.016	EJM+252	igen
20181018.017	EJM+252	nem
20181018.018	EJM+252	nem
20181018.019	EJM+252	nem
20181018.020	EJM+252	nem
20181018.021	EJM+252	nem
20181018.022	EJM+252	nem
20181018.023	EJM+252	nem
20181018.024	EJM+252	nem
20181018.025	EJM+252	nem
20181018.026	EJM+252	nem
20181018.027	EJM+252	nem
20181018.028	EJM+252	igen
20181018.029	EJM+252	nem
20181018.030	EJM+252	nem
20181018.031	EJM+252	nem
20181018.032	EJM+252	nem
20181018.033	EJM+252	nem
20181018.034	EJM+252	nem
20181018.035	EJM+252	nem
20181018.036	EJM+252	igen
20181018.037	EJM+252	nem
20181018.038	EJM+252	nem
20181018.039	EJM+252	nem
20181018.040	EJM+252	nem
20181018.041	EJM+252	nem

1. táblázat: a dolgozatomban vizsgált kísérletek listája. Látható a kísérlet azonosítója, a sztellarátorban jelen lévő mágneses konfiguráció, valamint, hogy jelen volt-e a QCM.

A kutatás során a kísérleteket vizsgáltam APSD és CPSD eljárásokkal. Az említett mérések során a sztellarátor az ún. EJM+252 standard konfigurációban volt. A W7-X esetében általánosságban a legtöbb mérés során használt mágneses konfiguráció hasonló, és a mágneses tér a tengely mentén 2,5 T [20]. A mágneses tér konfigurációit egy három betűből álló kóddal lehet azonosítani. A már említett EJM+252-ben a betűk a specifikus tekercsben folyó áram konfigurációt jelentik, és a 252 azt jelenti, 2,52 T a mágneses tér erőssége. A mérések időtartama átlagosan 16-28 másodperc volt, de a plazma összeomlása ennél már hamarabb bekövetkezett, a legtöbb esetben $t = 10$ s környékén.

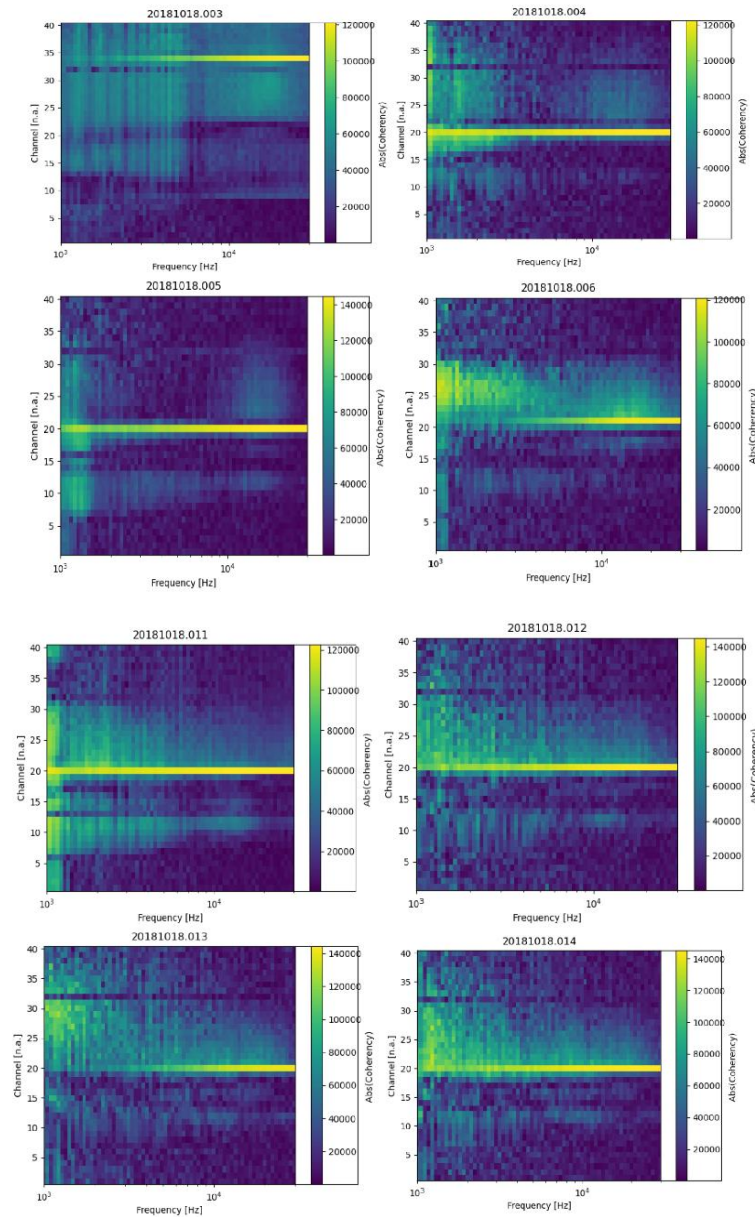
Mind korábbi eredmények, mind az én munkám azt támasztja alá, hogy a QCM a mérés olyan részeinél van jelen, ahol a plazma sűrűsége alacsony, ezért főleg ilyen szakaszokat tanulmányoztam. A 20181018.003-as kísérletre helyeztem a hangsúlyt, ezen vizsgáltam részletesebben a kvázikohereus oszcillációkat, reprodukáltam a keresztspektrumot azon az intervallumon, ahol a kvázikohereus mód jelen van, és megvizsgáltam, milyen koherencia van a csatornák között.

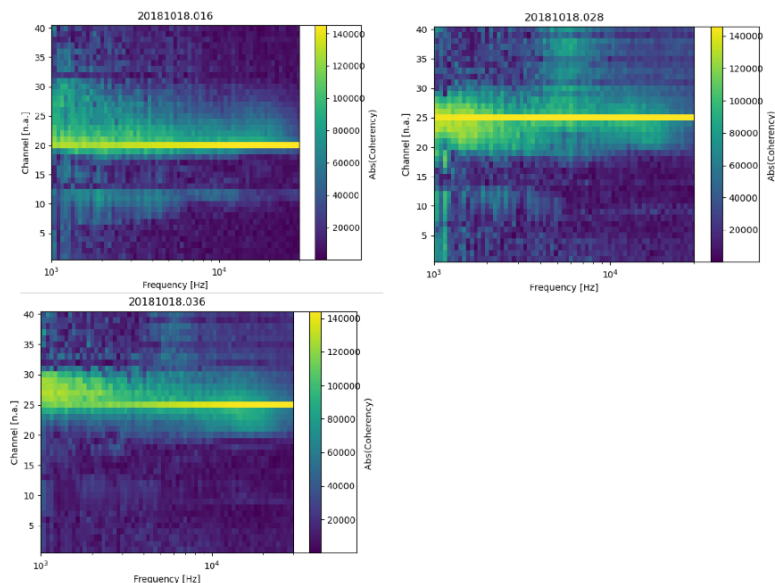
4. Diszkusszió

Megállapítható, hogy ott van jelen QCM, ahol az alábbi feltételek teljesülnek:

- értelmezhető jel az adott időintervallum alatt
- a jel teljesítményspektrumában az $f = 10 - 20$ kHz-es frekvencia intervallumon ugrás a teljesítmény értékében
- a jel keresztspektrumában a filamentumokhoz hasonló vagy annál kisebb értékű, de frekvenciában nagyobb és térbeli elhelyezkedésben kisebb kiterjedésű koherencia a szigeten belül és a sziget széle mentén
- alacsony elektronsűrűség

Ezen felül további kapcsolat vélhető a plazma egyéb paraméterei, mint például az elektronsűrűség, az elektron- és ionhőmérséklet és a QCM-ek megjelenése és kiterjedése között.





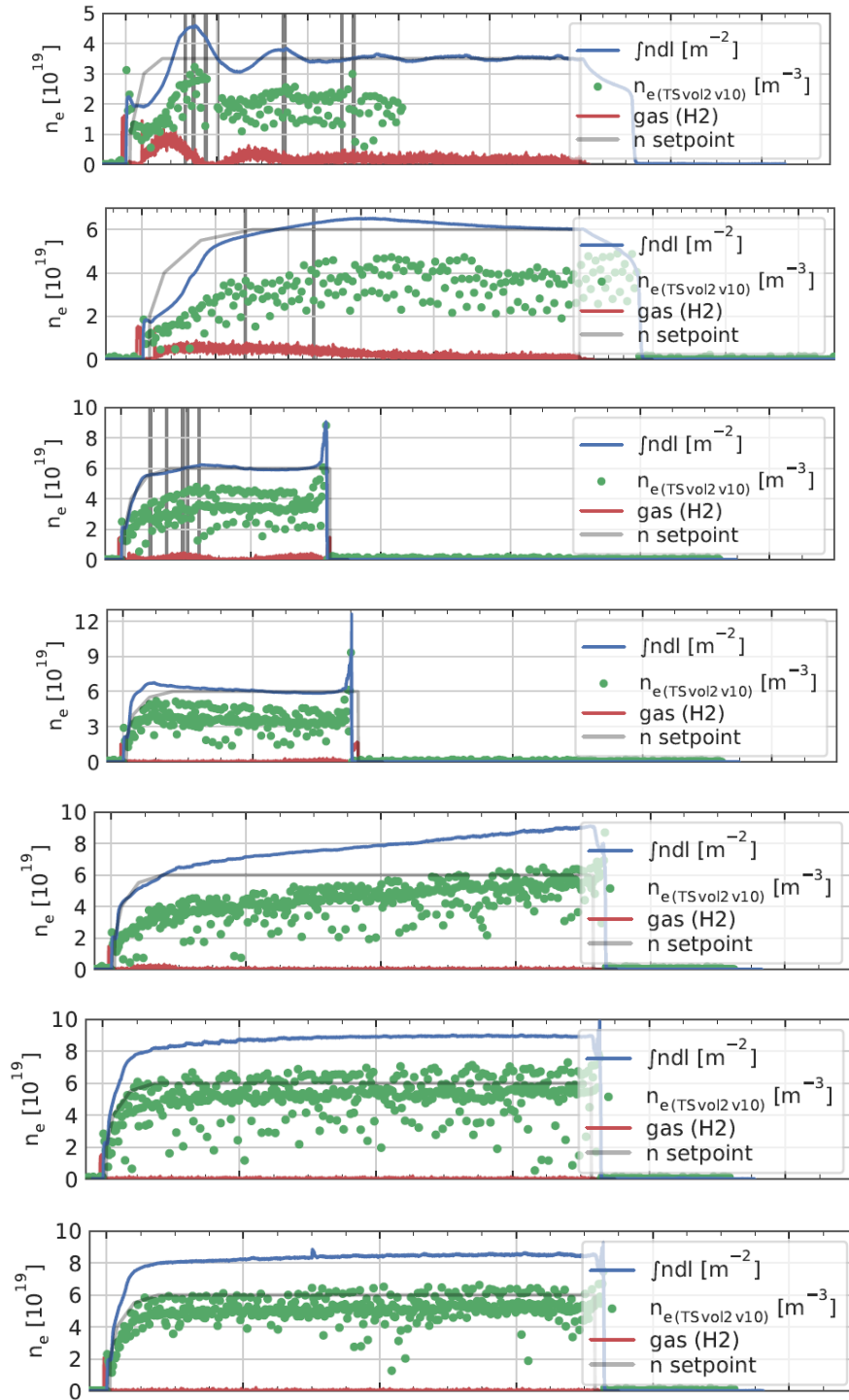
23. ábra: kvázikoherens fluktuációk a W7-X sztellarátor plazmájában azon méréseknél, ahol a QCM megtalálható.

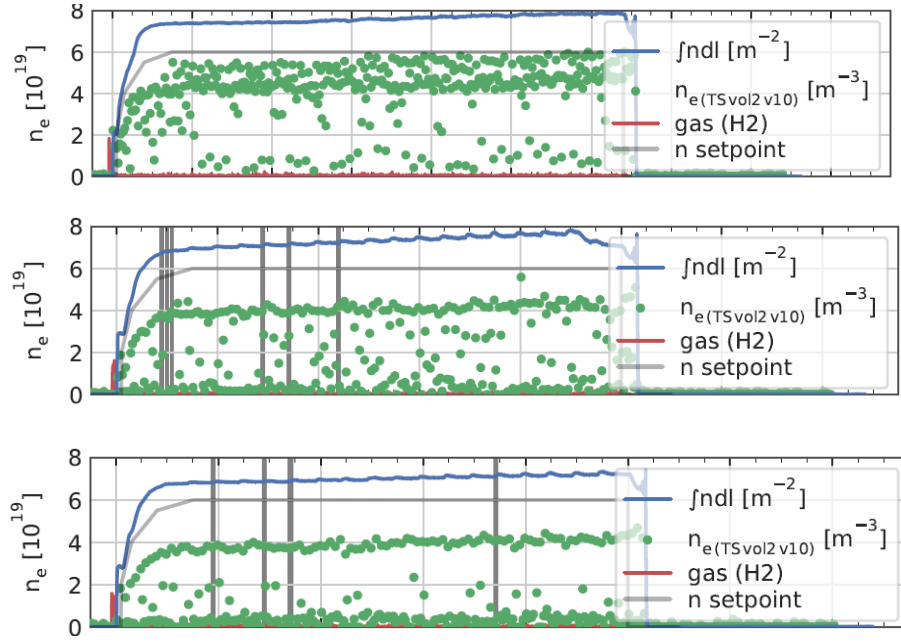
A 23. ábrán láthatóak a korábban már említett, dolgozatomból releváns kísérletek keresztsspektruma azon az időintervallumon, amelyben a kvázikoherens mód megfigyelhető. A kísérleteknél a plazmában radiális irányban kifelé, a 10-13-as csatornák között is fellelhető a QCM – ez az a régió, ami a szigeten belül esik. A legtöbb ilyen, plazmaszéli fluktuáció esetében a QCM-ek térbeli elhelyezkedése kicsi, rendszerint csak 2-3 csatorna szélesek, és többnyire a plazma azonos tartományában helyezkednek el. Kivételt képez ez alól a 20181018.003-as mérés, amelyben ez az enyhe koherencia szélesebb tartományban, a 10-19-es csatornák között észlelhető. A 20181018.005-ös mérés kivételével a koherencia mértéke viszonylag nagy. A 20181018.011, 20181018.012, 20181018.014, 20181018.028 és 20181018.036-os kísérletek esetében a nagy térbeli kiterjedésű fluktuáció széles frekvenciasávot is fed le, akár 10 kHz alatti frekvenciánál is észlelhető, és szinte el sem lehet különíteni ezeket a kvázikoherens fluktuációkat az alacsony frekvencián észlelhető filamentumoktól. Mivel a mérések során a plazmák – noha a QCM mindegyikben fellelhető – nagyon különböző paraméterekkel rendelkeztek, érdemes megvizsgálni, a kísérlet beállításai, illetve a mért mennyiségek miként befolyásolták a sztellarátor plazmájában jelen lévő kvázikoherens fluktuációkat.

4.1. A plazma paramétereinek a QCM-re gyakorolt hatása

Megállapítható, hogy azt, hogy az adott mérés plazmájában a QCM milyen kiterjedésben fordul elő, a plazma számos paramétere befolyásolja, így a plazma sűrűsége, hőmérséklete, és a plazma geometriája. Dolgozatom következő szekciójában ezeket részletezem.

4.1.1. Elektronsűrűség

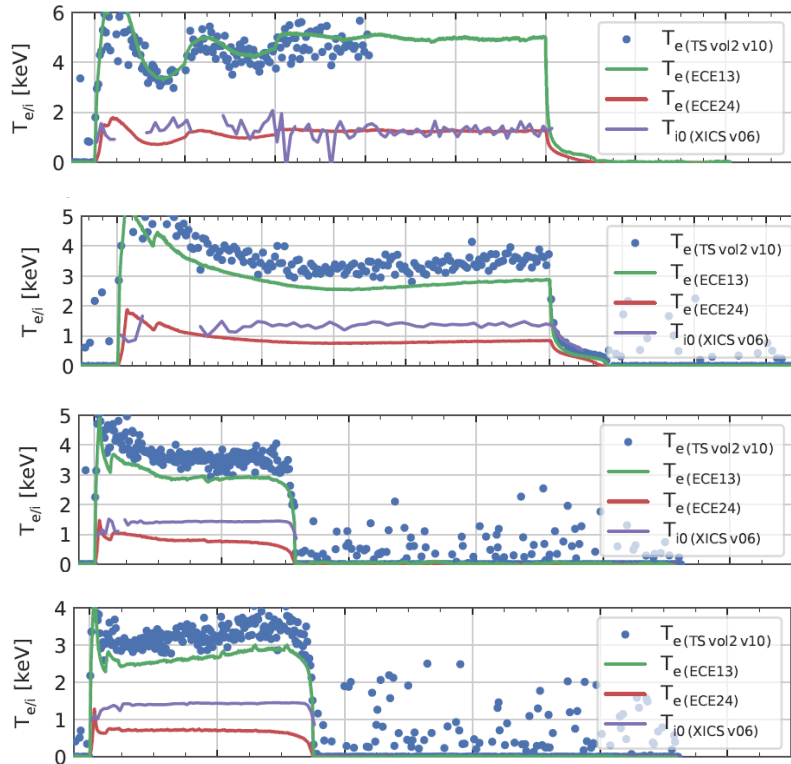


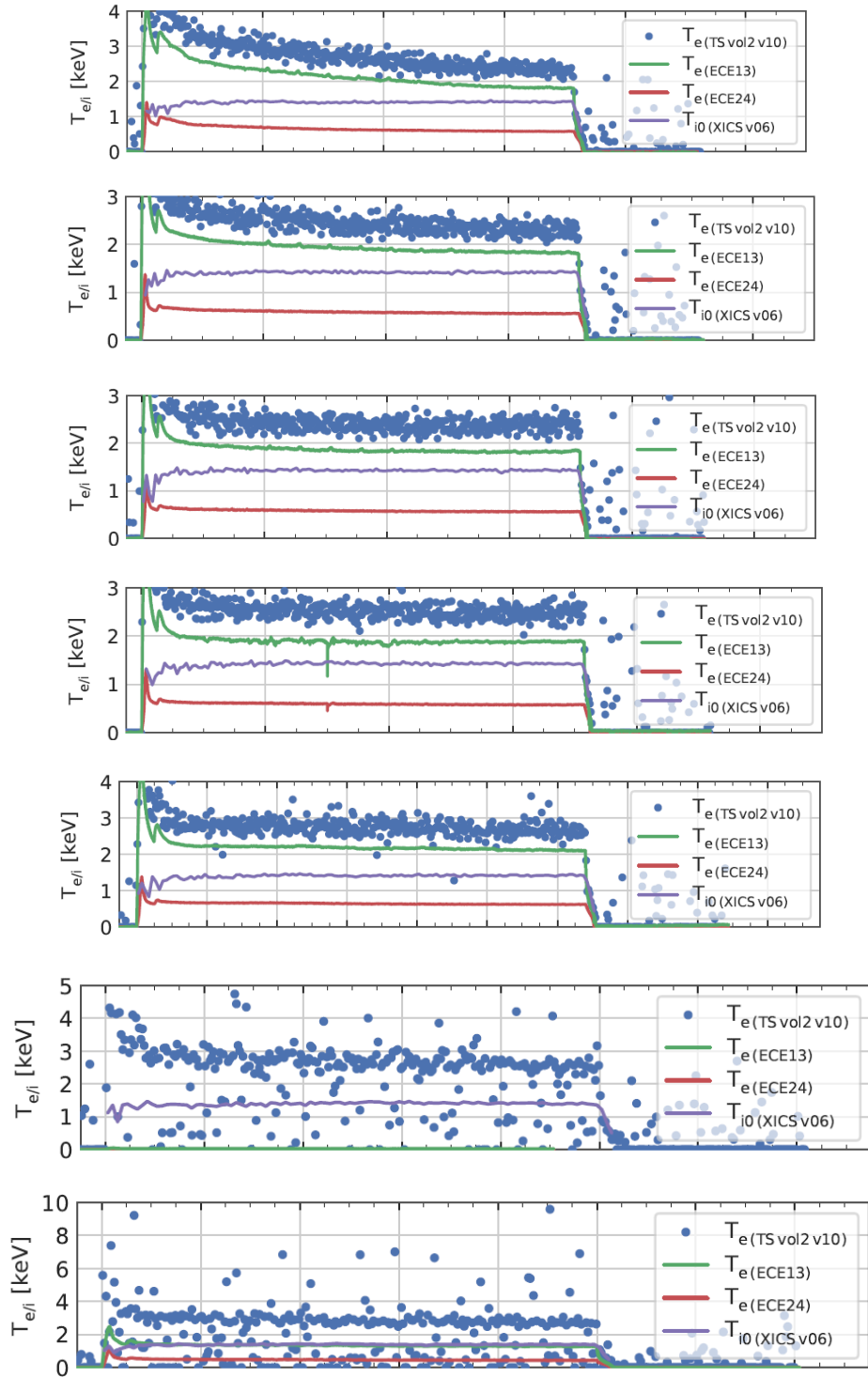


24. ábra: elektronsűrűség a vizsgált mérésnél. f_{ndI} a húrra integrált elektronsűrűség, a zöld pontok a Thomson szórással mért központi elektronsűrűség.

Azt vettem észre ezekből, hogy a QCM ott jelenik meg, ahol az elektronsűrűség értéke alacsony.

4.1.2. Elektron- és ionhőmérséklet





25. ábra: elektron- és ionhőmérséklet a vizsgált mérésekben a W7-X szteallátorban.

Az ábrákon kékel látható a Thomson-szórással mért elektronhőmérséklet, zölddel az ECE diagnosztikával mért elektronhőmérséklet a 13-as csatorna mentén, pirossal ugyanezen diagnosztikai eljárás a 24-es csatorna mentén. Lilával van jelölve a töltéscsere diagnosztikával mért ionhőmérséklet. Az elektron- és ionhőmérséklet alakulását összehasonlítva a plazmáról QCM-ek tanulmányozására előállított kereszt spektrummal összehasonlítva kapcsolatot fedezhetünk fel a paraméterek között. A QCM-ek olyan tartományban fedezhetőek fel, ahol az ionhőmérséklet alacsony, az elektronhőmérséklet pedig magas. Ez nem csak ott vehető észre,

ahol a QCM a kísérlet kezdeténél jelenik meg, hanem ott is, ahol más szakaszokon, például a mérés felénél, hosszabb időtartamra jelennek meg a kvázikohereus fluktuációk.

5. Összefoglalás

Dolgozatomban a Wendelstein 7-X sztellarátor plazmájában jelen lévő kvázikohereus fluktuációk alkálínyaláb emissziós spektroszkópiával (ABES) történő vizsgálatával foglalkoztam. Ezek a jelenségek ugyan ismertek, de a HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont által üzemeltetett alkáli nyaláb diagnosztikában még nem történt szisztematikus adatfeldolgozás. Első lépésként megismerkedtem a sztellarátor berendezés és a diagnosztika felépítésével, működésével. Ez után elsajátítottam a fúziós plazmafizikában is alkalmazandó adatfeldolgozási eljárásokat és egy már jól feldolgozott mérés segítségével megismertem az adatfeldolgozásra rendelkezésre álló, témavezetőm, Dr. Zoletnik Sándor és az EK munkatársai által fejlesztett, Python programozási nyelvben írt FLAP programcsomagot, és reprodukáltam a korábbi eredményeket. Ebből kiindulva kutatásom során kidolgoztam egy módszert a rezgések térbeli eloszlásának spektrális koherencia vizsgálatára. Megvizsgáltam a 2018-as mérési kampány néhány kísérletét, ezek közül spektrális analízis segítségével megállapítottam, melyek alkalmasak a kvázikohereus oszcillációk vizsgálatára. Ezen kísérletek paramétereit tanulmányoztam, összefüggéseket keresve a plazma paramétereit és a kvázikohereus fluktuációk jellege, frekvenciasávbeli kiterjedése között. Megállapítottam, hogy ott fordulhat elő kvázikohereus mód a plazmában, ahol az elektronsűrűség és az ionhőmérséklet alacsony és az elektronhőmérséklet magas.

Nagyobb hangsúlyt fektettem a 20181018.003-as kísérletre, mert erről tudunk a legtöbbet. Ennél megvizsgáltam a keresztspektrumot kétféle eljárással, amely eddig ismeretlen volt. Ebben a dolgozatban az alacsonyabb csatornaszámnál, a szigeten belül és annak a mentén lévő jelenségeket vizsgáltam. Megállapítottam, hogy a 20181018.003-as kísérlet esetében nincsen koherencia a szigeten belüli és a plazma szélén tapasztalható kvázikohereus fluktuáció között.

A kutatás további célja későbbi mérési kampányok, például a 2023-as és 2024-es kísérletek adatainak feldolgozása a bemutatott módszerrel, és ezáltal a kvázikohereus fluktuációk és azok a plazmára gyakorolt hatásának mélyebb megértése.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Zoletnik Sándornak a dolgozatommal kapcsolatos útmutatásokért, rengeteg segítségért és támogatásért, valamint az Energiatudományi Kutatóközpont Fúziós Plazmafizika Laboratóriumának a kutatás lehetőségéért.

Hivatkozások

[1] Pedersen, T., Otte, M., Lazerson, S. *et al.* Confirmation of the topology of the Wendelstein 7-X magnetic field to better than 1:100,000. *Nat Commun* 7, 13493 (2016)

- [2] G. Anda *et al.* Measurement of edge plasma parameters at W7-X using Alkali Beam Emission Spectroscopy. (2019)
- [3] S. Zoletnik *et al.* Multi-diagnostic analysis of plasma filaments in the island divertor
- [4] X. Han *et al.*: Experimental characterization of a quasi-coherent turbulent structure in the edge plasma in Wendelstein 7-X, 2020 *Nucl. Fusion* **60** 016011
- [5] Berei Klára, Fulöp Zsolt, Gyurky György, Horváth Dezső, Inzelt György, Klencsár Zoltán, Környei József, Köteles György, Krasznahorkay Attila, Lévy Béla, Radnóti Katalin, Sárándi István, Schiller Róbert, Szatmáry Zoltán, Szilvási István, Tóth Gyula, Vértes Attila, Wojnárovits László, Zaránd Pál, and Zoletnik Sándor. Szemelvények a Nukleáris Tudomány Történetéből. Akadémia Kiadó, 2009.
- [6] Mackintosh, R.; Ai-Khalili, J.; Jonson, B.; Pena, T. (2001). *Nucleus: A trip into the heart of matter*. Baltimore, Maryland: The Johns Hopkins University Press
- [7] Massachusetts Institute of Technology, Plasma Science and Fusion Center: What is plasma? (https://www.psfc.mit.edu/vision/what_is_plasma)
- [8] Richard Kembleton: Nuclear fusion: What of the future?, Academic Press, 2019, Pages 199-220, ISBN 9780128141045, <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-814104-5.00005-3>.
- [9] Mohamed Abdou, Marco Riva, Alice Ying, Christian Day, Alberto Loarte, L.R. Baylor, Paul Humrickhouse, Thomas F. Fuerst and Seungyon Cho *Nucl. Fusion* **61** 013001 (2021)
- [10] Yuhong Xu: A general comparison between tokamak and stellarator plasmas, *Matter Radiat. Extremes* **1**, 192–200 (2016),
- [11] International Atomic Energy Agency: World Survey of Fusion Devices (2022)
- [12] Ishida *et al.*: Overview of the JT60-SA Project, International Atomic Energy Agency, Nuclear Fusion, (2011)
- [13] Mandell: Magnetic Fluctuations in Gyrokinetic Simulations of Tokamak Scrape-Off Layer Turbulence. Princeton University PhD dolgozat, 2021
- [14] Krasheninnikov *et al.*: Divertor plasma detachment, *Physics of Plasmas*, **23** (2016)
- [15] D. Nagy *et al.*: Development of the W7-X Alkali Metal Beam Diagnostics Observation System for OP2, *Journal of Nuclear Engineering* (2023)
- [16] B. Csillag *et al.*: Statistical analysis of plasma filaments in the island divertor of Wendelstein 7-X, *IAEA Nuclear Fusion*, **64**, 016017, (2024)
- [17] C. Killer *et al.*: Plasma filaments in the scrape-off layer of Wendelstein 7-X, *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 085003, (2020)
- [18] S. Zoletnik *et al.*: Advanced neutral alkali beam diagnostics for applications in fusion research, *Review of Scientific Instruments*, **89** (2018)

- [19] R. König *et al.*: The divertor program in stellarators, Plasma Phys. Control. Fusion **44** 2365, (2002)
- [20] Korteweg, Sander: Plasma breakdown by second harmonic ECRH in Wendelstein 7-X, Eindhoven University of Technology Master Thesis, (2023)
- [21] Zoletnik Sándor: Fúziós laborkísérletek diasor, 35. oldal
- [22] Dunai Dániel: Fúziós plazma turbulenciájának és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával, doktori értekezés (2010)
- [23] Zoletnik Sándor: Szabályozott magfúzió mágneses összetartással II. – Eredmények és tervek, Fizikai Szemle 2005/7. 234. oldal
- [24] Tomassini, Paolo: Linear and Nonlinear Thomson Scattering for Advanced X-Ray Sources in PLASMONX, IEEE Transactions on Plasma Sciences, , **36** , 1782–1789. o (2008)