



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Természettudományi Kar

Szintetikus diagnosztika-alapú eljárás a HESEL turbulenciakód validációjához

OTDK dolgozat

2025. 04. 22-25.

Témavezető

Dr. Asztalos Örs

Egyetemi adjunktus

Nukleáris Technikai Intézet

Hallgató

Andorfi István

Fizikus MSc 2. évfolyam

Kutatófizikus specializáció



Tartalomjegyzék

Rövidítések jegyzéke	I
Elnevezések jegyzéke	I
Fizikai állandók jegyzéke	I
Ábrák jegyzéke	II
Kivonat	III
1. Bevezetés	1
1.1. A fúziós energiatermelés alapjai	1
1.2. Fúziós berendezések	4
1.2.1. Az ASDEX Upgrade	6
1.3. Filamentumok	6
1.3.1. A HESEL	8
1.4. A nyalábemissziós spektroszkópia	9
1.4.1. Az AUG BES rendszer	11
1.4.2. Fontosabb méréselméleti fogalmak	12
1.5. Szintetikus diagnosztikák	13
1.6. A dolgozatban előforduló jelanalizáló eljárások	15
1.6.1. Statisztikai eszközök	15
1.7. A dolgozat célkitűzései	17
2. Jelanalizáló eljárás bemutatása	18
2.1. A vizsgált jelek	18
2.1.1. Szintetikus jelek átskálázása	20
2.2. Blobok azonosítása	22
2.2.1. Azonosítási próba	23
2.3. Blobfrekvencia	24
2.4. Amplitúdó-eloszlásfüggvény	25
2.5. Várakozási idő-eloszlásfüggvény	28
2.6. Sebességszámolás	30
2.7. Méreteloszlás	36
3. A párhuzamos kapcsolódási hossz ($L_{ }$) hatása a blobdinamikára	39
4. Összegzés, kitekintés	45
Köszönetnyilvánítás	48

Rövidítések jegyzéke

Rövidítés	Feloldás
AUG	ASDEX Upgrade tokamak
BES	Nyalábemissziós spektroszkópia (Beam emission spectroscopy)
CDF	Valószínűségi eloszlásfüggvény (Cumulative distribution function)
DFT	Diszkrét Fourier-transzformáció (Discrete Fourier-transform)
FFT	Gyors Fourier-transzformáció (Fast Fourier-transform)
LCFS	Utolsó zárt fluxusfelület (Last closed flux surface)
Li-BES	Lítiumnyaláb-emissziós spektroszkópia (Lithium-beam emission spectroscopy)
LOS	Látóvonal (Line of sight)
PCC	Pearson-féle korrelációs együttható (Pearson correlation coefficient)
PDF	Valószínűségi sűrűségfüggvény (Probability density function)
PMT	Fotoelektron-sokszorozó cső (Photomultiplier tube)
SBR	Jel-háttér viszony (Signal-to-background ratio)
SNR	Jel-zaj viszony (Signal-to-noise ratio)
SOL	Határrétegplazma (Scrape-off layer)

Elnevezések jegyzéke

Rövidítés	Feloldás
ASDEX Upgrade	Németországban található tokamak
FLAP	EK által fejlesztett adatkiértékelő programcsomag
HESEL	2D turbulenciakód plazmasűrűség profilok és struktúrák szimulálására
ITER	Franciaországban épülő, a világ legnagyobbjának szánt fúziós berendezés
RENATE	BME NTI által fejlesztett szintetikus diagnosztikai kód
Wendelstein 7-X	Németországban épült sztellarátor

Fizikai állandók jegyzéke

Jelölés	Feloldás
$c = 2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Fénysebesség
$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Planck-állandó
$e = 1.607 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elemi töltés
$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmann-állandó
$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$	Vákuum-permittivitás
$m_p = 1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	Proton tömege
$m_n = 1.675 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	Neutron tömege

Ábrák jegyzéke

Sorszám	Tartalom	Kisülés
1.1. ábra	Természetes és mesterséges plazmák.	
1.2. ábra	Tokamak elvi felépítése.	
1.3. ábra	Plazma poloidális síkmetszete.	
1.4. ábra	Kicserélődési dinamika.	
1.5. ábra	Filamentum HESEL-szimulációja.	
1.6. ábra	BES rendszer felépítése.	
1.7. ábra	HESEL-RENATE.	
2.1. ábra	A vizsgált jelek.	29302
2.2. ábra	Szintetikus jelek átskálázása.	29302
2.3. ábra	Blob-azonosítás bemutatása.	29302
2.4. ábra	Azonosítás skálázása.	29302
2.5. ábra	Blobfrekvencia.	29302
2.6. ábra	Amplitúdó-eloszlásfüggvények.	29302
2.7. ábra	Amplitúdó-exponensek.	29302
2.8. ábra	Várakozási idő-eloszlásfüggvények.	29302
2.9. ábra	Várakozási idő-exponensek.	29302
2.10. ábra	Sebesség keresztkorrelációból.	29302
2.11. ábra	Illesztéses sebességszámolás és radiális eloszlás.	29302
2.12. ábra	Sebességeloszlás.	29302
2.13. ábra	Méreteloszlás.	29302
2.14. ábra	Méret korrelációja.	29302
3.1. ábra	Blobok tulajdonságai	29307
3.2. ábra	Blobfrekvenciák	
3.3. ábra	Kisülések összevetése.	
A.1. ábra	Ferdeség és lapultság.	29302
A.2. ábra	Lapultság a ferdeség függvényében.	29302
A.3. ábra	Spektrumok.	29302
B.1. ábra	Amplitúdó-eloszlásfüggvények.	29307
B.2. ábra	Méret korrelációja.	29307
C.1. ábra	Blobok tulajdonságai	29308

Kivonat

A fúziós plazmafizika egy aktívan kutatott tudományterület, mely várhatóan hozzá fog járulni a fúziós energiatermelés jövőbeni elterjedéséhez. Ennek egyik megvalósítása mágnesesen összetartott, nagyságrendileg százmillió kelvines hőmérsékletű termikus plazmában történik.

A határréteg plazma (Scrape-Off Layer, rövidítve: SOL) a mágnesesen összetartott régió kívül, nyílt erővonalakon helyezkedik el, és kapcsolatot teremt a plazma és az azt határoló felületek között. A SOL viselkedése befolyásolja a várható hőterhelést a plazmát határoló felületeken, továbbá jellegét meghatározza a benne fellépő, filamentumoknak nevezett sűrűség-fluktuációk dinamikája. [1]

A plazmafizikai kutatások kivitelezéséhez elengedhetetlenek a diagnosztikai eljárások. A mágneses összetartás és az igen magas hőmérséklet miatt a plazmafizikai mérések bonyolult megvalósításokat kívánnak. Ezek egyike a nyalábemissziós spektroszkópia (Beam Emission Spectroscopy, rövidítve: BES) [2], mely során egy monoenergiás semleges atomnyalábot juttatnak a plazmába, ahol a nyalábatomok a plazmarészecskékkal való ütközések során gerjesztődnek, majd karakterisztikus hullámhosszakon spontán módon fotonokat emittálnak. Egy megfigyelőrendszer detektálja az emittált fotonfluxust, melynek intenzitása és térbeli eloszlása alapján következtethető a plazma sűrűségprofilja illetve annak fluktuációja. A gerjesztődés mellett lezajló egyéb atomi reakciók (ionizáció, töltéscsere) miatt a nyalábintenzitás a plazma belseje felé haladva csökken, ennek megfelelően a BES-t főként plazmaszél-diagnosztikaként alkalmazzák, ennél fogva kiválóan alkalmas SOL-filamentumok detektálására.

A fúziós kutatások szempontjából igen jövedelmezőnek adódik mind a plazmafizikai jelenségek, mind a mérési eljárások számítógépes modellezése (lévén, hogy az analitikus számolás a rendszereink összetettsége miatt nagyrészt kivitelezhetetlen, sőt sok esetben még numerikusan is nehezen kezelhető, számításigényes). A filamentáris jelenségek szempontjából a plazmában fellépő turbulens transzport vizsgálata elsődleges fontosságú. Ilyen numerikus modellezést valósít meg a HESEL [3], mely egy kétfolyadék-elméleten alapuló kétdimenziós turbulenciakód.

A BES modellezése elősegíti a detektált fizikai jelenségek értelmezését, illetve számszerűsíti a diagnosztika képességének korlátait [4]. A RENATE egy, a BME NTI által fejlesztett teljes háromdimenziós BES szintetikus diagnosztikai kód.

A dolgozatban egy átfogó, a filamentáris dinamika szempontjából releváns paramétereken alapuló eljárást ismertetek a RENATE szintetikus diagnosztika, és az ASDEX-Upgrade tokamak Li-BES rendszerén végrehajtott mérések eredményeit felhasználva, melynek alkalmazása egy újabb lépést jelenthet a HESEL turbulenciakód, és az ebben megvalósított fizikai modell validálása felé.

1. fejezet

Bevezetés

1.1. A fúziós energiatermelés alapjai

„The release of atomic energy has not created a new problem. It has merely made more urgent the necessity of solving an existing one.”

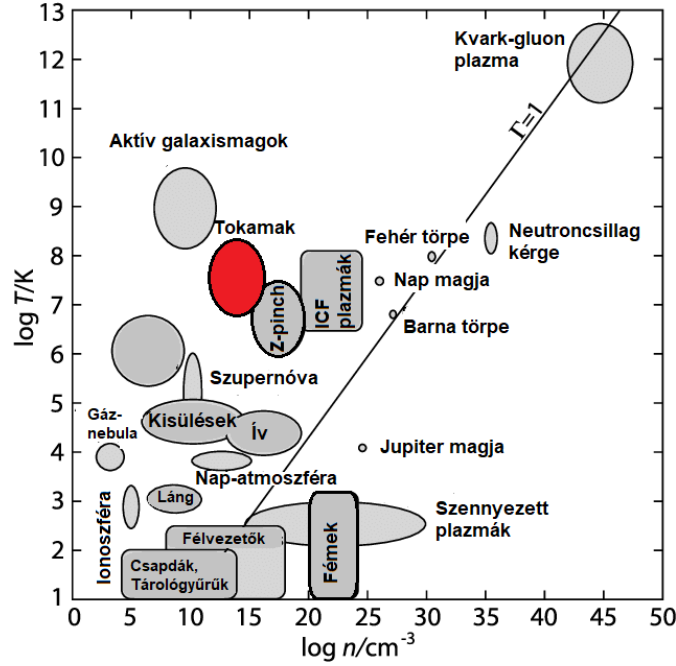
Einstein

A *plazma* elnevezés az ógörög $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha$ szóból származik, mely annyit tesz, „formázható anyag”. A plazma szabad elektronok, ionok és semleges részecskék keveréke, mely úgy jön létre, hogy részecskéinek átlagos termikus energiája eléri az ionizációs energia szintjét, s ekkor egy részük ionizálódik. A világegyetem anyagának 99%-a plazma halmazállapotú. Az ebben a dolgozatban használt értelemben a plazma szabad elektronok, ionok és semleges részecskék ionizált, kvázi-semleges és kollektív keveréke. Lévén, hogy a plazmában pozitív többlettöltésű ionok és negatív töltésű elektronok vannak, ezek a plazmakomponensek igen erős elektromos kölcsönhatásban vesznek részt. Ennek következménye pl. a *plazma-oszcilláció*, melyet az ún. *plazma-frekvencia* karakterizál, amely meghatározza az elektromágneses hullámok közegbeli terjedését is. [5]

A plazmát leíró legfontosabb paraméterek az n sűrűség és T hőmérséklet, ahol a $\bar{E} = k_B T$, ahol $\bar{E}$ az átlagos termikus energia, k_B pedig a Boltzmann-állandó. Előfordulhat ugyanakkor, hogy az elektronok és ionok külön-külön termikus egyensúlyban vannak, viszont az elektron- és iongáz hőmérséklete, esetleg lokális sűrűsége különböző. Ennek megfelelően célszerű az n_e elektron- és n_i ionsűrűségről, valamint a T_e elektron- és T_i ionhőmérsékletről beszélnünk. Vizsgáljuk az elektronokat! A sűrűséget a köbméterenkénti részecskeszámmal adjuk meg: $[n_e] = \text{m}^{-3}$, a hőmérsékletet pedig keV-ban mérjük, ahol a kelvinre való átváltást a fenti képlet alapján a Boltzmann-állandó adja meg. Ennek megfelelően 1 keV átlagos termikus energia nagyjából 10 millió kelvines hőmérséklettel analóg. [5]

Összehasonlításképpen a normálállapotú (101325 Pa nyomású, 273.15 K hőmérsékletű) levegőben a molekulákat tekintve $n = 2.7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, és $T = 23 \text{ meV}$, ahol meV az elektronvolt ezredrészét jelenti (millielektronvolt).

A természetben megtalálható, és mesterségesen előállított plazmák sűrűsége és hőmérséklete látható az 1.1. ábrán.



1.1. ábra. A természetben megtalálható, és mesterségesen előállított plazmák sűrűsége és hőmérséklete [6]. Az ábrán $\Gamma = Q^2 / (4\pi\epsilon_0 a k_B T)$, ahol Q a részecskék töltése, ϵ_0 a vákuum permittivitása, a pedig a Wigner-Seitz cella szélessége, a Coulomb-potenciális energia és a kinetikus energia hányadosa. A dolgozat szempontjából releváns tartomány pirossal jelölve.

Felmerülhet a kérdés, hogy a fúziós energiatermelés szempontjából miért is releváns plazmáról beszélnünk. Ehhez először meg kell értenünk a fúziós reakció alapvető tulajdonságait. Az atommagokat a *magerő* tartja össze (szokás visszamaradó erős kölcsönhatásnak nevezni), mely a B kötési energiából származik, melynek forrása a tömeghiány. Az $E = -B < 0$ mennyiséget a mag teljes energiájának nevezzük, mely a tömegszámmal osztva adja az *egy nukleonra jutó teljes energiát*. Ez a

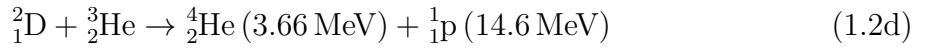
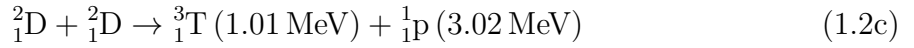
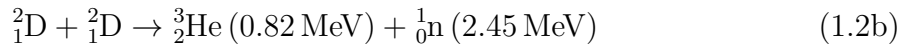
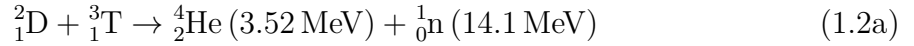
$$\bar{E}(Z, A) = \frac{M(Z, A) - (Z \cdot m_p - (A - Z) \cdot m_n) \cdot c^2}{A} < 0, \quad (1.1)$$

képlettel számolható, ahol Z a rendszám, A a tömegszám, m_p a proton tömege, m_n a neutron tömege, $M(Z, A)$ pedig az adott izotóp tömege, c a fénysebesség. [7]

Kiszámolva ezt az értéket a hélium-4 esetén $\bar{E}_{\text{He-4}} = -6.818 \text{ MeV}$, illetve a deutérium esetén $\bar{E}_{\text{H-2}} = -0.857 \text{ MeV}$ látható, hogy a hélium-4 egy sokkal kötöttebb rendszer, mint két deutérium mag (vagy akár a szabad protonok), azaz egy hidrogén- (deutérium-) hélium átalakulás (*nukleáris fúzió*) nettó energiadeficittel jár. H. Bethe fedezte fel, hogy a csillagok ezt használják ki energiatermelésük megvalósításához [8]. Már ekkor felmerült, hogy földi körülmények között ez a folyamat alkalmas lehet hő, és ezen keresztül villamosenergia előállítására. Ennek megvalósítása azonban azóta sem történt meg, viszont egyre égetőbb szükségünk lenne rá.

Egyszerű számítások után kiderül, hogy a nukleáris fúzió klasszikusan tiltott folyamat, ugyanis a Coulomb-gát a magok között magasabb, mint a reálisan lehetséges mozgási energiák. Szerencsére a kvantummechanikai alagúteffektus megengedi a részecskék

számára a hasonló átmeneteket (akárcsak az alfa-bomlás és a maghasadás esetén). A reakciók valószínűségét a kvantummechanikában a hatáskeresztmetszet jellemzi. [7]
 A proton-proton fúzió, mely a csillagokban működik egy földi körülmények között megvalósíthatatlan reakció (legalábbis a jelenlegi technológiával), ugyanis egyrészt nagyon kicsi a hatáskeresztmetszete, másrészt tartalmaz proton-neutron átalakulást, ami egy nagyon hosszú felezési idejű reakció. A csillagok méretüknél fogva képesek kezelni ezeket a problémákat, de a földi megvalósításhoz más lehetőségek kellenek. Erre a következő jelöltek állnak elő:



Az elképzelések szerint az (1.2a) egyenlettel leírt reakció lesz a fúziós energiatermelés alapja, mert ennek hatáskeresztmetszete maximális az elérhető hőmérsékleteken. [9]
 Ez a hőmérséklet még így is 10 keV körül van. Ez, mondjuk az LHC képességeit tekintve (7 TeV-os protonokkal) [10] nem tűnik megvalósíthatatlannak, de hamar nyilvánvalóvá válik (ismét néhány egyszerűbb számolás után), hogy gyorsítókkal nem érhető el nettó pozitív energiamérleg (szintén a hatáskeresztmetszetek vizsgálata útján). Ebből következik, hogy egy 10 keV (~ 100 millió kelvin) hőmérsékletű termikus közeget kell fenntartanunk a fúzió számára, ezért beszélhetünk fúziós plazmáról. Egy *fúziós reaktorban* a reakció végbemenetlét az ún. Lawson-kritérium [11] karakterizálja:

$$n\tau_E \geq 10^{20} \frac{\text{s}}{\text{m}^3}, \quad (1.3)$$

ahol n a plazmában uralkodó részecskesűrűség, τ_E pedig a kisülést jellemző karakterisztikus időtartam, az ún. *energia-összetartási idő*. Ez az összefüggés $T_i = 25 \text{ keV}$ -os ionhőmérsékleten érvényes. A reláció teljesülése esetén a reakcióban keletkező α -részecskék általi fűtés teljesítménye nagyobb lesz, mint a plazmából elvesző teljesítmény (ekkor azt mondjuk, hogy a fúziós plazma *begyullad*).

Szabályozási okokból azonban nem szükséges ekkora hőmérséklet elérése, ekkor az ún. fúziós hármasszorzat lép érvénybe [11]:

$$n\tau_E T_i \geq 10^{21} \frac{\text{keV} \cdot \text{s}}{\text{m}^3}, \quad (1.4)$$

az itteni jelöléseket már korábban magyaráztam. A magfúzió során keletkező reakciótermékek nem mérgezőek, nem radioaktívak, nem járulnak hozzá az üvegházhatáshoz, nem károsítják a környezetet, így kijelenthető, hogy a fúzió egy fenntartható, környezetbarát energiatermelési módszer. Most, hogy megvizsgáltuk a fúziós reakció fizikai alapjait, célszerű rátérnünk a technológiai megvalósítás tulajdonságaira és problémáira.

1.2. Fúziós berendezések

„Research is four things: brains with which to think, eyes with which to see, machines with which to measure and, fourth, money.”

Szent-Györgyi

A nukleáris fúzió gyakorlati alkalmazásának számos kihívása közül az egyik, hogy nincs olyan szilárd anyag, mely a reakció beindulásához szükséges hőmérsékletet kibírná. Ezért a plazmát valahogyan mindenféle anyagtól elszigetelten kell tartani. További problémát okoz, hogy az óriási hőmérséklet által eredményezett 0-tól különböző belső nyomás miatt plazma nem képes egyben maradni valamilyen ellenhatás nélkül. A csillagokban ezt a gravitáció szolgáltatja, földi körülmények között viszont a plazmát alkotó részecskék elektromos többlettöltése jelent egy megoldást. Tegyük fel, hogy egy q töltésű, m tömegű részecske mozog egy $\mathbf{B}$ mágneses térben, miközben $\mathbf{F}$ külső erő is hat rá. Ekkor

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad (1.5)$$

a részecske mozgásegyenlete [5]. Feltételezve, hogy $\mathbf{B} = (0; 0; B_z)$ a z tengely irányába mutat, illetve $\mathbf{F} = (F_x; 0; F_z)$ (általánosság vesztése nélkül), a fenti differenciálegyenlet-rendszer megoldható:

$$v_x(t) = v_\perp \cos(\omega_c t + \alpha_0); \quad (1.6a)$$

$$v_y(t) = -v_\perp \sin(\omega_c t + \alpha_0) - \frac{F_x}{qB}; \quad (1.6b)$$

$$v_z(t) = v_z^0 + \frac{F_z}{m}t, \quad (1.6c)$$

ahol $\omega_c = qB/m$ a ciklotron-frekvencia, $v_\perp$, α_0 és v_z^0 az illesztési paraméterek. A megoldásból látható, hogy a részecskék az $x - y$ síkban Larmor-mozgást végeznek, azaz egy berendezésen belül záródó mágneses térszerkezet számottevően csökkenti a töltött részecskéknek az erővonalakra merőleges elmozdulását. [5]

Kezdetben lineáris berendezéseket használtak a plazma összetartására, de hamar kiderült, hogy ez a koncepció nem alkalmas a reális megvalósításra, ugyanis a berendezés végein szignifikáns veszteségek lépnek fel [12]. Ennek megoldása a lineáris eszköz önmagába zárásában rejlik, így egy tórusz alakú kamrát alakítva ki a plazmának.

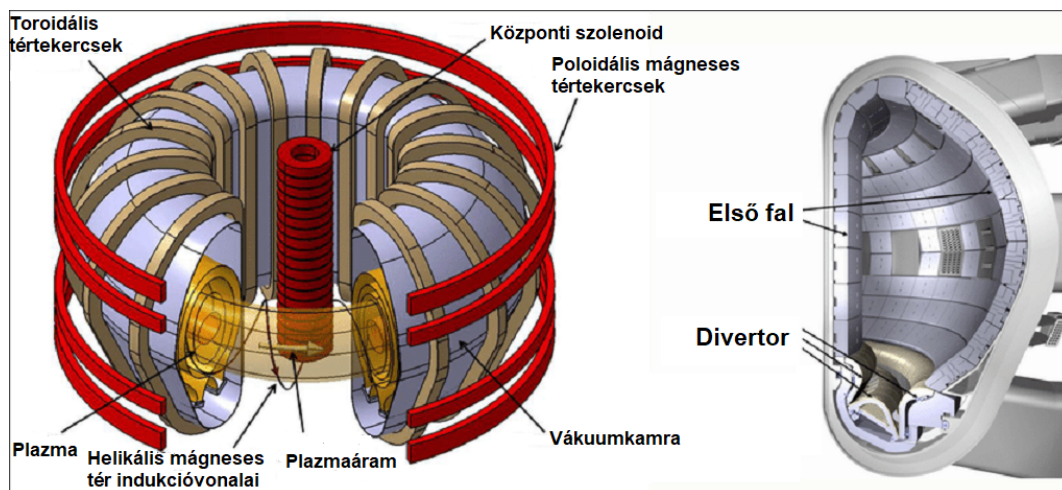
A fenti egyenleteket figyelembe véve a Larmor-mozgás mellett előáll egy másik mozgáskomponens is, mely az $\mathbf{F}$ erőből származik, ezt nevezzük *driftnak*. A tóruszkamrában a mágneses tér inhomogén és görbült. A tér gradiensére igaz, hogy $\nabla B = -B\mathbf{R}/R^2$, ahol $\mathbf{R}$ az R sugár hosszúságú, sugárirányú vektor. A görbületi és térgradiens okozta driftre

$$\mathbf{v}_{\mathbf{R}+\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2} \left(v_z^2 + \frac{1}{2} v_\perp^2 \right), \quad (1.7)$$

mely q megjelenése miatt egy töltésfüggő drift, azaz töltésszétválást okoz [5]. Ekkor a töltésszétválás miatt egy $\mathbf{E}$ elektromos tér is képződik. Ebből származik az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift,

melyre $\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$, mely egy töltésfüggetlen drift, azaz kollektív plazmamozgást idéz elő. [5]

Az előjeleket figyelembe véve könnyen látható, hogy ezek együttes hatására a plazma a berendezés fala felé kezd mozogni. Ez a probléma a mágneses erővonalak csavarásával megoldható, hiszen ennek hatására egy erővonal egy felületet hálóz be, és meggátolja a töltésszétválasztást [11]. Az erővonalak megcsavarására jó módszer, ha a plazmán áramot átvezetve hoznak létre egy ilyen *helikális* teret. Az ilyen plazmaösszetartást megvalósító berendezések az ún. tokamakok. A tokamak szó az orosz „Tóruszkamra mágneses tekercsekkel” (тороидальная камера с магнитными катушками) kifejezés rövidítésének latin betűs átírata. A tokamakot Tamm, és Szaharov szovjet fizikusok találták fel az 1950-es években [11]. Egy tokamak elvi felépítése az 1.2. ábrán látható. A toroidális illetve poloidális tekercsek keltik a megfelelő irányú mágneses tereket, a központi szolenoid pedig a plazmaáramot hajtja, melyek eredőjeként alakul ki az ábrán is látható helikális tér.



1.2. ábra. A tokamak elvi felépítése [13].

Ez a helikális mágneses tér képes összetartani a plazmát. Így a plazma-fal kölcsönhatás mértéke csökkenthető. A tokamakokban az áramot egy transzformátorral hozzák létre, melynek szekunder köre maga a plazmagyűrű. Ennek hátránya, hogy a központi szolenoidban csak véges ideig növelhető az áram, így a tokamak ezzel a módszerrel csak impulzusszerű kisülések produkálására alkalmas, másrészt szuszceptibilis az áram hajtotta instabilitásokra [11]. A tokamak jelenleg a legelterjedtebb fúziós berendezéstípus. Tokamak-konceptió alapján épült az ASDEX Upgrade [14], valamint a jelenleg is építés alatt álló, a világ legnagyobb fúziós berendezésének szánt ITER is [15]. Ezen berendezések fontossága abban rejlik, hogy a jövőben esetlegesen elkészülő, energiatermelésre alkalmas fúziós reaktorok működése szempontjából releváns adatok nyerhetőek ki a tanulmányozásuk során. Jelen dolgozatban egy tokamak-konceptiójú berendezéssel, az ASDEX Upgrade-del foglalkozom, ezért a következőkben ismertetem a berendezés legfontosabb tulajdonságait.

1.2.1. Az ASDEX Upgrade

Az **ASDEX Upgrade** (**A**xially **S**ymmetric **D**ivertor **E**Xperiment **U**pgrade), vagy gyakori rövidítéssel AUG egy tokamak, mely 1991 óta üzemel a németországi Max Planck Plazmafizikai Intézetben Garchingban. Ez Németország második legnagyobb fúziós berendezése a Wendelstein 7-X után. Ez az egyik első tokamak, ahol a korai időkben jellemző szén borítást teljes mértékben volframra cserélték a vákuumkamra belső felületén. Ez azért volt lényeges, mert a volfram sokkal nagyobb stabilitást mutat a plazma-fal kölcsönhatás okozta eróziót tekintve. A. Herrmann et al. áttekintést ad a berendezés főbb paramétereivel kapcsolatban [14].

A berendezés nagysugara 1.65 m, a plazma sugra $a = 0.5 - 0.8$ m. A maximális mágneses térerősség 3.9 T, a maximális plazmaáram 2 MA, a fűtőteljesítmény pedig 27 MW. 16 toroidális és 12 poloidális tértekerccsel rendelkezik. A plazmatérfogó 13 m³, a kisülési idő pedig maximum 10 s. Nagy előnye, hogy főbb paramétereiben az ITER kicsinyített verziójának tekinthető. Ez a berendezés leginkább a H-mód plazma felfedezéséről híres [16].

1.3. Filamentumok

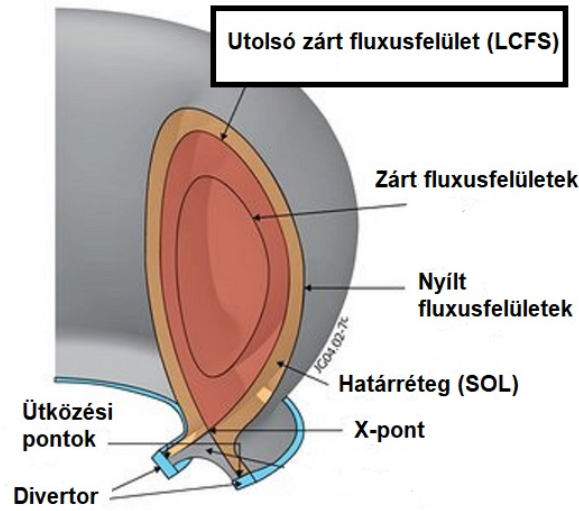
„The true laboratory is the mind,
where behind illusions we uncover the
laws of truth.”

Bose

Bár a korábban leírtakból úgy tűnhet, hogy a helikális térszerkezet önmagában megoldja a plazma-fel kölcsönhatás problémáját, ez a valóságban nem így van, ugyanis gyorsan kiderül, hogy a plazmaszél és a falkomponensek között a részecsketranszport (és ennek következtében a hőtranszport és impulzustranszport) szignifikáns is lehet [17]. A dolgozat témája a plazma szélén végbemenő jelenségekkel kapcsolatos, ezért ebben a szakaszban szeretnék egy rövid áttekintést adni erről a térrészről, és a benne tapasztalható fizikai folyamatokról.

Az 1.3. ábrán a fúziós plazma poloidális síkmetszete látható. A mágneses tér *utolsó* (a berendezésen belül) *zárt fluxusfelülete* (last closed flux surface, rövidítve: LCFS) az ábrán fekete kerettel kiemelve látható. Az LCFS belső oldalát *nagyterű oldalnak* (high field side - HFS), a külső oldalát pedig *alacsonyterű oldalnak* (low field side - LFS) nevezzük. Az ezen kívül futó erővonalak a berendezésen kívül záródnak, ez a *határréteg* (scrape-off layer, rövidítve: SOL), mely az ábrán sárga színű rész. A SOL jelentősége abban áll, hogy egyrészt kapcsolatot teremt a plazma, és az azt határoló felületek között, ennek megfelelően a plazmából történő anyag- és energiakiválást szabályozza és elvezeti. Így egyfajta kipufogóként szolgál, és meghatározza a határoló felületeket érő hőterhelést, illetve határfeltételt szab az összetartott plazmának, ezáltal központi szerepe van a benne megjelenő transzport minőségét tekintve.

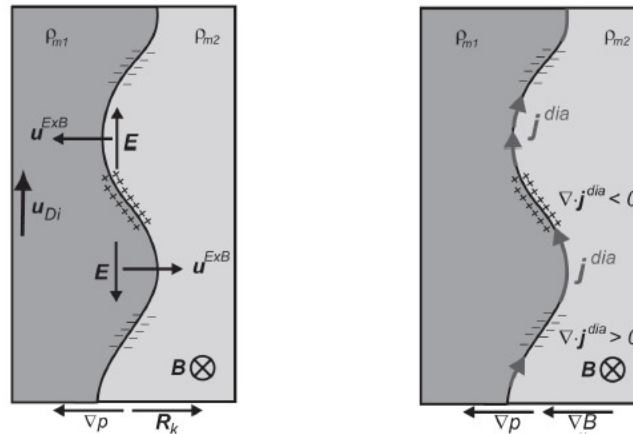
A SOL-*filamentumok*, vagy (jelen esetben *blokként* is lehet rájuk hivatkozni) az LCFS-en keletkező, a plazmából a határrétegbe kiváló koherens sűrűségstruktúrák, melyek az eredő mágneses térrel párhuzamos irányban erősen lokalizáltak, térben és időben inter-



1.3. ábra. Tokamakban található mágnesesen összetartott fúziós plazma poloidális síkmetszete [18].

mittensen keletkeznek, lényegesen sűrűbbek a háttérplazmánál, és konvektív részecske-, hő- és impulzustranszportot valósítanak meg radiális irányban.

Jelen tudásunk szerint a blobok kialakulásának fő oka a plazma turbulens mozgása, melynek hajtóereje az inhomogén mágneses tér miatt kialakuló *kicserélődési instabilitás* (interchange) [17]. Tekintsük az 1.4. ábrát!



1.4. ábra. Kicserélődési dinamika a tokamak LCFS környékén a bal oldali ábrán a görbületi jelenségek miatt, a jobb oldalin pedig a diamágnesség miatt [19].

Legyen ϱ_{m1} és ϱ_{m2} a tömegsűrűség a HFS-en és az LFS-en, várhatóan $\varrho_{m1} > \varrho_{m2}$. Korábban ismertettem, hogy $\nabla B = -B\mathbf{R}/R^2$, azaz a térgradiens és a görbület ellentétes irányúak. Tegyük fel, hogy egy szinuszos oszcilláció keletkezik az LCFS-en! Nézzük a bal oldali ábrát! (1.7) alapján töltésszeparáció keletkezik. A pozitív görbületű részekén (melyek kifelé púposak) pozitív töltésű ionok az ábrán fölfelé, a negatív töltésű elektronok pedig lefelé indulnak, azaz az $\mathbf{E}$ térerősség lefelé mutat. A befelé púpos részekén ez pont

fordítva történik. Így az $E \times B$ drift a „púpokat” kifelé, a „völgyeket” befelé mozgatja (az ábrán $u^{E \times B}$ -vel jelölt vektorok). [19]

Ezt a hatást erősíti a jobb oldali ábrán látható diamágneses effektus. A plazmában a nyomásgradiens is képes egy drift létrehozására, ezt nevezzük diamágneses driftnek, mely $-\nabla p \times \mathbf{B}$ -vel arányos. Ez hozza létre az elválasztó felületen a $\mathbf{j}^{\text{dia}}$ -val jelzett áramokat. Ez szintén töltésszétválást okoz, és innentől az előbb felvázoltak érvényesek. [19]

A plazmasűrűség-fluktuációk, és turbulens struktúrák kutatása igen lényeges a fúziós energiatermelés jövőbeni megszületésének szempontjából. Ennek az az oka, hogy jelenlegi tudásunk szerint a filamentumok dinamikája határozza meg a berendezés falát érő hőterhelést, és az ebből származó erózió mértékét.

D’Ippolito et al. 2011-ig összegez elméleti, kísérleti és modellezési törekvéseket a SOL-filamentumok témakörében [17]. A dolgozatban a numerikus analízis során én is az általa felállított definíciót fogom használni a blobokra. Ennek értelmében blobok alatt olyan struktúrákat értünk, melyek eleget tesznek az alábbi három tulajdonságnak:

1. Egycsúcsú sűrűségeloszlással rendelkeznek, melynek csúcshártya értéke lényegesen (ált. 2-3-szor) nagyobb, mint a környező háttérplazmára jellemző szórás.
2. Párhuzamosan irányítottak a mágneses térrel, azaz a mágneses tér iránya körüli szórásuk jóval kisebb mint a keresztirányú (filamentárisak, azaz szálas szerkezetűek).
3. Irányuk a plazmában jellemző driftek által meghatározott.

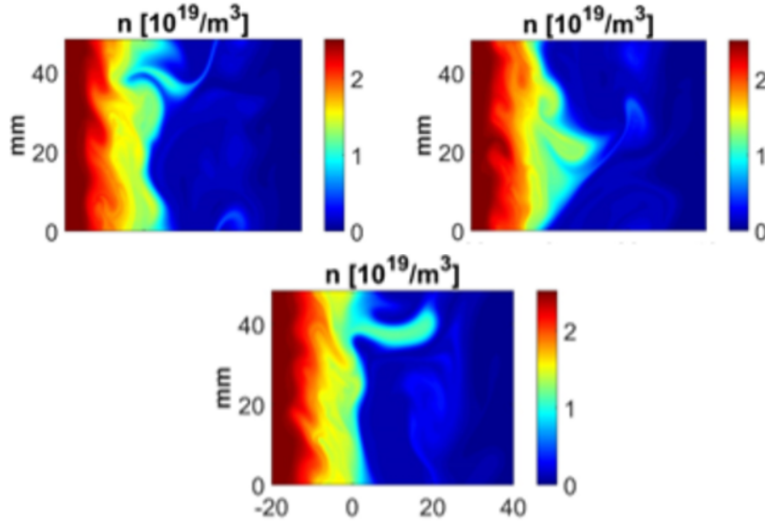
Az 1. pontban meghatározott szorzótényező értékének bizonytalansága egy önkényesen megválasztott filamentum-definícióhoz vezet.

1.3.1. A HESEL

Korábban említésre került, hogy általában a plazmafizikai folyamatok, így a SOL-turbulencia tárgyalása is egy igen összetett, és mély megfontolásokat igénylő feladat, mely a legtöbb esetben analitikusan nem lehetséges. Ennek okán szükségesek a megfelelő szimulációs programok. Ebben a szakaszban a HESEL plazmaturbulencia-szimulációs kódot ismertetem, melynek eredményeit munkám során szeretném felhasználni.

A HESEL egy dán fejlesztésű 2D-s többfolyadék-kód. Képes az alacsonyfrekvenciás turbulencia időevolúciójának modellezésére a szélplazma egy mágneses térre merőleges, 2D-s metszetén. Modellezi a sűrűséget, ion- és elektronhőmérsékletet és az általános örvénységet. Mivel a HESEL a szélplazma turbulens viselkedését modellezi, ezért kiválóan alkalmas filamentumok vizsgálatára. [3]

Az 1.5. ábrán egy HESEL-sűrűségmező időevolúciója látható, felül balra a legelső időpont, felül jobbra egy későbbi időpont, alul pedig egy még későbbi időpont. A modellezett felület kb. 50×60 mm-es, ahol a vízszintes tengely 0 pozíciója jelzi az LCFS-t. A szinkrodolás az adott helyen tapasztalható plazmasűrűséget jelzi $10^{19} \frac{\text{részecske}}{\text{m}^3}$ mértékegységben.



1.5. ábra. Egy filamentum HESEL-szimulációja [20].

Az időevolúciót tekintve látható, hogy egy, a SOL-ba leváló koherens sűrűségstruktúra keletkezik, mely az idő előrehaladtával egyre nagyobb radiális koordinátákra propagál (az 1.5. ábrán a 3. időlépésben látható, ahogyan a világoskékkel jelzett koherens sűrűségstruktúra elhagyja az összetartott régiót).

A későbbi vizsgálódásunk szempontjából lényeges, hogy mélyebben megértsük a HESEL működését. A HESEL számolásai az energia megmaradásából és az ún. Braginskii-egyenletekből indulnak ki [21]. A szimuláció egy mágneses térre merőleges 2D-s metszetben számolja az LCFS-menti radiális profilt. A HESEL az elektron és ionfolyadékot külön kezeli (kétfolyadék-modell). A kód a folyadékelmélet közelítései mellett további közelítéseket tesz, melyek közül a legfontosabb, hogy a 3D-s effektusokat csak paraméteresen tartalmazza a futásidő regularizálása végett. Nevezetesen az örvényegyenletekben az erővonal menti veszteségeket egy disszipáció-tag hozzáadásával veszi figyelembe.

A HESEL nagy előnye, hogy viszonylag rövid futásidő mellett képes összetett struktúrákat számolni, és statisztikus mennyiségű eredményt szolgáltatni. [3]

A kód a fenti közelítéseket tartalmazó kétfolyadék-egyenleteket megoldva számolja ki a sűrűség alakulását.

1.4. A nyalábemissziós spektroszkópia

„If you can not measure it, you can not improve it.”

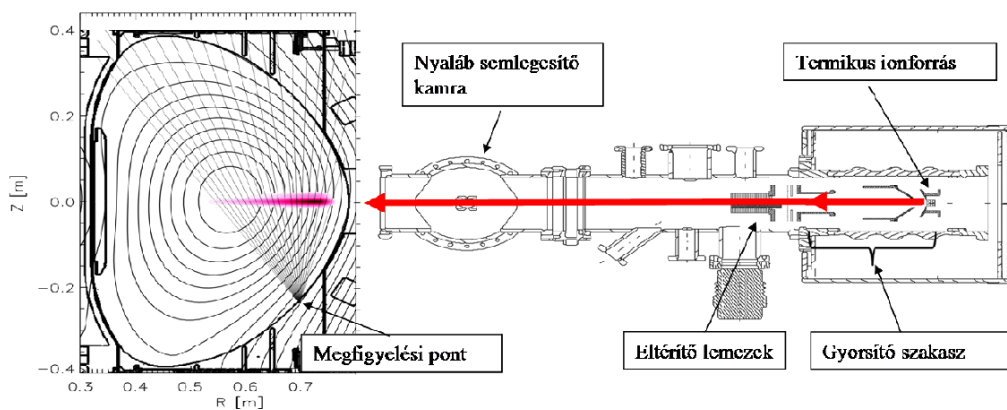
Kelvin

Korábban kiemeltém a plazmaszéli turbulencia, és az ennek következtében keletkező blokok jelentőségét a berendezés falát érő hőterhelés becslésével kapcsolatban. Ebből egyenesen következik az, hogy (a szimulációk mellett) szükséges olyan mérési eljárások megalkotása, melyek alkalmasak a blokok térbeli és időbeli evolúciójának, hőmérséklet- és

sűrűségviszonyainak meghatározására. Ebben a szakaszban bemutatom azt a módszert, melynek vizsgálatával én is foglalkoztam.

A fúziós plazmákon végzett mérési, diagnosztikai eljárások kivitelezését nagyban megnehezíti, hogy a plazmával annak hőmérsékletviszonyai miatt nem tudunk közvetlen kontaktusba kerülni. Így a plazma különféle paramétereinek mérése különleges mérési eljárásokat kíván.

Az egyik ilyen eljárásmód az atomnyalábemissziós-spektroszkópia (Beam Emission Spectroscopy - BES) [2], [22]. Ezt az eljárást kifejezetten mágnesesen összetartott fúziós plazmák sűrűségprofiljának, és sűrűség-fluktuációinak megfigyeléséhez fejlesztették ki, és ma már szinte az összes nagyobb fúziós berendezésen megtalálható ilyen diagnosztika. Az eljárás lényege, hogy egy monoenergiás semleges részecskékből álló nyaláb hatol a plazmába, ahol a semleges nyalábatomok a (többnyire ionizált) plazmarészecskékkal való ütközések során gerjesztődnek, majd a spontán legerjesztődési folyamat során karakterisztikus hullámhosszokon fotont emittálnak.



1.6. ábra. Nyalábemissziós spektroszkópia (BES) diagnosztikai rendszer vázlatos felépítése [23].

Meg kell jegyeznünk, hogy a gerjesztés mellett számos más reakció is végbemegy. A nyalábatomok elektronívó-betöltöttségeinek megváltozásához vezet az ütközési fel-, és legerjesztődés, illetve spontán legerjesztődés (ezt figyeli meg a BES). Ezeken kívül a nyaláb gyengüléséhez vezetnek az ütközési ionizáció, illetve töltéscsere-folyamatok is.

A semleges diagnosztikai nyaláb alkalmazása azért előnyös, mert a semleges részecskékre nincsen hatással a mágneses tér, így irányítottan lehet a plazmába juttatni őket.

Az alkálifém-atomokból (lítium, nátrium) álló nyalábokat általában szél-, és határréteglazma-diagnosztikaként szokás alkalmazni (a nyaláb anyagát karakterizáló elnevezés a Li-BES, Na-BES, stb.). A plazmába hatolás mértékével párhuzamosan az ionizált nyalábatomok száma is nő, melyekre már hatással van a berendezés mágneses tere, és távoznak a nyalábból, ennek megfelelően az intenzitás a plazma belseje felé haladva csökken. A szél- és határréteglazmában a diagnosztika közvetlen információt hordoz a plazmasűrűségről. Alkalmazása azért célszerű, mert kismértékű a plazmát perturbáló hatása, és a plazmába juttatott szennyezők mértéke is elenyésző [12].

Egy BES rendszer felépítése az 1.6. ábrán látható. A nagyenergiájú semleges diagnosztikai nyalábot úgy állítják elő, hogy egy termikus ionforrásból származó töltött részecskéket

elektromos térrel gyorsítanak, majd keresztüllövik egy semlegesítőn, ahol általában nátriumot párologtatnak, és a nyalábionok töltéscsere-reakciókkal elektronokat vesznek fel a nátriumatomoktól, majd a plazmába juttatják őket. Az alkáli nyaláb alkalmazása azért célszerű, mert ezen elemeknek csupán egyetlen vegyértékük van, így lehet élni azzal a közelítéssel, hogy a gerjesztési reakcióban csak ez az egyetlen elektron vesz részt. Az emittált kis intenzitású fényjelet képesek vagyunk detektálni.

A BES diagnosztika fontos eleme az optikai rendszer, melynek nélkülözhetetlen része egy keskeny sáv szélességű szűrő. Ennek alkalmazása azért szükséges, mert a plazmából nagymértékű sugárzás távozik, mely teljesen elnyomná a nyaláb fényét, így csak azt a keskeny frekvenci tartományt szabad átengedni, amelybe a nyalábatomokat jellemző, kiválasztott atomi átmeneteknek megfelelő frekvenciájú fényt várjuk. Az optikai szűrő beállítása nagymértékben meghatározza azt, hogy a plazma háttérsugárzása milyen mértékben nyomja el a detektált jelet.

A detektálás általában egy lassú (~ 50 Hz-es), és egy gyors (~ 1 MHz-es) mintavételezésű megfigyelőrendszer egyidejű alkalmazásával történik. Az előbbi a nyaláb menti, az időablakra átlagolt intenzitás eloszlást, az ún. fényprofil mér, a másik pedig sűrűség-fluktuációk mérésére alkalmas [24].

A fényjelintenzitás információt szolgáltat a plazma lokális sűrűségéről, és fluktuációról. Jó térbeli felbontás (néhány cm), és megfelelő mintavételezési frekvencia (néhány MHz) mellett a BES ideális módszer a turbulens struktúrák kutatására [4].

Meg kell jegyeznünk, hogy a plazma turbulens jelenségei nagyságrendileg μ s-os időskálán mennek végbe, ezért szükséges, hogy a detektorrendszer MHz-es nagyságrendű mintavételezési frekvencián működjön. Így a mintavételezésenként bejövő fotonok száma igen alacsony (nagyságrendileg $10^8 - 10^{11} \frac{1}{s}$ -os fotonárammal számolva ez $10^3 - 10^5$ foton mintavételenként). Így igen érzékeny optikai-, és detektorrendszerre, valamint a detektált jel erősítésére van szükség.

A BES diagnosztika egyik általános jellemzője egy eltolásként megjelenő térbeli torzítás. Ennek oka, hogy a nyaláb a plazmában propagál, illetve a gerjesztési és emissziós folyamat között véges idő telik el. Így a nyaláb gerjesztett atomjai másik térbeli pozícióból fogják emittálni a fotonokat, mint ahol a gerjesztés történt. Így a nyaláb információt szállít a plazma belseje felé, azaz a különböző radiális pozícióknak megfelelő információkat térben eltolva fogjuk érzékelni [22].

1.4.1. Az AUG BES rendszer

Az AUG tokamakon egy olyan nyalábemissziós spektroszkópai rendszer található, mely a nyaláb alkotójaként lítium atomokat használ (Li-BES). A mintavételezéshez a Li_{2p} nívó átmeneteit detektálják, mely az elektronsűrűségről ad információt. Willensdorfer et al. jól bemutatja ez a diagnosztikai rendszert [25].

A nyaláb az injektorból kerül kibocsátásra, 180 W-os maximális teljesítménnyel, ennél fogva alacsony a plazmát perturbáló hatása. A diagnosztikai rendszer látóvonala (line of sight, rövidítve: LOS), azt adja meg, hogy a detektor mely kiindulópontokból képes fény fogadására az adott metszetben. A teljes detektorrendszer 60 csatornát tartalmaz

~ 10 cm-es apertúra mellett. Az egyes detektorokhoz tartozó fénygyűjtő felületek elliptikusan elnyújtottak, 6 mm-es radiális és 12 mm-es nyalábirányra merőleges kiterjedéssel. A csatornák 3 sorba rendezve találhatók, ahol a középső sor 28 detektort, a két szélső sor pedig 16 detektort tartalmaz a poloidális sebesség mérésére. A sűrűségmérést a középső sor detektorai végzik. Ezen csatornák interferenciaszűrővel vannak ellátva, mely a 671.5 ± 1.5 nm-es sávban eresztene át, megfelelően a Li_{2p-2s} átmenetet jellemző vörös fénynek. Az optikai rendszer védelme érdekében piezohajtású mozgatható üveglakokat építettek be.

Az adatgyűjtés egy 96 csatornás, 200 kHz-es mintavételezéssel rendelkező adatgyűjtő (data acquisition, rövidítve: DAQ) segítségével történik.

A detektálást fotoelektron sokszorozó csövek (fotomultiplier tube, rövidítve: PMT) végzik. Az ASDEX Upgrade Li-BES rendszerén Hamamatsu R928-as típusjelzésű PMT-k találhatók [26]. Ezek technikai paraméterei az 1.1. táblázatban láthatók.

Megnevezés	Jel	Érték
Kvantumhatásfok	QE	7%
Dinódaerősítés	δ	6
Dinódaszám	n	9
Sötét áram	I_{Dark}	25 nA
Ellenállás	R	1000 Ω
Sávszélesség	B	100 kHz

1.1. táblázat. Az ASDEX Upgrade tokamakon alkalmazott Hamamatsu R928-as PMT paraméterei.

1.4.2. Fontosabb méréselméleti fogalmak

Mivel az e dolgozatban bemutatott eljárás fontos eleme a mérési zaj hatásának vizsgálata, ezért jelen szakaszban bemutatok néhány fontos fogalmat a BES-diagnosztikák (azaz általánosságban egy bármilyen mérési rendszer) zajviszonyaival kapcsolatban.

A BES mérések során nagymértékű zajforrást jelent az, hogy maga a plazma is bocsát ki magából fényt. A plazma háttérfényének, illetve háttérfény-időevolúciójának meghatározása igen bonyolult, és komoly megfontolást igénylő folyamat lenne, amihez ismernünk kellene a plazma pontos hőmérsékletét, sűrűségét, és ezek időbeni alakulását. Ehelyett élhetünk azzal a közelítéssel, hogy a háttér értékét konstansnak tekintjük annyiban, hogy mértéke a jel erőssége által meghatározott. A kettő között jel-háttér viszony (signal-to-background-ratio, rövidítve: SBR) teremt kapcsolatot.

$$\text{SBR} = \frac{P_{\text{jel}}}{P_{\text{háttér}}} = \left(\frac{A_{\text{jel}}}{A_{\text{háttér}}} \right)^2, \quad (1.8)$$

ahol P_{jel} a jel teljesítménye, $P_{\text{háttér}}$ pedig a háttér teljesítménye, A_{jel} a jel amplitúdója, $A_{\text{háttér}}$ pedig a háttér amplitúdója. Ebben a közelítésben a háttér hozzáadódik a nyalábm emisszióból származó fotonáramhoz. Ekkor elhanyagoljuk azt a tényezőt, hogy a háttér

is fluktuál, így többletztajt okoz.

A háttérjel elnyomó hatása csökkenthető az optikai rendszerben alkalmazott megfelelő szűrők alkalmazásával. Célszerű olyan szűrőt választanunk, mely csupán egy keskeny frekvenciatartományt képes átengedni, és ezeket a szűrőket pont arra a frekvenciatartományra kell beállítani, amelybe a nyalábatomok által emittált fotonokat várjuk. Így a háttér jelentős része kiküszöbölhető, kivéve azokat a frekvenciákat, melyek éppen beleesnek a szűrő áteresztő tartományába.

A zajkomponens relatív erősségére a jel-zaj viszony (signal-to-noise-ratio, rövidítve: SNR) ad mértéket. A jel-zaj viszony a jel és a zaj teljesítményének hányadosa, vagy a jel és zaj amplitúdója hányadosának négyzete. Ez a definíció látható (1.9) összefüggésben. Természetesen a fő cél, hogy az SNR szintjét minél magasabban tudják tartani egy-egy mérésben. Ez igen lényeges a turbulencia-mérések során, ahol a nagymértékű zaj akár használhatatlanná is teheti a mérés eredményeit.

$$\text{SNR} = \frac{P_{\text{jel}}}{P_{\text{zaj}}} = \left(\frac{A_{\text{jel}}}{A_{\text{zaj}}} \right)^2, \quad (1.9)$$

ahol P_{jel} a jel teljesítménye, P_{zaj} a zaj teljesítménye, A_{jel} a jel amplitúdója, A_{zaj} pedig a zaj amplitúdója.

1.5. Szintetikus diagnosztikák

„An algorithm, more than just a parametrization and yet less than a true model.”

PYTHIA/JETSET manual

Korábban ismertettem a BES diagnosztikát, mely alkalmasnak mutatkozik plazmaszél-turbulencia és filamentáris struktúrák megfigyelésére. Ugyanakkor egy BES diagnosztika eredményeinek kiértékelése időnként igen nehéz lehet, így célszerű a BES-t modellező kódokat fejleszteni. Egy olyan programot, mely képes valamilyen diagnosztikai rendszer fizikai tulajdonságait figyelembe véve becslést adni egy adott bemenet mellett a diagnosztika kvalitatív és kvantitatív eredményeire, szintetikus diagnosztikának nevezzük. Ebben a szakaszban ismertetek egy szintetikus diagnosztikát, melynek eredményeit munkám során szeretném felhasználni.

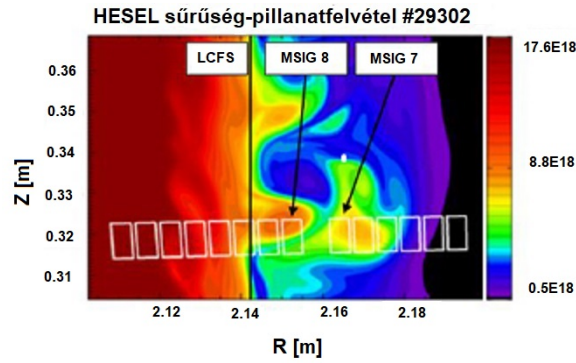
A szintetikus diagnosztikai kódok plazmadiagnosztikák szimulálására alkalmasak, az összetett diagnosztikai rendszerek működésének fizikáját modellezzik. Egy BES szintetikus diagnosztikai kód feladata, hogy a turbulencia-kód által generált sűrűségadatokat detektált jellé (fotonárammá) konvertálja, és a plazmaszimulációkat a kísérleti megfigyelésekkel egyazon vonatkoztatási rendszerbe helyezze [20].

A BES szintetikus diagnosztikai kódok lényege, hogy különféle atomfizikai modellek segítségével igyekeznek szimulálni a nyaláb evolúcióját a plazmán belül, majd modellezzik

a fotonok viselkedését az optikai rendszeren. A kibocsátott fény intenzitása a nyaláb- és plazmaparaméterek ismeretében közvetlenül számolható a megfelelő atomfizikai összefüggések felhasználásával. Számos kód létezik BES diagnosztikák modellezésére (RENATE [4], CHERAB [27], SOS [28], FIDASIM [29]).

A RENATE a BME NTI által fejlesztett program [4]. IDL programnyelven írt, moduláris felépítésű BES szintetikus diagnosztikai kód. Az ún. ütközési-sugárzási modellt valósítja meg, azaz az atomi nívók betöltöttségét atomfizikai folyamatokat felhasználva követi. Csak a vegyértékelektron állapotait vizsgálja, és az ehhez tartozó populációk evolúcióját számolja ki a térben. A kód megoldja az adott reakciókhoz tartozó rátaegyenleteket, és így adja meg a fotonemisszió nyalábmenti eloszlását. Ezt összevetve az egyes detektorok által megfigyelt nyalábszakaszokkal, képes kiszámítani az optikai rendszerre érkező fotonáramot [24].

A RENATE egy tipikus felhasználása látható az 1.7. ábrán.



1.7. ábra. HESEL sűrűségfluktuáció átkonvertálása RENATE szintetikus diagnosztika segítségével.

Az 1.7. ábrán egy pillanatkép látható egy HESEL szimulációból. Fekete függőleges vonal jelzi az LCFS helyét. A fehér négyzetek a detektorok által mintavételezett területeket jelzik. A 7-es és 8-as csatorna kiemelve látható. A RENATE a sűrűségértékek alapján a megfigyelési geometria térbeli artefaktumait figyelembe véve kiszámítja a detektorok felületét érő várható fotonfluxust. Ennek segítségével valós kísérleti paramétereket alkalmazva a kapott adatok a kísérleti eredményekkel összevethetők.

Meg kell jegyezzük, hogy RENATE alapvetően a detektor felületét elérő fotonáram kiszámítására alkalmas. Egy BES szintetikus diagnosztikából kapott adatok azonban nem ekvivalensek a mérhető elektromos jellel, ugyanis a bejövő fotonjelet egy detektorrendszernek kell digitalizálható eredményekké transzformálni. Ezen folyamat során számos olyan tényező lép fel, melyek akár szignifikáns elváltozásokat is okozhatnak a mért jelben. Ennek figyelembe vétele érdekében egy zajmodell került implementálásra a programba [30].

1.6. A dolgozatban előforduló jelanalizáló eljárások

„If your experiment needs statistics,
you ought to have done a better
experiment.”

Rutherford

Az előző szakasz végén bemutattam, hogy a szintetikus diagnosztikák hogyan alkalmazhatók BES modellezésére. A kapott eredmények kísérletekkel történő összevetéséhez szükségesek bizonyos jelfeldolgozási eljárások. Ebben a szakaszban szeretnék egy rövid áttekintést adni olyan módszerekkel és fogalmakkal kapcsolatban, melyeket az eredmények kiértékelése során használok. A számos elérhető szakirodalmi alkotás közül és [31]-et vettem alapul (kivéve ahol külön jelezve van).

1.6.1. Statisztikai eszközök

Legyen X az $(\Omega, A, \mathbf{P})$ valószínűségi mezőn értelmezett tetszőleges eloszlású valószínűségi változó!

X valószínűségi változó eloszlásfüggvénye (CDF-e):

$$F : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \quad (1.10)$$

$$F(x) := \mathbf{P}(X < x). \quad (1.11)$$

X sűrűségfüggvénye (PDF-e) $f(x)$ az eloszlásfüggvény első deriváltja, melynek legfontosabb tulajdonságai:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \, dx = 1 \quad (1.12)$$

$$\mathbf{P}(X \in [a; b]) = \int_a^b f(x) \, dx. \quad (1.13)$$

Megkülönböztetünk diszkrét és folytonos eloszlásokat annak fényében, hogy milyen számosságú halmaz a valószínűségi változó értékkészlete.

Ekkor X várható értéke:

$$\mathbf{E}(X) = \int X \, d\mathbf{P}. \quad (1.14)$$

Legyen egy $x_n = x(t_0 + n\Delta t)$ idősorunk, ahol t_0 a mérés kezdőpontja, Δt pedig a mintavételi idő. Ekkor a mért adatsor időátlaga:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n. \quad (1.15)$$

Nagyszámú mintavétel esetén az adatsor várható értéke jól közelíthető az időátlaggal.

X szórásnégyzete (varianciája):

$$\mathbf{D}^2(X) = \mathbf{E} \left((X - \mathbf{E}(X))^2 \right). \quad (1.16)$$

Szórásnégyzet diszkrét idősor esetén:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^2. \quad (1.17)$$

A szórásnégyzet négyzetgyöke a szórással ($\mathbf{D}(X)$, σ).

A Pearson-féle korrelációs együttható (PCC) két adatsor értékének változását méri egymás függvényében. Ha PCC pozitív, akkor az egyik értékének növelése várhatóan magával vonja a másik növekedését, negatív esetén fordítva. PCC értéke ± 1 között változik, a $+1$ -es érték lineáris, a -1 -es érték anti-lineáris kapcsolatnak felel meg. X és Y PCC-jét gyakran szoktuk $\varrho_{X,Y}$ -ként jelölni, és definíció szerint:

$$\varrho_{X,Y} = \frac{\text{cov}(X,Y)}{\mathbf{D}(X)\mathbf{D}(Y)} = \frac{\mathbf{E}[(X - \mathbf{E}(X))(Y - \mathbf{E}(Y))]}{\mathbf{D}(X)\mathbf{D}(Y)}, \quad (1.18)$$

ahol a $\text{cov}(X,Y)$ mennyiséget X és Y kovarianciájának szokás nevezni, mely a várható értéktől való eltéréseik szorzatának várható értéke. Diszkrét idősor esetén (ekkor inkább az $r_{x,y}$ jelölés a jellemző):

$$r_{x,y} = \frac{\sum_{n=1}^N [(x_n - \bar{x})(y_n - \bar{y})]}{\sqrt{\sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{n=1}^N (y_n - \bar{y})^2}}. \quad (1.19)$$

A hisztogram metrikusan skálázott tulajdonságok grafikus ábrázolása. A hisztogramot nagyszámú adat esetén oszlopdiagram formájában szokás ábrázolni. Az oszlopok területe az adott érték, vagy adott intervallumban lévő értékek gyakoriságát mutatják. A téglalapok magassága az osztály gyakorisági sűrűsége. A hisztogram a valószínűségi sűrűségfüggvény közelítése. Ha több adatsor hisztogramját szeretnénk közös grafikonon ábrázolni, akkor célszerű csak az oszlopok tetejét összekötő görbét feltüntetni. [32]

A blobok sebességének számításához részben a *keresztkorrelációs függvényt* fogjuk használni. Két jel keresztkorrelációs függvénye megadja, hogy a két jel mennyire hasonlít egymásra τ idő elteltével [33]. Legyen $f(t)$ és $g(t)$ két időjel! Ekkor ezek keresztkorrelációs függvénye előáll, mint a két jel konvolúciója:

$$\text{CCF}_{fg}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot g(t + \tau) dt \quad (1.20)$$

A keresztkorreláció mérése igen fontos térben terjedő változások vizsgálata során, mivel ha egy propagáló folyamatot (pl. egy plazmában radiálisan kifelé mozgó blobot) a tér több pontján mérünk (pl. egy BES detektorrendszer több csatornáján), akkor a csatornák közti keresztkorrelációkat számítva megkapható a zavar terjedési sebessége.

1.7. A dolgozat célkitűzései

„There is no law except the law that there is no law.”

Wheeler

Korábbi munkám során részletesen vizsgáltam a BES mérések során fellépő zaj hatását a kimeneti adatokra, és a fizikai jelenségek azonosíthatóságára ([30], [34], [35], [36], [37]). Ennek keretében elkészítettem egy zajmodellező programot, mely RENATE BES szintetikus jelek zajterhelését képes elvégezni megadott detektorparaméterek alapján [30]. A modellezett detektorok közül kiválasztottam a PMT detektort, mivel az általam használt mérési adatok ezzel a detektorral készültek, és erre elkészítettem két különböző megközelítésű zajmodellt, és egy HESEL sűrűségfluktuáció alapján készült zajjal terhelt szintetikus jelet hasonlítottam össze mérési adatokkal [34], [37]. Jelen dolgozat a felvázolt munka folytatása.

Céлом, hogy a kidolgozott statisztikai és jelanalizáló eljárást felhasználva becslést tudjak adni arra, hogy a HESEL-ben megvalósított fizikai modell, és az általa szolgáltatott adatok milyen mértékben adják vissza a mérések során tapasztaltakat.

A kiindulási alapot Birkenmeier et al. 2014-es cikke jelenti [1], melyben a szerzők egy kiválasztott kisülés adatain végeztek a blobok tulajdonságaira kiterjedő analízist (itt specifikusan a tokamak mágneses terétől való függést vizsgáltak), továbbá felhasználom Benche et al. [38] eredményeit is (amplitúdóeloszlások vizsgálata).

A módszer alapja az, hogy a blobok 1.3-ban ismertetett definíciója alapján azonosítom a jelben található vélt blobstruktúrákat, majd a szakirodalom alapján relevánsnak feltüntetett mennyiségek alapján vizsgálom ezeket. Ezen paraméterek a következők:

1. blobfrekvencia,
2. amplitúdó-eloszlásfüggvény,
3. várakozási idő-eloszlásfüggvény,
4. sebességeloszlás,
5. méreteloszlás.

Ezt az összehasonlítást három kisülés esetén is elvégzem.

A várakozás, hogy a felsorolt tényezők tekintetében a HESEL eredményei alapján generált, és az általam implementált zajmodellező módszer által zajjal terhelt RENATE BES szintetikus jel minél jobban visszaadja a kísérletben kapott értékeket.

Ez az eljárás azért lényeges, mert rávilágít a modellezési rendszerünk esetleges hiányosságaira, pontatlanságaira, és hosszú távon elvezethet a modell, nevezetesen a HESEL validációjához.

2. fejezet

Jelanalizáló eljárás bemutatása

„A physicist is just an atom’s way of looking at itself.”

N. Bohr

Az 1.7. szakaszban bemutattam a dolgozat alapvető célkitűzéseit. Az alkalmazott eljárás jelek összehasonlításán alapszik, és több kisülés adatait vizsgálom. Ebben a fejezetben szeretném részleteiben bemutatni a jelanalizáló eljárást egy kisülésen, a következő fejezetben ugyanezen eljárás eredményeit áttekintés szerűen közlöm két másik kisülés eseteire és diszkutálom az adatokat.

Jelen fejezet „állatorvosi lova” az ASDEX Upgrade 29302-es számú kisülése lesz.

2.1. A vizsgált jelek

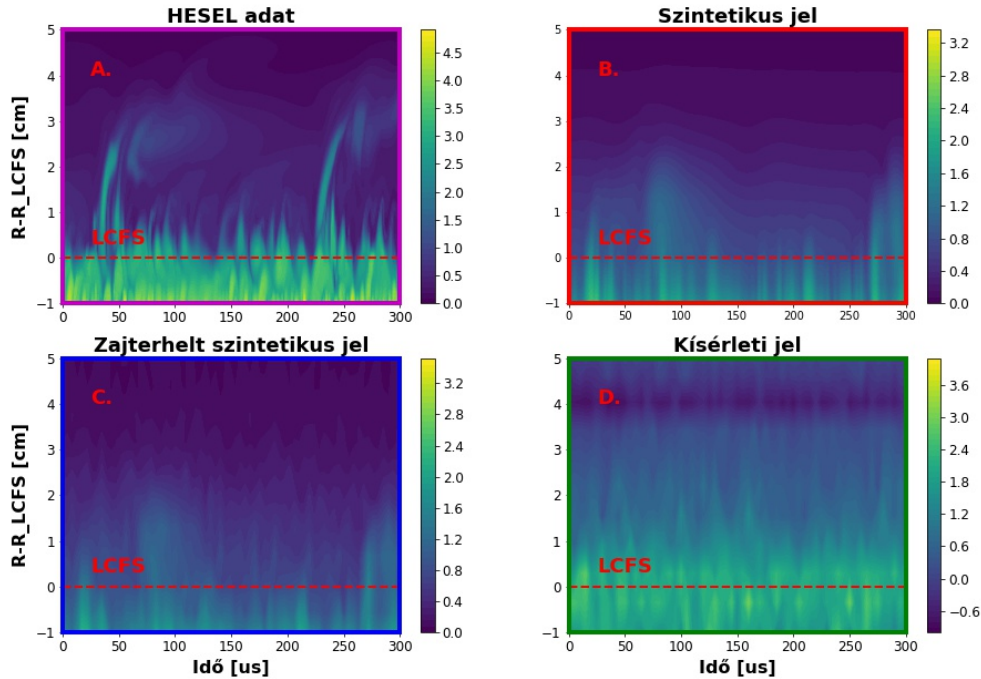
Minden egyes kisülés esetén négy jelet hasonlítok össze blobokkal kapcsolatos paramétereik alapján, melyek a következők:

- **HESEL** sűrűségmezőből származó adatsor, mely gyakorlatilag a plazmasűrűség elméleti modellek által jósolt evolúcióját tartalmazza. Egy ideális detektálási rendszer (100%-os detektálási hatásfok, zero fotonstatisztikus illetve detektálási zaj, valamint zero geometriai torzítás) esetén ilyen viselkedést látnánk a kimeneti jelben. A HESEL releváns futási adatait A. H. Nielsentől és kollégáitól kaptam meg [39].
- A fenti sűrűségmező alapján számolt **RENATE BES szintetikus jel**, mely a detektorcsatornákat elérő, a detektálási rendszer geometriai artefaktumai alapján szimulált várható fotonfluxusokat tartalmazza.
- **Zajterhelt szintetikus jel**, mely az általam implementált részletes zajmodellen alapuló zajterhelő módszer segítségével a detektálási paraméterek által meghatározott mértékben zajjal terhelt szintetikus jel.
- **Kísérleti jel**, mely egy valós kisülésen elvégzett BES diagnosztikából származó adatsor. Ez természetesen a detektálási rendszer összes zavaró hatását tartalmazza.

A továbbiakban az ábrákon feltüntetett adatpontok esetén lila szín jelöli a **HESEL adatokat**, piros a **szintetikus jelet**, kék a **zajterhelt szintetikus jelet**, zöld pedig a **kísérleti jelet**. A szövegbeli színes kiemelést a továbbiakban elhagyom.

Ezen jelek szisztematikus vizsgálata azért előnyös, mert a diagnosztikai rendszer zavaró tulajdonságai más-más mértékben vannak jelen bennük. A korábbi felsorolásban említettem ezeket. A köztük lévő eltérések alapján következtethetünk ezen hatásoknak a blobdinamika detektálhatóságát befolyásoló mértékére. Természetesen meg kell jegyeznünk, hogy a HESEL adatok, illetve a szintetikus jelek a fizikai modellből számolt értékeket tartalmaznak, azaz a kísérleti adatokhoz képesti eltérés a modell helyességéről tanúskodik. Ez felhasználható a modell korlátainak tisztázására, és egy fontos lépést jelent a modell validációjához.

Ahhoz, hogy a különböző mértékegységű (HESEL jel esetén részecske/m³, szintetikus jel esetén foton/szekundum, zajterhelt, illetve kísérleti jel esetén pedig volt) adatokat össze tudjam hasonlítani, mindegyiket az átlagával normáltam. A beolvasott jelekből egy 300 μ s-os időablakot kivágva ábrázolható a szélplazma viselkedésének megjelenése a BES diagnosztika különböző lépéseiben. Ezek a 2.1. ábrán láthatók.



2.1. ábra. A vizsgált jelek 300 μ s-os időablakban kivágott szakaszai az idő és az LCFS-től mért távolság függvényében. Az A. ábrán a HESEL adatok, a B. ábrán a szintetikus jel, a C. ábrán a zajterhelt szintetikus jel, a D. ábrán pedig a kísérleti jel egy darabja látható.

Piros szaggatott vonallal jelöltem az LCFS helyét. Az y koordináták által meghatározott térrész a SOL. Az ábrán a színkódolás a normált sűrűséget jelenti. Az A. ábrán a HESEL adatokban jól láthatók a SOL-ba leszakadó sűrűségstruktúrák, ezek a blobok. A B. áb-

rán a szintetikus jelben (mely még mindig determinisztikus jellegű) látható a detektálási geometria, és a nyaláb viselkedése okozta elkenődés. A C. ábrán található a zajterhelt szintetikus jel. Összehasonlítva a determinisztikus szintetikus jellel látható, hogy a zaj hatására a korábban tisztán kivehető blobstruktúra elkenődik, csupán a leginkább kiemelkedő csúcsok láthatók. A D. ábra tartalmazza a kísérleti jelet. Ennek szerkezete jól tanúskodik arról, hogy egy BES diagnosztika eredményeinek kiértékelése esetenként mennyire komplikált lehet, ugyanis látható, hogy a nagyfokú zaj miatt a blobok gyakorlatilag felismerhetetlenné válnak.

A továbbiakban a blob-azonosítás végrehajtásához a kísérleti és zajterhelt szintetikus jeleket egy harmadrendű Butterworth 30 kHz-es aluláteresztő szűrőn vezettem keresztül, ez jól modellezi a realisztikus jelfeldolgozást [1].

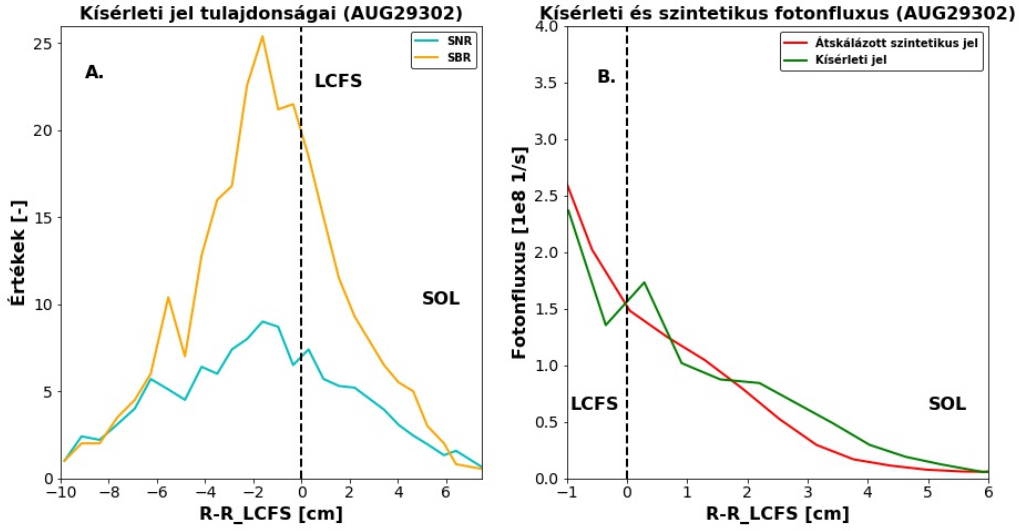
Jelfeldolgozásra egy Jupyter Notebookban fejlesztett kiértékelő kódot használtam, melyet korábban [35] elkészítése során alkalmaztunk. Itt segítségül hívtam a FLAP (Fusion Library of Analysis Programs) programcsomagot, mely az Energiatudományi Kutatóközpont dolgozói által fejlesztett kód többdimenziós adatstruktúrák tárolására, feldolgozására és ábrázolására [40].

2.1.1. Szintetikus jelek átskálázása

Mielőtt elkezdeném a kiértékelést, néhány egyéb probléma még megoldásra vár. Ezek egyike a szintetikus jel fotonfluxusával kapcsolatos.

A kísérleti jel 26 csatorna adatait tartalmazza. Térelloszlási adatok segítségével meghatároztam az egyes detektorcsatornák térbeli helyét a LCFS síkjához képest. Mivel a blobok alapvetően a szélplazma jelenségei, így elegendő a SOL körüli terület vizsgálata. A kísérletet végző kollégák eljuttatták számomra a mérés során tapasztalt **SNR** (jel-zaj viszony) és **SBR** (jel-háttér viszony) értékeket [41]. Ezek a 2.2A. ábrán láthatók.

A szintetikus jel zajterhelése során azt tapasztaltam, hogy a hozzáadott zaj mértéke lényegesen alacsonyabb, mint azt a kísérleti jel tulajdonságai alapján várnánk. Ezt orvosolandó, megvizsgáltam a mérés során a különböző detektorcsatornákon tapasztalható SNR értékeket, és az empirikusan meghatározott SNR-várható fotonfluxus átviteli függvényt alkalmazva visszaszámoltam a kísérleti jelnek megfelelő fotonfluxusokat (nem elfelejtendő, hogy a kísérleti jel *volt* mértékegységű). Azt találtam, hogy a kísérleti, és a szintetikus jel között egy globális 0.04-szeres eltérés van. Ennek az igen jelentős eltérésnek két lehetséges oka van. Az egyik, hogy a fotodetektor (PMT) igen érzékeny a mágneses terekre és mivel a fúziós berendezések erős mágneses terekkel működnek, a detektorokat a berendezéstől távol helyezik el, és optikai kábelekkel vezetik hozzájuk a fényjelet, melyen keresztül szignifikáns fényvesztés léphet fel. A másik lehetőséghez célszerű az 1.6. ábra megtekintése. A nyalábáramról (azaz a BES nyaláb részecskeáramáról) csupán az ábra jobb oldalán látható termikus ionforrás közelében tudunk pontos információt. Ezután a nyaláb végigmegy a semlegesítő kamrán (az ábra közepe), majd a valóságban egy (az AUG esetén kb. 1.2 m-es) csövön is (ez nem látható az ábrán). Ebben nem tökéletes vákuum található, így a nyaláb ezen a szakaszon gyengülést szenved. Ezt a RENATE egy globális 50%-os faktorral veszi figyelembe. Ebben a paraméterben különböző setupok esetén szignifikáns variancia is jelentkezhethet. Ez a két effektus közösen már könnyen okozhat ekkora nagyságrendű eltérést.



2.2. ábra. Az ASDEX Upgrade 29302-es kísérlete során tapasztalható SNR és SBR adatok az LCFS-től mért távolság függvényében (A. ábra), és a szintetikus jel átskálázása a kísérleti jel várható fotonfluxusai alapján (B. ábra).

Ennek megfelelően a zajterhelés elvégzése előtt a szintetikus jelet ezzel a faktorral új-raskáláztam. Kiszámítottam a kísérleti jelben és az új-raskálázott szintetikus jelben tapasztalható csatornánkénti átlagos fotonfluxusokat, és ábrázoltam őket az LCFS-től mért távolság függvényében. Ez látható a 2.2B. ábrán. Látható, hogy ezen globális átskálázási faktor segítségével a szintetikus és kísérleti jel az általunk vizsgált tartományban (LCFS-től kifelé néhány cm-re) jó egyezést ad, így a zajterhelést a kísérleti jelhez kb. hasonló fotonfluxusokat alapul véve végezhettem el.

Az ábráról leolvasható a BES diagnosztika térevolúciója. A távoli SOL-ban ($R - R_{LCFS} > 3$ cm) a fotonfluxusok igen alacsonyak ($< 10^8 \frac{1}{s}$), ennek megfelelően az A. ábrával összevetve az SNR értékek (ciánkék vonallal jelölve) is azok lesznek ($SNR < 5$), azaz a zaj mértéke a jelhez képest relatíve magas. Közeledve az LCFS-hez (az ábrákon fekete szaggatott vonal) a plazma sűrűsége nőni kezd, ezt a fotonfluxusok követik, így a korábban ismertetteknek megfelelően az SNR is nőni kezd. Eközben az SBR is drasztikus növekedést mutat (A. ábrán narancssárgával jelölve), mivel a háttérhez képest lényegesen magasabb fotonfluxus kezdi érni a detektort az emisszióból. Az LCFS-től befelé haladva a nagyjából 2.5 cm-en az SNR eléri maximumát. Itt két tényező összejárásából alakul ki a maximum. Az egyik, hogy a plazmasűrűség következtében megnő a nyalábatomok gerjesztéseinek száma, így megnő az emittált fotonfluxus, viszont az ionizáció miatt a nyaláb fogyni kezd. Ennek okán továbbhaladva a plazma belseje felé az SNR csökkenni kezd, végül a nyaláb által kibocsátott fotonok elhanyagolhatóvá válnak a zajhoz képest, és az $R - R_{LCFS} = -10$ cm-en az SNR 1 körüli értékre csökken (összehasonlításképpen ez az érték az ASDEX Upgrade plazmasugarának csak a kb. egyhatoda, ebből látszik, hogy a Li-BES ténylegesen plazmaszél-diagnosztika).

A fent felsoroltakon kívül az is igaz továbbá, hogy a kísérleti jel és a szintetikus jel idő-

felbontása nem egyezik meg (a szintetikus jelé kb. négyszeres), így az összehasonlításhoz elvégeztem egy átlagolást a szintetikus jelen.

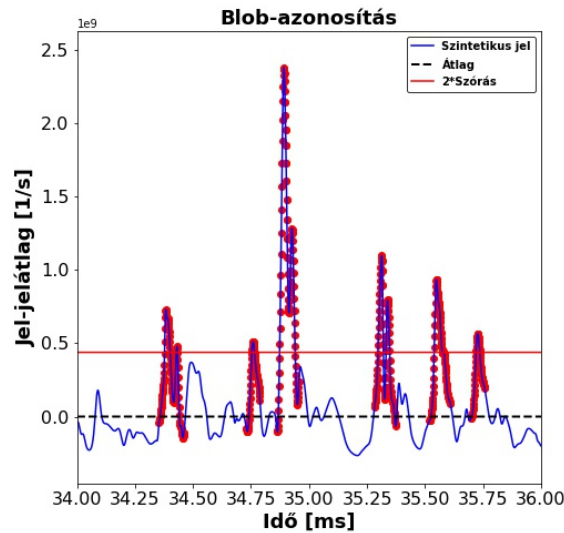
2.2. Blobok azonosítása

Ahhoz, hogy a blobok tulajdonságait statisztikusan ellenőrizni tudjuk valahogyan meg kell találnunk ezeket a struktúrákat az adatsorainkban. Ehhez az 1.3. szakaszban ismertetett definíciót célszerű alkalmazni. A kód a beolvasott jelben kiválaszt egy detektorcsatornát, és kiszámolja az időátlagát, majd ezt levonja a jeltől. Ha talál olyan jelszakaszt, melynek értéke a szórás előre meghatározott többszöröse, akkor ezt feljegyezi, mint egy blobot. A teljes struktúrát a csúcs körül egy megadott időintervallumban „kivágja” a jeltől. Ez az intervallum a blobok várt élettartamának, és a mintavételezési időnek hányadosa. Ennek értelmében a jelben egy csúcs egy blobnak tekinthető, ha teljesül rá, hogy

$$d - \langle D \rangle > \sigma \cdot c, \quad (2.1)$$

ahol d a csúcs értéke, $\langle D \rangle$ a csatornán lévő jel átlaga, σ a csatornán lévő jel szórása, c pedig a korábban ismertetett azonosító faktor. Ez a faktor adja a blobok definíciójához tartozó bizonytalanságot. Az eljárás alapját Birkenmeier et al. tartalmazza [1]. Ebben a cikkben a szerzők az ASDEX Upgrade itt is vizsgált 29302-es kisülésére végeztek el hasonló analízist.

Az eljárás megértéséhez nyújt segítséget a 2.3. ábra. Ezen a szintetikus jel 15-ös csatornájára ($R = R_{\text{LCFS}} + 3.15 \text{ cm}$) egy 2 ms-os ablakban ábrázoltam az azonosított blobokat.

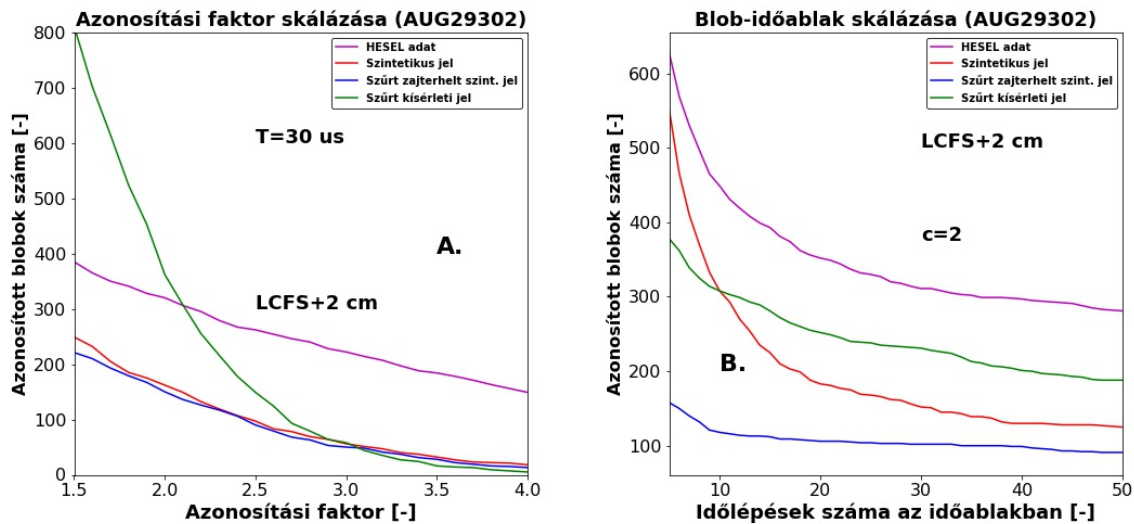


2.3. ábra. Azonosított blobok a szintetikus jelben $R - R_{\text{LCFS}} = 3.15 \text{ cm}$ -es térkoordinátán egy 2 ms-os ablakban.

Az ábrán a függőleges tengelyen a jeltől levontam a jelátlagot. A vízszintes piros vonal jelzi a kétszeres szórást, az ezen felüli csúcsok a blobok csúcsai. A kivágott jelszakaszok piros pontokkal szedve láthatók. Ebben a tartományban 6 darab blob látható.

2.2.1. Azonosítási próba

Mielőtt elkezdenék foglalkozni a blobokkal kapcsolatos számszerű tulajdonságokkal, érdemesnek tartom megvizsgálni, hogy a c önkényesen választott szorzófaktornak, illetve a kvázi-önkéntesen választott blob-hossznak (e paraméterre léteznek fizikailag indikált nagyságrendi becslések, melyek $\sim 30 \mu\text{s}$ -ot jósolnak a blobok tipikus időbeli hosszának [17]) függvényében hogyan alakul az egy csatornán blobként azonosított események száma. Ennek elérése érdekében mind a négy jel esetén elvégeztem egy skálázást, melyben a c azonosítási faktort 1.5 és 4 között, a blob-időablakot pedig 10 és 50 időlépés között változtattam a jelek LCFS+2 cm körüli csatornáin, és minden esetben meghatároztam a kialakuló blobok számát. Eredményeim a 2.4. ábrán látható.



2.4. ábra. Skálázás a blob-azonosítási faktorra (A. ábra) és a blob időbeli hosszára (B. ábra).

Az A. ábrán jól látható az eddig is várt eredmény, miszerint c csökkentésével az azonosított blobok száma nőni kezd, ennek oka, hogy ha kisebb az azonosítási limit szorzófaktora, akkor a kisebb csúcsok is blobnak számítanak, míg egészen nagy szorzófaktor esetén csak a legnagyobbak. Hasonló megfigyelés igaz a blob-időhosszra is, minél kisebbnek választjuk, annál kisebb az esélye, hogy egy időablakba több csúcs is belógjon.

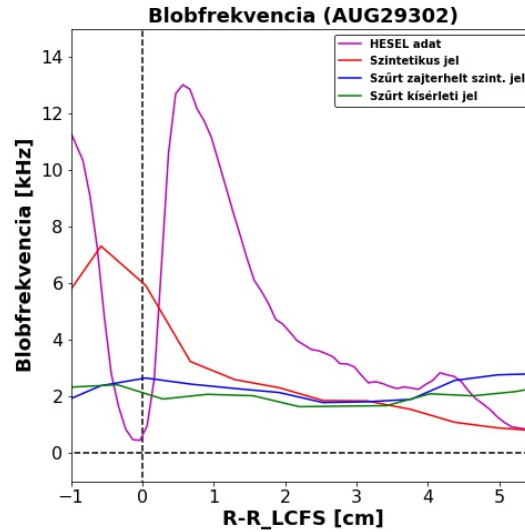
A B. ábra tanulságai szerint az azonosított események száma a blob-időhossztól nem függ túl erősen. Ha nagyon kicsinek választjuk, akkor természetesen nagyon nagy blobszámot kapunk. A blobok időbeni hossza ugyanakkor nem egy általam önkényesen kijelölt faktor, hanem a korábban ismertetteknek megfelelően léteznek fizikailag indokolt becslések. Erre a faktorra a releváns skálatörvények alapján $30 \mu\text{s}$ választása alátámasztható döntés [1]. Ez a HESEL és a szintetikus jel esetén 27 időlépést, a zajterhelt és kísérleti jelek esetén 6 időlépést jelent (ne feledjük, hogy a jelek időfelbontása különböző!). Így ránézve a B. ábrára megállapítható, hogy az időlépések számának ezen tartományában a görbék deriváltja viszonylag kicsi.

Az A. ábra tanulsága szerint a modellezett jelek esetén a blobok számának függése c -től közel lineáris, a kísérleti jel viszont erős függést mutat. Kiszámolva a görbék deriváltját

a következő értékek adódnak: $m_h = -110$, $m_s = -130$, $m_z = -155$, $m_k = -730$, ahol az indexek a jelek nevének kezdőbetűi. Ezeket az értékeket kezelhetjük úgy, mint az azonosítás hibafaktorait.

2.3. Blobfrekvencia

A blobok gyakoriságának mértéke az ún. blobfrekvencia, mely az időegység alatt tapasztalható események számát adja meg, ennek megfelelően frekvencia dimenziójú. A blobfrekvencia meghatározható az egy csatornán azonosított blobok számát elosztva a mérési idővel. Ez jól közelíti az adott csatornán tapasztalható blobfrekvenciát, tekintve, hogy a mérési idő jelen esetben (a kísérleti jelre) ~ 70 ms, ezt összevetve a blobok várható élettartamával ($\sim 30 \mu s$) a teljes mérés alatt statisztikus mennyiségű blob figyelhető meg. A blobfrekvencia az LCFS-től mért távolság függvényében a különböző jelekre a 2.5. ábrán látható.



2.5. ábra. Blobfrekvencia az LCFS-től mért távolság függvényében a különböző jelekre.

Látható, hogy a HESEL adatok esetén az LCFS környékén erős fluktuációt tapasztalunk, az LCFS-en a blobfrekvencia alig 1 kHz, nagyjából 1 cm-re az LCFS-től pedig már 13 kHz környékén van az érték. Ezzel szemben a szintetikus jel jóval kiegyensúlyozottabb, nem fluktuál ennyire erősen. Ennek oka, hogy a diagnosztikai rendszer geometriai torzítása simítja a jelet.

A HESEL adatokban azt tapasztaljuk, hogy az azonosított blobok száma nagyjából 5 cm alatt csökken egy nagyságrendet, ebből kaphatunk egy karakterisztikus értéket arra, hogy egy átlagos blob radiálisan meddig jut el. Feltételezve egy exponenciális eloszlást (lásd 2.4. szakasz), és a populáció radiális karakterisztikus hosszának azt a hosszt tekintve, amikor a detektált blobok száma e -ed részére csökken, akkor ezt a hosszt a

$$0.1 = e^{-\frac{5 \text{ cm}}{L}} \quad (2.2)$$

egyenlet megoldása adja, ahol L a a populáció radiális karakterisztikus hossza. Jelen esetben $L = 2.15$ cm adódik. A távoli SOL-ban a blobfrekvencia lecsökken, ennek oka, hogy ide már csak a legnagyobb méretű blobok képesek eljutni.

A korábban ismertetett térbeli eltolás jól látható a grafikonon, a blobfrekvencia esetén ez az eltolódás kb. 1 cm. A két jel között a közeli SOL-ban nagyjából kétszeres eltérés van, ez jól mutatja, hogy a RENATE által számba vett geometriai artefaktumok milyen mértékben rontják a filamentáris struktúrák detektálhatóságát. Az elnyomás oka még a diagnosztika integráló jellege, azaz, hogy kimeneti jelként a detektor felületét elérő teljes fotonfluxus jelenik meg.

A szintetikus jelben a detektálható blobok száma az LCFS-en éri el a maximumát, itt nagyjából 7 kHz a blobfrekvencia.

A szűrt zajterhelt és a szűrt kísérleti jel esetén látható, hogy a zaj hatására a blobok azonosíthatósága jelentősen csökken. Ez a két jel blobfrekvencia szempontjából igen jól illeszkedik egymásra. Ebből arra következtethetünk, hogy a modellünk a blobfrekvencia esetén megfelelően ábrázolja a valóságot.

Érdekes jelenség, hogy a távoli SOL-ban a zajterhelt és a kísérleti jel által jósolt frekvencia meghaladja a szintetikus jel és a HESEL adat által jósoltakat. Ebben nincs többletinformáció, itt a fotonfluxus már annyira alacsony, hogy lényegében zajt detektálunk. Felmerülhet, hogy ez a kisebb radiális koordinátán lévő értékekre is igaz, ennek viszont ellentmond az, hogy az egymás melletti csatornákat vizsgálva az azonosított struktúrák propagálnak (ennek majd a sebességszámolással kapcsolatos szakaszban lesz jelentősége), ez a tiszta zajról nem lenne elmondható.

Annak oka, hogy a kísérleti jel és a zajterhelt jel esetén nagyjából konstans blobfrekvencia mérhető az, hogy a zaj miatt csak a legnagyobb méretű blobok lesznek detektálhatók, így ezek a SOL mentén igen nagy távolságra propagálnak. Egy bizonyos térkoordináta után pedig a korábban ismertetteknek megfelelően már csak zajt detektálunk, ez nagyjából $R - R_{LCFS} = 4$ cm-től kifelé valósul meg, itt látható, hogy az addig konstans jeleink növekedni kezdenek.

Az eredmények elemzéséhez ismételten ki kell emelnem, hogy az analízishez a kísérleti és zajterhelt szintetikus jelet egy harmadrendű Butterworth szűrőn vezettem keresztül 30 kHz-es levágási frekvenciával, az értékeket természetesen ez is befolyásolja [1].

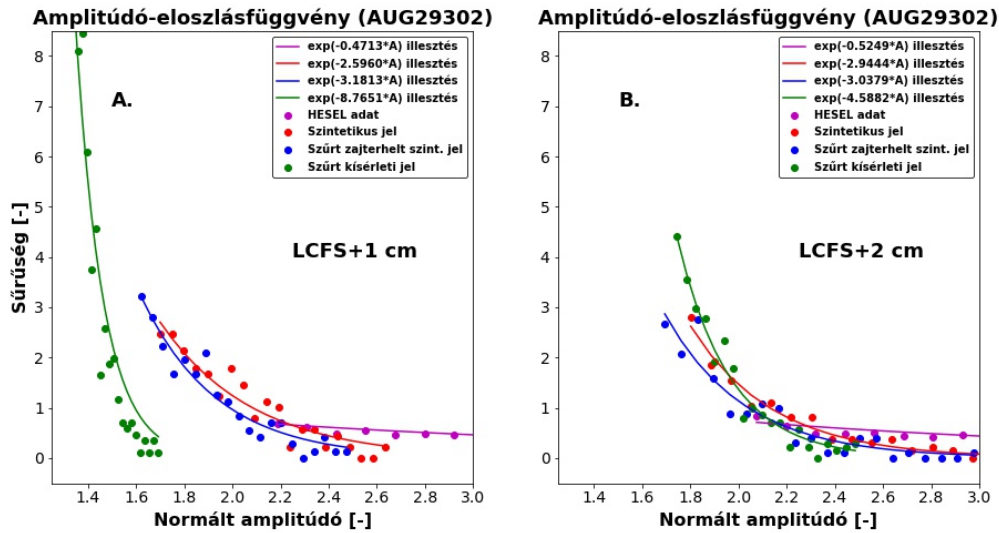
2.4. Amplitúdó-eloszlásfüggvény

A következőkben célom az azonosított blobokra az amplitúdó-eloszlásfüggvény kiszámítása (itt a megnevezés kicsit félrevezető, ez valójában egy sűrűségfüggvény, de a szakirodalomhoz való hűség érdekében használom az eloszlásfüggvény megnevezést). Hasonló számításokat tartalmazó cikk Bencze et al. [38].

Az amplitúdó-eloszlásfüggvény kiszámításához megkeressük az azonosított blobokat a jelben, kiszámítjuk az időablakra vett átlagértékeket, majd ezekre az adatokra készítünk egy hisztogramot. Ennek megfelelően a kapott adatsorunk megadja az adott amplitúdó-intervallumban található blobok gyakoriságát, azaz a számukat úgy normálva, hogy a görbe alatti terület egységnyi legyen (itt gyakorlatilag numerikusan előállítom az amplitúdók PDF-ét).

A különböző jelekre meghatároztam a blobamplitúdókat, majd ezeket a jel átlagával nor-

máltam, hogy a különböző dimenziójú jelek közös koordináta-rendszerbe kerüljenek (erről a 2.1. ábra bemutatáskor írtam bővebben), és kiszámítottam az amplitúdó-eloszlásfüggvényeket az LCFS+1 cm, és LCFS+2 cm-es régiókban, majd a kapott adatokat ábrázoltam. Ez látható a 2.6. ábrán.



2.6. ábra. Amplitúdó-eloszlásfüggvény az LCFS+1 cm tartományon (A. ábra), és az LCFS+2 cm-es tartományon (B. ábra) a különböző jelek esetén exponenciális illesztéssel.

A két görbecsoport ugyanazon értékhatárok között került ábrázolásra. Az elméleti jóslatoknak megfelelően az adatpontokra exponenciális görbét illesztettem [17], melyek szintén láthatók az ábrákon (azaz a blobamplitúdók exponenciális eloszlást követnek). Megfigyelhető, hogy a különböző jelek esetén szignifikánsan eltérő viselkedés tapasztalható az eloszlásokat tekintve.

Az A. ábrán az LCFS+1 cm-en kapott értékek láthatók. A HESEL adatokra jellemző görbe gyakorlatilag lineáris, és blobamplitúdók csak a nagyobb (> 2) értékeknél jelennek meg. Ez azt jelenti, hogy az adatsorban lévő blobok jelentősen elválnak a háttérfluktuációktól, ennek oka az, hogy ez az adatsor nem tartalmaz tompító hatásokat, a blobok jól elkülöníthetők.

A szintetikus jelet összehasonlítva a HESEL jellel látható egy határozott eltolódás a kisebb értékek felé, illetve az exponenciális illesztés exponensét tekintve a HESEL esetén $A_h^{-1} = -0.47$ adódik, míg ugyanez a szintetikus jel esetén $A_s^{-1} = -2.83$ (A továbbiakban az exponensekre a h alsó index a HESEL esetén jellemző értéket, az s index a szintetikus jelet, a z index a zajterhelt szintetikus jelet, a k index pedig a kísérleti jelet fejezi ki). Ez azt jelenti, hogy a jellemző amplitúdók szűkebb értéktartományon helyezkednek el. Az eloszlás szűkülésének oka, hogy a zaj a kis amplitúdójú blobokat elmossa, egyfajta háttérre átlagolja, és ehhez képest a nagyobb blobok már nem mutatnak amplitúdótöbbletet.

A szintetikus jel és a zajterhelt jel nem tér el szignifikánsan az x tengely menti eltolásukat tekintve, ugyanakkor a két exponens között van egy nagyjából másfeles szorzó ($A_z^{-1} = -4.25$). Ebből látható a zaj tompító hatása a blobamplitúdókra.

A zajterhelt jelet összevetve a kísérleti jellel egy elég jelentős eltérést tapasztalunk. Egyrészt van egy kb. egységnyi eltolás horizontálisan, továbbá az exponensek között van egy 2-es faktor. Itt érdemes feleleveníteni a 2.1. ábrán a kísérleti és zajterhelt jel közti szemmel látható eltérést. Mivel a blobamplitúdó azt jelenti, hogy a blob mennyire emelkedik ki a háttérből, és ezt összevetjük azzal, hogy a kísérleti jel mennyivel „szétkentebbnek” tetszik, máris érthetővé válik az eltolásban és exponensben is tapasztalható diszkrepancia. Ez az eredmény betudható a zajmodellezés hiányosságainak, illetve a HESEL által adott fizikai modell hiányosságainak is.

A B. ábrán egy külsőbb tartomány adatai láthatók. Itt a jeleink nagyobb mértékben vannak fedésben. A HESEL esetén itt is tapasztalható, hogy kis amplitúdójú blobok nem találhatók a jelben, továbbá az amplitúdóeloszlás hozzávetőlegesen konstans ezen a tartományon. Az exponens kismértékben növekedett itt ($A_h^{-1} = -0.52$).

A szintetikus jelben gyakorlatilag nem tapasztalunk különösebb eltérést a korábbi eredményeinktől, az exponens értéke is elhanyagolhatóan tér el.

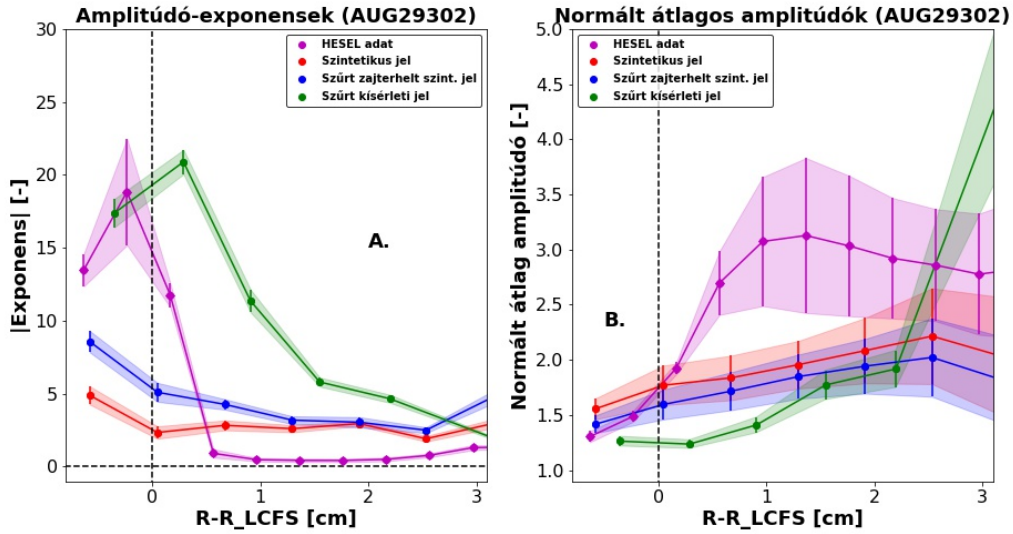
Markánsan más a helyzet a zajterhelt és a kísérleti jel esetén. Az exponens mindkét esetben csökkent, ami annak tudható be, hogy ebben a régióban a belülről kifelé propagáló blobok már veszítenek az amplitúdójukból, de még tudjuk őket detektálni, így az amplitúdótartomány kiszélesedik. Az exponensek között már nem tapasztalható akkora eltérés mint korábban, $A_z^{-1} = -3.18$ és $A_k^{-1} = -4.66$.

Az eloszlás exponenciális jellege azt implicálja, hogy a blobok legnagyobb valószínűséggel egy jól meghatározott sűrűségtartományban helyezkednek el egy adott térkoordinátán, a különösen nagy sűrűségértékek ritkák. Az exponenciális illesztést az LCFS+0.5 – 5 cm-es tartományon elvégeztem a különböző csatornákra. Az exponensek abszolút értékét ábrázoltam a térkoordináták függvényében. Ez látható a 2.7A. ábrán.

Az ábráról leolvasható, hogy minden jeltípus esetén tapasztalható egy határozott csökkenés az exponensek abszolút értékét tekintve az LCFS-től radiálisan kifelé haladva. Az LCFS környékén a HESEL adatok és a két szintetikus jel hasonló viselkedést mutat. Ugyanakkor a HESEL és a szintetikus jelben az LCFS után tapasztalható egy erőteljes levágás a megfelelő térbeli eltolással. Ez azt jelenti, hogy ebben a tartományban a blobamplitúdó-eloszlás kiszélesedik. A zajjal terhelt jelek esetén minden esetben magasabb exponensek tapasztalhatók, ezt már korábban tárgyaltam. LCFS+3 cm-en a determinisztikus szintetikus, a zajterhelt szintetikus és a kísérleti jelek eloszlása nagyjából hasonló exponenciálist produkál (ismételten figyelembe véve az aluláteresztő szűrő alkalmazását). Ez egy érdekes eredmény, itt a zaj hatása nem tűnik relevánsnak (természetesen ez csak a tér egy kis szeletében igaz).

A 2.7B. ábrán meghatároztam a különböző csatornákon azonosított blobamplitúdók átlagát, majd a közös grafikonon való ábrázolhatóság kedvéért ezt is a csatornán mérhető jel átlagával normáltam. Kiszámoltam a blobamplitúdók szórását, ezt szintén normáltam, és hibasávként ábrázoltam.

Érdekes felismerésre vezet az A. ábrával való összevetése. Megfigyelhető egyfajta inverziós jelleg a kettő között: Vegyük pl. a HESEL adatokat. Az amplitúdóexponens megmondja, hogy mennyire uniform az amplitúdók eloszlása (minél kisebb az exponens, annál inkább uniform módon jelennek meg az amplitúdók). Azt tapasztaljuk, hogy LCFS+1 cm kör-



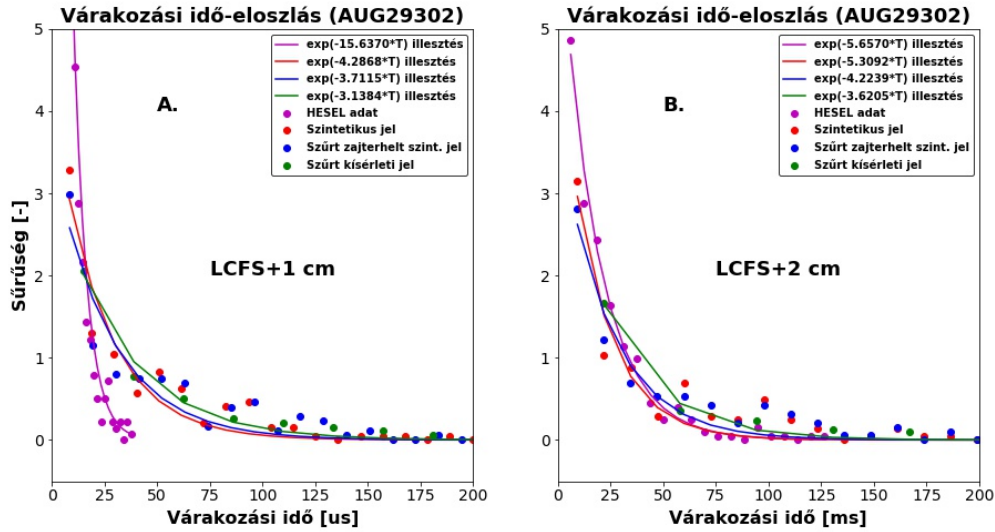
2.7. ábra. Amplitúdó-eloszlásfüggvényekre illesztett exponenciális függvények exponensének abszolút értéke (A. ábra) a térkoordináták függvényében, és az adott csatornán azonosított blobok amplitúdóinak átlaga a csatornán tapasztalt jel átlagával normálva (B. ábra).

nyékén az exponensek terén egy erőteljes csökkenés következik be (7 körüli értékről 1 körüli értékre), de közben a B. ábra tanulságai szerint az átlagos amplitúdó megemelkedik (2-ről 3.5-re). Emlékeztetve a normálásra, ez azt mondja el, hogy amíg az LCFS környékén a blobok amplitúdója átlagosan 2-szerese a jelátlagnak, addig kissé távolabb már 3.5-szerese, ami figyelembe véve, hogy nagyszámú blobra átlagolunk (lásd a 2.5. ábra) egy igen jelentős növekedésnek adódik. A két ábrát összevetve azt tapasztaljuk, hogy az LCFS mentén kifelé haladva az amplitúdók úgy alakulnak, hogy sokkal szélesebb lesz az eloszlásuk, de közben az átlagos értékük megnő. Ez a viselkedés az összes jeltípus esetén megfigyelhető. Erre egyébként már a 2.6. ábrát tekintve is következtethetünk, ugyanis ezen is remekül látszik az eloszlás középpontjának eltolódása radiálisan kifelé haladva. Az exponensek (abszolút értékben vett) csökkenését alátámasztja a szórás növekedése (a hibaszélessége).

Összehasonlítva a zajterhelt és zajmentes szintetikus jelet, nem tapasztalunk különösebb eltérést, illetve a kísérleti jel is illeszkedik ezekre az adatokra az LCFS+2 cm-es tartományig. Ezt követően a kísérleti jelben egy erőteljes kiugrás tapasztalható.

2.5. Várakozási idő-eloszlásfüggvény

Ezt követően hasonló kalkulációt végeztem el a várakozási idők esetén, mint az amplitúdóknál [38]. A várakozási idő a két blob megjelenése között eltelt időt jelenti. Kiválasztottam a korábban is alkalmazott LCFS+1 cm-es és LCFS+2 cm-es csatornákat, és erre kiszámítottam a várakozási időket, majd elkészítettem az eloszlásokat (sűrűségfüggvényeket). Ez látható a 2.8. ábrán.



2.8. ábra. Várakozási idő-eloszlásfüggvény az LCFS+1 cm tartományon (A. ábra), és az LCFS+2 cm-es tartományon (B. ábra) a különböző jelek esetén exponenciális illesztéssel.

Az A. ábrán látható az LCFS+1 cm-en készült várakozási idő-eloszlás. Itt egy korábbiaktól eltérő viselkedést tapasztalunk. A HESEL adatok esetén a várakozási idő a $40 \mu\text{s}$ -os tartományra centrált, a rá illesztett exponenciális függvény exponense igen nagy ($T_h^{-1} = -15.64$), ez azt jelenti, hogy a blobok nagyon „szabályosan” (közel azonos időközönként) követik egymást, illetve a függvény értékéből arra következtethetünk, hogy sokkal gyakrabban következnek, mint a többi jel esetén, ez összhangban van azzal, hogy ez a „legtisztább” jel, itt a legkisebb amplitúdójú blobok is felismerhetők (itt célszerű visszatekinteni a 2.5. ábrára, ugyanis a HESEL adatok esetén az LCFS+1 cm-es térkoordinátán kapunk egy igen kiugró értéket a blobfrekvenciára, azaz itt tapasztalható időegység alatt a legtöbb blob, tehát itt következnek várhatóan a legrövidebb időközönként. Ez összhangban van a kapott eloszlásfüggvénnyel).

Ehhez képest a másik három jeltípus esetén az eloszlás sokkal kiterjedtebb. Az exponensek ebben az esetben kb. egy 4-es faktorban különböznek a HESEL esetén tapasztalttól. Látható, hogy a zajterhelt és kísérleti jel jól illeszkedik egymásra.

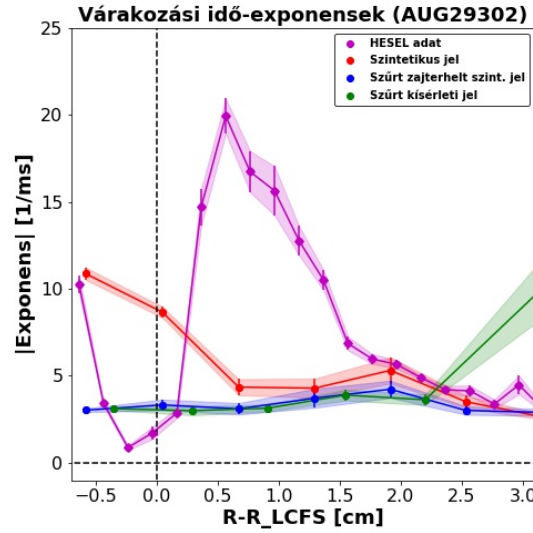
Ha képezzük a kapott várakozási idők reciprokait, akkor a blobfrekvenciát kell hozzávetőlegesen visszakapnunk. Ez nagyjából teljesül, ugyanis pl. $50 \mu\text{s}$ -os várakozási idő esetén kapunk 20 kHz -es blobfrekvenciát, ami a 2.5. ábra tanulságainak megfelelő nagyságrend. Itt nem vettük figyelembe a blobok időhosszát, amely összemérhető a várakozási idővel, ez a tényleges blobfrekvencia, és az így számolt érték közti eltérés oka.

A B. ábrán az LCFS+2-cm esetén látható ugyanezen számítás. A HESEL esetén az exponens drasztikusan csökkent (kb. a harmadára), míg a másik három jel esetén stagnált. Itt az értéktartományok nagymértékben fedik egymást, az ábrán a jelekhez tartozó értékek nehezen megkülönböztethetők.

Mindkét ábra esetén azt tapasztaltuk, hogy a zajterhelt és kísérleti jel nagyon jól fedésben vannak, az exponenseik is közel vannak egymáshoz, az A. ábrán $T_z^{-1} = -3.10$, illetve

$T_k^{-1} = -3.14$, a B. ábrán $T_z^{-1} = -3.71$, illetve $T_k^{-1} = -3.62$. Ezt az egyezést figyelhettük meg a blobfrekvenciánál is.

Az amplitúdók esetén számoltakhoz hasonlóan elvégeztem több radiális koordinátán az exponenciálisok illesztését, és az exponensek abszolút értékét ábrázoltam ennek függvényében. Ez látható a 2.9. ábrán.



2.9. ábra. Várakozási idő-eloszlásfüggvényekre illesztett exponenciális függvények exponenciájának abszolút értéke a térkoordináta függvényében.

Itt visszkapjuk az a viselkedésstruktúrát, amit korábban a 2.5. ábrán is láttunk. A HESEL adatok esetén szélsőséges ugrások vannak az exponenst tekintve. Ha emlékszünk, az LCFS+1 cm-es koordinátán adta a HESEL a legnagyobb blobfrekvenciát (~ 13 kHz-et), és az itteni ábráról az is leolvasható, hogy a jel ebben a tartományban a legrendezettebb ($|T_h^{-1} = 20|$).

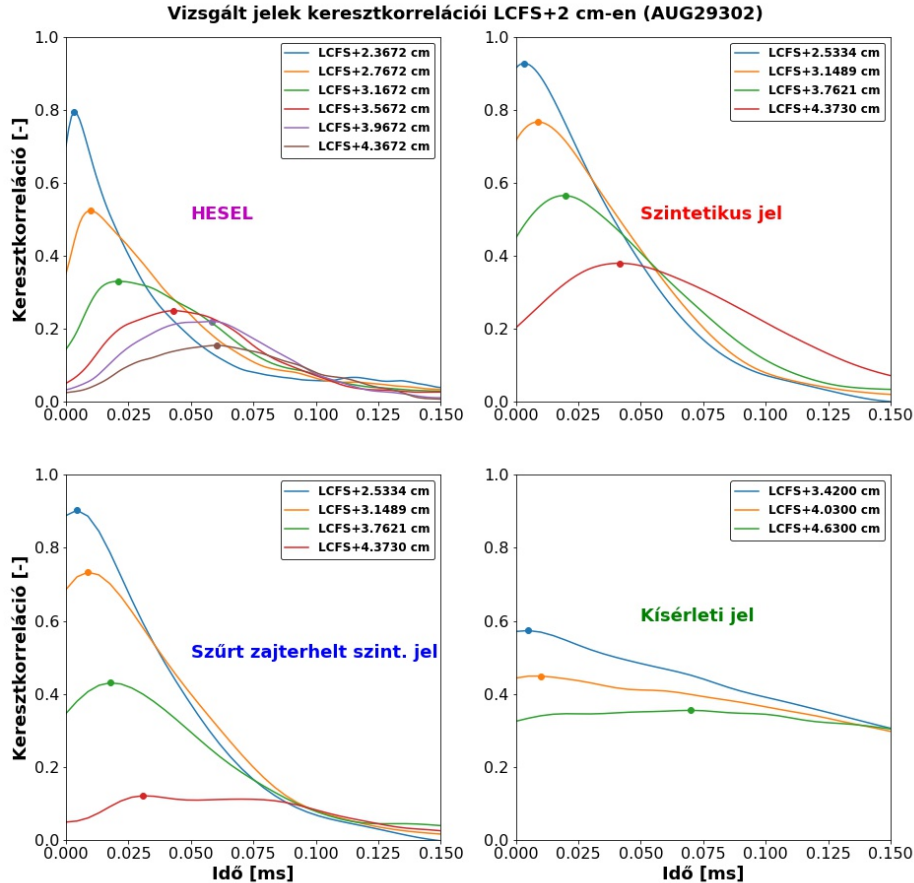
Az erőteljes fluktuáció ellenére a HESEL és a szintetikus jel esetén is megjelenik egyfajta csökkenő tendencia a SOL-ban kifelé haladva. Emellett itt is tapasztalható a kísérleti és a zajterhelt szintetikus jel jó egyezése, ez az LCFS+3 cm-es tartományban kezd eltérni. Ez az egyezés tovább erősíti a modellezés ezen aspektusban való helyességéről alkotott meggyőződésünket.

2.6. Sebességszámolás

Az analízis következő lépésében szeretnénk a blobok sebességének eloszlására következtetni. Ahogyan a tokamak-fizikában a legtöbb jelenségre, így a blobok sebességére sincsen konzisztens elméleti modellünk, csupán skálátörvényeink a sebesség becslésére. Az eddigi elemzések alapján a blob-sebesség tipikusan km/s-os nagyságrendbe esik.

Egy struktúra (pl. valamilyen fluktuáció egy hidrodinamikai rendszerben) átlagos terjedési sebessége jól számolható *keresztkorrelációs függvényből*. A keresztkorrelációs függ-

vény megadja, hogy a két jel mennyire hasonlít egymásra τ idő elteltével (lásd (1.20)). Képzeljük el, hogy az LCFS-en egy blob keletkezik! Az itteni megnövekedett sűrűség többletemissziót okoz, azaz több fény jut az ezt a régiót figyelő detektorra, így a BES-jelben növekedést tapasztalunk. Ezután a blob a mágneses tér hatására elindul radiálisan kifelé, és egy külsőbb pozícióban is növekedést okoz a jelben egy másik csatornán. A két csatorna adatait megvizsgálva, és kiszámítva a keresztkorrelációs függvényüket megkaphatjuk, hogy az ilyen időben terjedő struktúrák átlagosan milyen időkéssel jelennek meg a kintebb lévő detektor csatornáján. Innen a megfigyelési pozíciók távolságának ismeretében az átlagos terjedési sebesség számolható. Az LCFS+2-LCFS+4.5 cm-es régióban kiszámítottam a különböző jelekre érvényes keresztkorrelációs függvényeket az LCFS+2-cm-en lévő csatornához képest, és ennek első 150 μ s-os szakaszát ábrázoltam. Ez látható a 2.10. ábrán.



2.10. ábra. Különböző radiális pozícióban lévő csatornák keresztkorrelációs függvényének első szakasza az LCFS+2 cm-es régióhoz képest. Az ábrán pontokkal jelölve a függvények első csúcsainak pozíciói.

Az ábrázolt görbék számában a különbséget az okozza, hogy más a különböző jelek térbeli felbontása. A csatornák közti távolságot elosztva a csúcsok közti időkülönbséggel meghatározható a struktúra két térbeli pont közti átlagos terjedési sebessége. A kapott sebességértékek a 2.1. táblázatban láthatók.

	HESEL	Szint. jel	Zajterhelt szint. jel	Kísérleti jel
v_1 [m/s]	1214.08	1875.33	468.83	813.33
v_2 [m/s]	809.39	1403.79	350.95	457.50
v_3 [m/s]	575.09	934.09	233.52	270.00
v_4 [m/s]	373.56	588.85	147.21	-
v_5 [m/s]	343.61	-	-	-
v_6 [m/s]	397.34	-	-	-

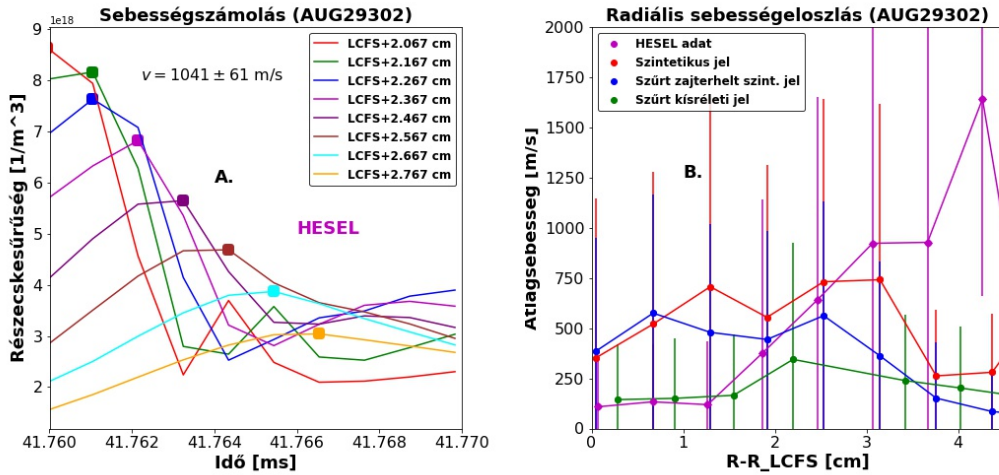
2.1. táblázat. A keresztkorrelációs függvényekből számolt sebességértékek a különböző jelekre. A sebességértékek sorszámozása a 2.10. ábrán látható csúcsok szerint balról jobbra történt.

A legérdekesebb minden jel esetén az utolsó érték összevetése, ugyanis ezek származnak nagyjából hasonló radiális pozícióból. A HESEL adatsorban a terjedés a vizsgált 2 cm-es szakaszon átlagosan kb. 400 m/s-mal történt, és érdekes módon a szintetikus jelben ez majdnem ennek másfélszerese. A legkisebb átlagsebességet a zajterhelt jel adja, ez kb. 150 m/s, míg a kísérleti érték kb. 270 m/s környékén van. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a nyalábmenti artefaktumok hatására a mért sebesség értéke megnő, a zaj viszont lecsökkenti a detektált sebességet. Vizsgáljuk meg a problémát egy másik módszerrel, és ellenőrizzük, hogy hasonló eredményt kapunk-e!

A másik módszer a sebességek statisztikai elemzésére az azonosított blobok radiális terjedésének vizsgálatán alapszik. Ebben az esetben sorra vesszük egy adott csatornán az azonosított blobokat, és feljegyezzük a csúcserőértékük időpontját. Ezt követően a következő csatornán megkeressük a legközelebbi, időben később következő blobként azonosított csúcst, majd ugyanezt megteszük a következő csatornára, és így tovább (az eljárást két meghatározott radiális pozíció között ismételjük). Ezt végrehajtjuk az eredeti csatornán tapasztalt összes blob esetén, majd a csúcserőértékek időpontjaira egyenest illesztünk a radiális koordináta függvényében. Ugyan a blobok sebessége változik terjedés közben (és természetesen a propagációjuk sem kizárólag radiális irányú), viszont az LCFS kis környezetében az egyenes illesztése jó közelítést ad. Az illesztett egyenesek meredeksége megadja a terjedési sebességet. A kapott értékeket hisztogramon ábrázolva előállíthatjuk a sebességeloszlás sűrűségfüggvényét.

A módszer alapötletének bemutatása látható a 2.11A. ábrán.

Az A. ábrán egy 10 μ s-os ablak látható a HESEL adatsoraiból, számszerűen 8 csatorna adatai, melyek egy 0.7 cm-es radiális tartományt fednek le. Az ábrán színes négyzetek jelölik az ablakon belül a csúcsok pozícióit. Az y-tengelyen a részecskesűrűség látható (tehát az illesztés **nem** erre az adatsorra történik, hanem a csatornák távolságára). Az ábra jelmagyarázatában látható radiális adatokra egyenest illesztve a blob sebessége hozzávetőlegesen 1 km/s-nak adódik.



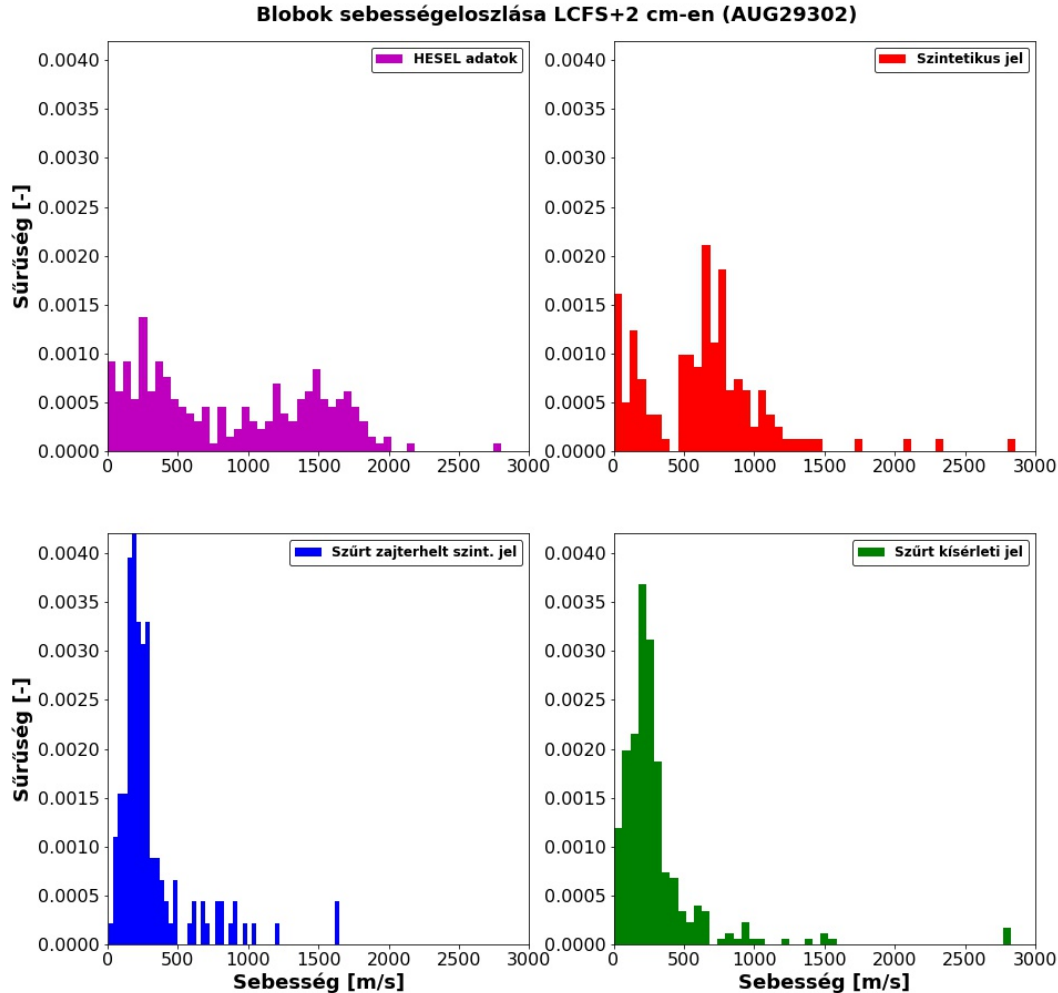
2.11. ábra. A sebességszámolási módszer bemutatása a HESEL adatok alapján egy LCFS+2 cm-en azonosított blobra (A. ábra), ahol az ábrázolt blob illesztésből meghatározott sebessége $v = 1041 \pm 61$ m/s, valamint a blobok átlagsebességének radiális eloszlása (B. ábra).

Most, hogy megvan a módszerünk, elvégezhetjük ezt egy adott radiális pozícióban azonosított minden blob esetén. Ehhez szintén a korábban is vizsgált LCFS+2-LCFS+4.5 cm-es tartományt választottam ki, innen végeztem el az illesztéseket a csúcsertékekre. Ebből elkészíthető a sebességeloszlás hisztogramja, mely a vizsgált jelekre a 2.12. ábrán látható.

Az adatok ábrázolása során csak azokat az értékeket hagytuk meg, melyek esetén a sebességértékek 0 és 3000 m/s között vannak. Az alsó korlát megadása azért volt lényeges, mert néhány illesztés negatív sebességet jósolt (ez azt jelenti, hogy itt a blob „befelé terjed”), ez ugyanakkor ellentmond a várakozásoknak, így ezeket az értékeket kiszórópontnak tekintjük, és elhagyjuk. A felső korlát bevezetését szintén az elméleti várakozásaink diktálják, valamint a véges mintavételezési frekvenciából adódó időfelbontás adta limitáció. A kísérleti jel esetén a mintavételezési frekvencia 200 kHz, és itt egy 2.5 cm-es radiális tartományt vizsgáltunk, így az elméletileg kapható maximális sebesség ebben az esetben 5000 m/s, az ennél nagyobb értékek csupán a módszer pontatlanságai-ból adódhatnak (ugyanakkor a szintetikus jel majdnem 1 MHz-es felbontása már 20 km/s körüli értékeket is lehetővé tenné, ezért hajtottuk végre a korábban ismertetett átlagolást a nagyobb időfelbontású jeleken).

Megvizsgálva a kiszórópontok elhagyása előtti és utáni adatsort látható, hogy az elhagyott adatpontok száma lényegesen kisebb, mint az el nem hagyottaké (pl. a zajterhelt szintetikus jel esetén 139 érték került ábrázolásra, és 11 kidobásra). A hisztogramok 50 értéktartományra (50 oszlopra) készültek. Az y -tengelyeken a relatív gyakoriságok láthatók.

A HESEL esetén azt láthatjuk, hogy az eloszlás két csúccsal rendelkezik, az egyik 300 m/s, a másik pedig 1500 m/s környékén. Az eloszlás 2000 m/s környékén levág, az ettől nagyobb sebességek nem jellemzőek.



2.12. ábra. Az AUG 29302-re LCFS+2 cm-en jellemző blob-sebességeloszlás.

A szintetikus jelet tekintve a két csúcs megszűnik, és egy csúcs alakul ki 700 m/s környékén. Ebben az esetben a levágás már 1000 m/s-nál megtörténik.

A zajterhelt jelben 1 nagyon határozott csúcs tapasztalható 300 m/s-nál. Ez az eloszlás lényegesen csúcsosabb, mint pl. a HESEL esetén, azaz a sebességek jóval kisebb értéktartományban helyezkednek el.

A kísérleti jel eloszlása jellegében nagyon hasonló a zajterhelt szintetikus jel esetén tapasztaltnak, itt is megjelenik egy határozott csúcs 300 m/s-nál, és 1000 m/s fölötti sebességek nem jellemzőek. Összességében azt lehet elmondani, hogy a zavaró hatások tipikusan az alacsonyabb értékek felé tolják el az eloszlásokat. Itt nem tapasztaljuk azt a hatást, mint korábban a korrelációs függvényeknél, nevezetesen hogy a szintetikus jel nagyobb sebességértékeket jósol mint a HESEL.

Az adatsorokat kiátlagolva kiszámolható az átlagos blob-sebesség. A bizonytalanság be-

csülhető egyrészt az illesztések hibájából, másrészt az értékek szórásából. Megvizsgálva a két hiba értékét, igen közelinek adódnak (azaz ebből az következik, hogy a statisztikus bizonytalanság hasonló az egy blob esetén számolt bizonytalansághoz, így célszerű statisztikai úton következtetéseket levonni). Így a négy jel esetén az alábbi átlagértékek és szórások adódnak: $\overline{v}_h = 868 \pm 612$ m/s, $\overline{v}_s = 637 \pm 448$ m/s, $\overline{v}_z = 306 \pm 270$ m/s, $\overline{v}_k = 304 \pm 340$ m/s.

Az átlagsebességek tekintetében a kísérleti és zajterhelt jelek esetén igen hasonló eredményeket kapunk. Ebből, továbbá az eloszlás szép egyezéséből arra következtethetünk, hogy a modellezési eljárásunk a sebesség (akárcsak a blobfrekvencia) tekintetében jól ragadja meg a fizikai aspektusokat. A fent kapott átlagok rendre nagyobbak, mint amiket a keresztkorrelációkból kaptunk a 2.1. táblázatban. Ennek oka lehet, hogy a keresztkorrelációs függvény nem kifejezetten a blobok terjedéséről ad tanúbizonyságot, hanem a jel kollektív viselkedését szemléli. Ugyanígy hozzávéve az illesztésekből adódó nagy statisztikai és illesztési bizonytalanságot, a kapott értékek közelinek mondhatók.

A fenti számítások összevethetők a szakirodalomban korábban elvégzett analízis eredményeivel. Ahogy már korábban említettem, ezzel kapcsolatos írás Birkenmeier et al. 2014-es PPCF cikke [1]. Itt a szerzők az általunk is bemutatott AUG 29302-es kisülésének kísérleti jelét vizsgálták. Ennek során azt találták, hogy a maximális sebesség kb. 2000 m/s körül van, azaz az általunk alkalmazott 3000 m/s-os levágás nem tekinthető szignifikáns hibafaktornak. Az átlagsebességek esetén nagyjából 200 m/s-os értéket kaptak, ami ugyan elmarad az általunk kapottól, ugyanakkor az illesztési hibahatáron belül jól egyeznek. Ez egy igen szívderítő eredménynek mondható!

Az átlagsebesség számolásának egy további megközelítése látható a 2.11B. ábrán. Itt a korábban alkalmazott illesztéses módszert használtam, viszont az illesztés mindig két szomszédos csatorna között történt (kivéve a HESEL-t, ahol ugyanis annak érdekében, hogy a térbeli felbontás hasonló legyen a többi jelhez csak minden 6. csatornát tekintettem, ne feledjük, hogy a HESEL térbeli felbontása sokkal jobb, mint pl. a kísérleti jelé) a következő módon: az LCFS-től indulva azonosítottam egy csatorna jelében a blobokat, majd ezt megtettem az eggyel külsőbb radiális pozíción lévő csatornára is. Ezt követően végigmentem az eredeti csatorna blobjain, és megkerestem a másik csatornán az időben utánuk közvetlenül következő, blobként azonosított csúcsot. A két időpont különbségéből és a csatornák radiális pozíciójából a sebesség számolható. Ez a módszer úgy fogható fel, mintha a 2.11A. ábrán csak az első két (piros és zöld) pontra illesztenénk, de ezt megteesszük minden egymás mellett lévő radiális pontpárra. Itt szignifikáns közelítést jelent az, hogy azt feltételezzük, hogy egy csatornán észlelt minden blob megjelenik a soron következő csatornán is. Megtekintve a 2.5. ábrán látható blobfrekvenciákat (melyek igazából a blobok számának radiális alakulását karakterizálják) látható, hogy erőteljes változás igazából csak a HESEL esetén tapasztalható a blobok csatornánkénti számában. A meghatározott értékekből kiszámoltam az átlagos blob-sebességet, és ennek szórását, majd ezt ábrázoltam a radiális koordináta függvényében. Az ábrán a hibasávok a szórásokat jelölik. A HESEL adatokban határozott emelkedés látható az átlagsebességek tekintetében radiálisan kifelé haladva. Ez ellentmond a korrelációs függvényekből kapott eredménynek, de annak diszkussziója során már bemutattam, hogy a korrelációs függvény a jel kollektív viselkedését vizsgálja, és nem kifejezetten a blobstruktúráét. Innen arra következtethetünk, hogy mivel külső radiális tartományokba csak a legnagyobb méretű

blobok jutnak el, így a nagyobb blobok (a fizikai modell alapján legalábbis) nagyobb sebességgel propagálnak.

Az LCFS környékén, ahol a fotonfluxusok igen nagyok a szintetikus és zajterhelt szintetikus jelek igen hasonló eredményeket adnak 500 m/s környéki átlagsebességgel, míg itt a kísérleti jelben 100 m/s körül van az átlagsebesség. A kísérleti jel esetén a sebesség gyenge radiális függést mutat, eben teljes mértékben összhangban vagyunk [1]-el. LCFS+1 cm-től kezdve a determinisztikus és zajterhelt szintetikus jelek elválnak egymástól, utóbbi tipikusan alacsonyabb sebességeket jósol. LCFS+2 cm környékén a kísérleti és zajterhelt szintetikus jelek közeli értékeket adnak. Nagy radiális koordinátákon (LCFS+4 cm környékén) a szintetikus jelek által jósolt sebességben csökkenés tapasztalható.

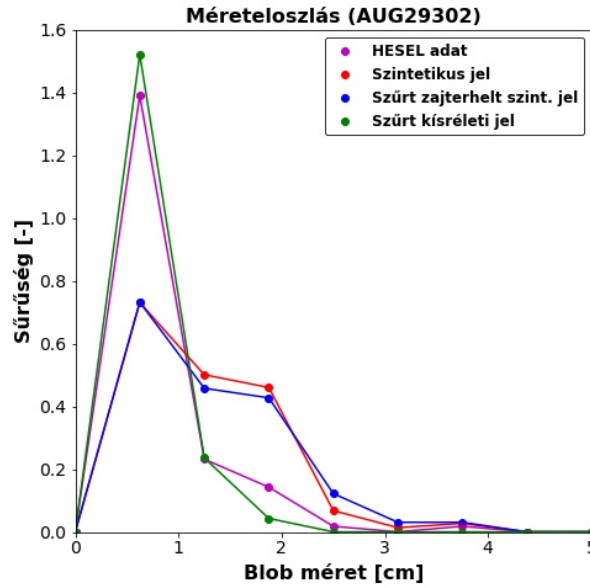
2.7. Méreteloszlás

A korábbiakban ismertettem a blobfrekvencia, az amplitúdó-eloszlás és a sebességeloszlás értékeit a 4 különböző jelre. A blobokkal kapcsolatban további releváns és fontos paraméter a blobok mérete.

Egy jelben a blobok mérete a következőképpen becsülhető: tekintsük az LCFS-en azonosított eseményeket! Az azonosítási folyamat során mindegyik blob esetén feljegyeztük, hogy melyik időpontban van az adott csatornán a jel csúcserő (ezt használtuk korábban pl. a sebességszámolásnál). Ha a blob eljut a soron következő radiális pozícióban lévő csatornára, akkor némi időkésséssel ott is megjelenik egy csúcs a jelben. Ezt felhasználva minden egyes azonosított blob esetén meg kell néznünk, hogy a soron következő csatornán egy meghatározott időablakon belül kialakul-e blobként azonosított esemény. Ha nem, akkor annyit tudunk mondani, hogy az LCFS-en kialakuló blob kisebb, mint a radiális felbontás, ennek következtében a méretét 0-nak tekintjük, és kivesszük az adatsorból (ez leginkább a HESEL esetén jelenthet problémát, a zajjal terhelt jelekben az ilyen kis események úgysem látszanak). Ha igen, akkor meg kell határoznunk, hogy a következő csatornán mikor tapasztaljuk a csúcst. Ezt követően eggyel kijebb megyünk, és megvizsgáljuk, hogy ide eljut-e, azaz, hogy ebben a radiális pozícióban tapasztalunk-e csúcst a meghatározott időablakon belül. Itt megismételjük a korábbi esetszétválasztást, és így tovább egészen a legszélső csatornáig. Innen minden blob esetén becsülhető a méret: annak a legszélső csatornának az LCFS-től mért távolsága, ahol a blob még észlelhető. Ezt a vizsgálatot elvégeztem mind a négy jelre az AUG29302 esetén, majd elkészítettem a méreteloszlás hisztogramját, ez látható a 2.13. ábrán.

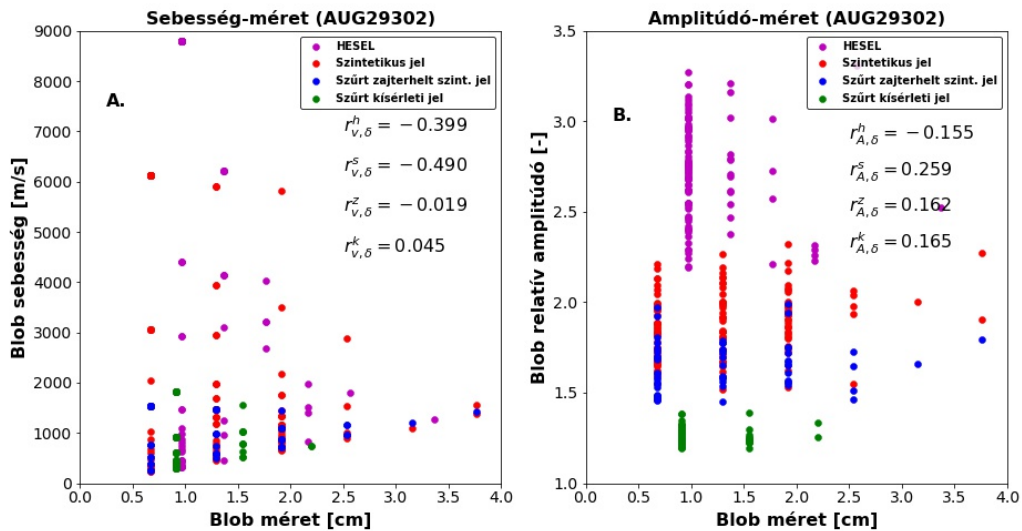
Az ábrán látható adatok esetén az időablakot, amiben a következő csatornán megjelenő csúcserőket keressük 30 μ s-nak állítottam be. Igen érdekes viselkedést vehetünk észre. A HESEL és a kísérleti jel valamint a determinisztikus és zajterhelt szintetikus jelek páronként jól illeszkednek egymásra. Az első kettő esetén határozott csúcs tapasztalható 0.7 cm körül, az ettől nagyobb méretű blobok nem jellemzőek. A szintetikus jelek esetén szintén ez a méret a leggyakoribb, de kialakul egy plató a görbén az 1 – 2 cm-es tartományban. Ezt követően ezek a görbék is levágnak, és 3 cm-nél nagyobb események már nem jellemzőek. A maximális detektált méret mindegyik jel esetén 4 cm körül van.

Ismerve a blob kezdeti és végpozícióját, és ezek időpontját egy egyszerű osztással kiszámolható a blob átlagsebessége a terjedése során. Továbbá az LCFS-en mért jel bloboknak



2.13. ábra. Blobméret-eloszlás az AUG 29302-es kísérletben.

megfelelő csúcserőértékeiből kiolvasható az itteni blobamplitúdó. Ezeket az értékeket is mind meghatároztam, és ábrázoltam a kiszámolt blobméret függvényében. Ez látható a 2.14. ábrán.



2.14. ábra. Azonosított blobok sebessége (A. ábra) és LCFS-en mért átlaggal normált amplitúdója (B. ábra) a méretük függvényében AUG29302-ben.

Az ábrán a függőleges sávokból jól látszik a radiális felbontás. A sebesség-méret grafikonon az értékek nagy része 3000 m/s alatt van, ez igazolja a korábban, a sebességszámolás esetén alkalmazott felső határértéket. A fenti ábrákról ránézésre nem sok

mindent lehet elmondani. A B. ábrán jól látható, hogy a relatív amplitúdók minden méret esetén a HESEL-ben a legnagyobbak, azaz itt emelkednek ki a legjobban a háttérből, illetve a kísérleti jel esetén a legkisebbek. A zajterhelt jel esetén némileg magasabb relatív amplitúdó mérhető, ez arra enged következtetni, hogy a kísérleti jelben a háttér értéke nagyobb, mint amit a zajterhelő metódussal elő tudunk állítani (a zajterhelő metódus a háttér értékét a fotonfluxus arányában kezeli, ez egy szignifikáns közelítés).

Számszerű analízis végrehajtásához célszerű kiszámolni az adatpárok PCC-jét (ld. (1.19)). Ezeket az értékeket is feltüntettem az ábrákon. Itt a felső index a jel típusát (h-HESEL, s-szintetikus, z-zajterhelt, k-kísérleti), az alsó index pedig az adatsorokat (δ -méret, v -sebesség, A -amplitúdó) jelöli. Szignifikáns (abszolút értékben 0.5 körüli) korreláció mérhető a HESEL és a szintetikus jelek esetén a sebesség és méret között, még hozzá negatív előjellel, azaz a nagyobb méretű blobok tipikusan kisebb sebességgel terjednek. A korreláció a kísérleti és zajterhelt jelekben kisebb, azaz itt nincs egyértelmű kapcsolat a méret és sebesség között. Az amplitúdók esetében egyedül a szintetikus jelben kapunk 0.3 körüli pozitív értéket, a másik három esetén kis abszolút értékű eredmény adódik, azaz az amplitúdó nincs összefüggésben a mérettel.

Ebben a fejezetben ismertettem a szakirodalom alapján relevánsnak vélt paraméterek vizsgálatát az AUG 29302-es kisülés esetén. Ezek a blobfrekvencia, az amplitúdó-eloszlás, a várakozási idő-eloszlás, a sebességeloszlás és a méreteloszlás voltak. A kiértékelő eljárás fennmaradó része (magasabb momentumok, spektrális számolás) olvasható az A. függelékben. Az ott vázolt kvalitatív, és jelen szakaszban bemutatott úgymond számszerű analízis együtt egy komplex, és lényegében minden releváns paraméterre kiterjedő elemzést adja a BES jelekben fellelhető turbulens- és blobstruktúráknak.

Most, hogy elvégeztük a 29302-es kisülés analízisét, rátérhetünk két másik kisülés (áttekintés szerű) elemzésére.

3. fejezet

A párhuzamos kapcsolódási hossz ($L_{||}$) hatása a blobdinamikára

„The opposite of a fact is falsehood, but the opposite of one profound truth may very well be another profound truth.”

N. Bohr

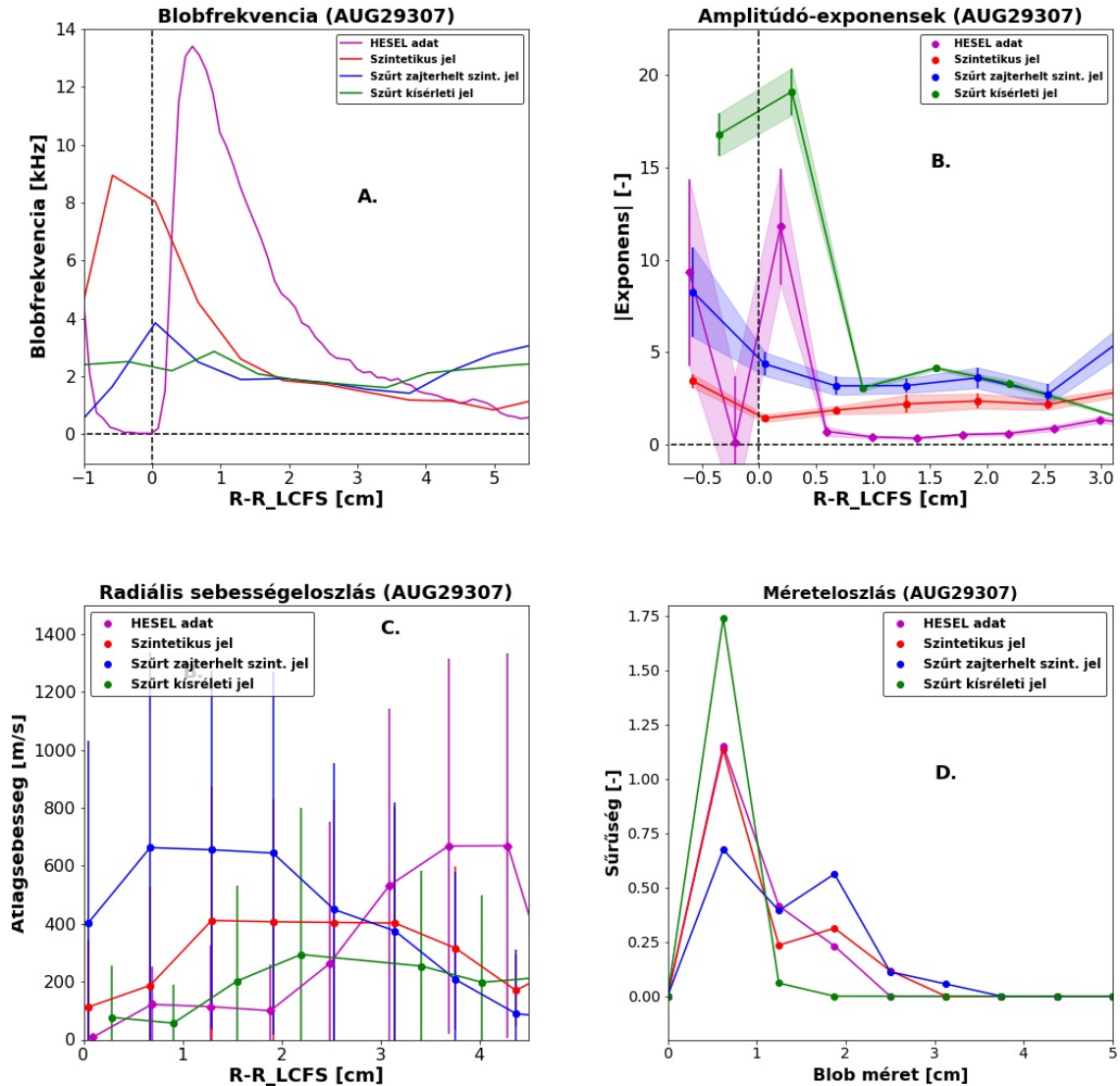
Ebben a szakaszban a blobfrekvenciát, az amplitúdó-exponenseket, a radiális átlagsebesség-eloszlást és a blobméret-eloszlást vizsgálom az AUG 29307-es kisülésén, majd hasonló számításokat végzek el az AUG 29308-cal kapcsolatban, és egy radiális pozícióban (LCFS+2 cm-en) ezek alakulását vizsgálom a kisülés mágneses térrel kapcsolatos paramétereinek függvényében felhasználva az előző fejezet eredményeit is. A korábbiakhoz hasonlóan minden kisülés esetén 4 jelet vetek össze.

A kiszámított paraméterek a 29307-es kisülésre a 3.1. ábrán láthatók.

Vizsgáljuk meg elsőként a blobfrekvenciát! A kapott görbe ránézésre nagyon hasonló, mint a korábban adódó. Az LCFS-en a HESEL 0 körüli frekvenciát jósol, majd 1 cm-es távolságban eléri a maximumát, jelen esetben majdnem 14 kHz-et, innen a blobok száma csökkenni kezd. A szintetikus jelet megtekintve jól látható a térbeli eltolás, illetve a tompítás hatásai is, ugyanis a frekvencia csúcsértéke itt csak 9 kHz környékén van (kb. 1 kHz-cel magasabb, mint a korábbi kisülés esetén). Nagyon jó eredménynek mondható, hogy a zajterhelt és kísérleti jelek ebben az esetben (is!) nagyon jól illeszkednek egymásra. Az LCFS-en a zajterhelt jel produkál egy kiugró értéket 4 kHz-en, ezután viszont szinte tökéletesen egyező értéket tapasztalunk. A távoli SOL-ban mindkét jelben felfedezhető egy növekvő tendencia, itt már az alacsony fotonfluxusok miatt a zaj dominálja a jelet. Itt a HESEL és a determinisztikus szintetikus jel tipikusan alacsonyabb, 1 kHz alatti blobfrekvenciát ad.

A kísérleti és zajterhelt szintetikus jelekben átlagosan 2 kHz-es blobfrekvencia mérhető, ez nagyon jól összhangban van a korábbi eredménnyel.

Az illesztett amplitúdó-exponensek a B. ábrán láthatók. A korábbiakhoz hasonlóan itt is tapasztaljuk azt a viselkedést, hogy a HESEL az LCFS-en kiugró exponenst jósol (ez azt



3.1. ábra. Blobfrekvencia (A. ábra), amplitúdó-exponensek (B. ábra), átlagsebesség (C. ábra) és méreteloszlás (D. ábra) az AUG 29307-es kisülése esetén.

jelenti, hogy az itteni blobamplitúdók egy igen keskeny értéktartományban helyezkednek el, ne felejtjük, hogy az exponensek negatívak, itt az abszolút értéküket ábrázoltuk!), majd fél centiméterre az LCFS-től ez nagyon gyorsan levág, azaz az eloszlás kiszélesedik. Itt is azt a viselkedést látjuk, hogy a szintetikus jelben tapasztalható exponens gyenge radiális függést mutat, és tipikusan 2.5 körül van az értéke. A zajterhelt szintetikus jel esetén a radiális függés szintén viszonylag gyenge, viszont az exponensek értéke tipikusan nagyobb (4-5 körüli).

Hasonlóan a 29302 esetén tapasztalhoz, a kísérleti exponens az LCFS környékén nagyon nagy, mindkét esetben LCFS+0.3 cm körül 20-as exponens tapasztalható. Ezek után a korábbiakhoz hasonlóan az exponens radiálisan kifelé haladva csökkenni kezd, itt azonban a levágás sokkal gyorsabb, mint a korábbi esetben. 1 cm-re az LCFS-től már 4-es

exponens tapasztalható (korábban itt 12 körül volt), innen azonban széles radiális tartományban sugárfüggetlenül tartja ezt az értéket, ennél fogva szépen egyező adatokat ad a zajterhelt szintetikus jellel. Ez utóbbi jelben LCFS+3 cm-nél tapasztalható egy növekvő tendencia. Itt meg kell jegyezzük, hogy az exponensek értékei nem azt jelentik, hogy az amplitúdóeloszlás ugyanolyan, csupán azt, hogy az eloszlás karakterisztikus levágása ugyanúgy történik meg (ld. B.1. ábra). Érdekes megfigyelés mindkét kisülés esetén, hogy az LCFS-től kifelé haladva az illesztések hibái csökkennek, azaz az amplitúdóeloszlás egyre jobban tart az exponenciálishoz.

A különböző radiális pozíciókban jellemző átlagsebességek láthatók a C. ábrán, melyeket szomszédos csatornákra történő illesztéssel számoltam. Ebben az esetben már némileg eltérő eredményeket kapunk a korábbiakhoz képest. A HESEL adatok által adott eredményben itt is felfedezhető, hogy radiálisan kifelé haladva az átlagsebesség nőni kezd, méghozzá hasonló struktúrájú görbe szerint, mint a 29302 esetén. Az átlagsebesség ebben az esetben is LCFS+4 cm-en éri el maximumát, értéke viszont a korábbi 1600 m/s-hoz képest csupán 700 m/s körül van. A szintetikus jel esetén az LCFS-től indulva szintén növekedés tapasztalható (jól érzékelhető a korábban elemzett kb. 1 cm-es radiális eltolás), és LCFS+1.5 cm-en éri el a maximumát 400 m/s-os átlagsebességgel, majd LCFS+3 cm-től kezdve csökkenni kezd. Érdekes módon a zajterhelt szintetikus jelben tapasztalhatók ebben az esetben a legnagyobb átlagsebességek, LCFS+2 cm-ig stabil 600 m/s-os átlagsebesség tapasztalható, ezután itt is csökkenni kezd. A korábbiakhoz hasonlóan itt is a kísérleti jel szolgáltatja a legalacsonyabb átlagsebességeket.

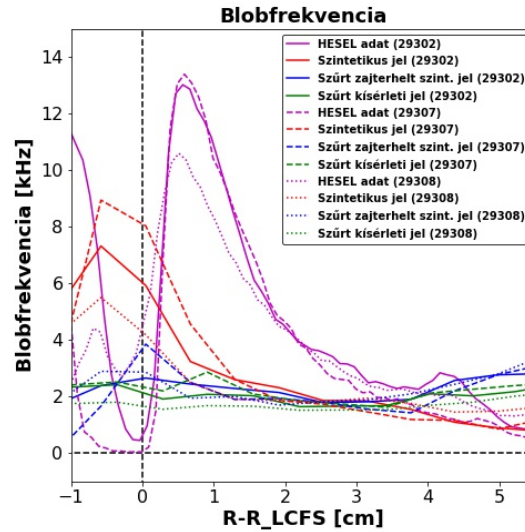
A fenti ábra a sebességekkel kapcsolatban a szomszédos csatornák közti illesztéssel készült, viszont ebben az esetben is becsülhetünk sebességeket egy radiális pozícióból több csatorna adataira illesztve. Ezt meg is tettem a korábban is vizsgált LCFS+2 cm-es régióra. A következő átlagsebességek adódtak: $\overline{v_h} = 666 \pm 500$ m/s, $\overline{v_s} = 550 \pm 194$ m/s, $\overline{v_z} = 305 \pm 120$ m/s, $\overline{v_k} = 370 \pm 257$ m/s. Igen érdekes, hogy több csatornára illesztve szignifikánsan más átlagsebességek adódnak, mint csak a szomszédos csatornákra illesztve. Jó egyezést egyedül a kísérleti jel esetén kapunk. A fenti értékek hibái az illesztések hibáinak átlagaként adódnak. Az ily módon kapott átlagsebességek a kísérleti jel és a zajterhelt szintetikus jel esetén nagyon közel vannak a korábban számoltakkal. Ebben az esetben is teljesül az, hogy a kísérleti jelben az átlagsebesség gyenge radiális függést mutat, ebben szintén egyetértésben vagyunk a szakirodalommal [1].

A méreteloszlás látható a D. ábrán. Itt is teljesül az, amit korábban a 29302 kapcsán láttunk, miszerint a kísérleti jel eloszlása a legcsúcsosabb. Itt is igaz az, hogy a leggyakoribb méret minden jel esetén a 0.6 cm-körüli, az ennél nagyobb blobok ritkák. A determinisztikus szintetikus jel, és a HESEL elég jó fedésben vannak, ugyanakkor mindkét szintetikus jel esetén kialakul az a plató az 1-2.5 cm-es tartományban, amit a korábbi analízisben is tapasztaltunk. Itt viszont a zajterhelt jel esetén nem hogy plató, hanem egy, az elsővel összemérhető második csúcs jelenik meg 2 cm-en, azaz ebben a jelben nagy eséllyel mérünk ilyen kiterjedésű blobokat.

Összefoglalva az ebben a fejezetben bemutatott analízist kijelenthetjük, hogy a blobfrekvencia terén tapasztalt igen jó egyezést a kísérleti és zajterhelt jelek között sikerült fenntartanunk, azaz nagyobb bátorsággal jelenthetjük ki azt, hogy a modellező módszerünk az

filamentáris struktúrák időbeliségét viszonylag jól visszaadja. Az amplitúdó-exponensek terén a korábbihoz képest jobb egyezést kaptunk, de még így is maradt diszkrepancia, az amplitúdóviszonyok modellezésének problematikájáról már korábban írtam. A sebességeloszlás terén a szomszédos csatornára illesztés, és a több csatornára illesztés itt nagymértékben eltérő eredményeket adott. A szomszédos csatornára illesztett eloszlásban számos különbség mutatkozott a korábbiakhoz képest, viszont a több csatornára illesztett eredmény a zajterhelt és kísérleti jelek esetén jó egyezést mutatott. A méreteloszlásban jórészt visszakaptuk a korábban tapasztalt viselkedést, de a modellünk ebből a szempontból nem szolgáltat a kísérlettel egyező eredményeket.

Hasonló analízist végeztem el az AUG 29308-as kisülésére is (a főbb eredményeket lásd a C. mellékletben). A kapott blobfrekvenciát mindhárom kisülés esetén a 4-4 vizsgált jelre ábrázoltam. Ez látható a 3.2. ábrán.

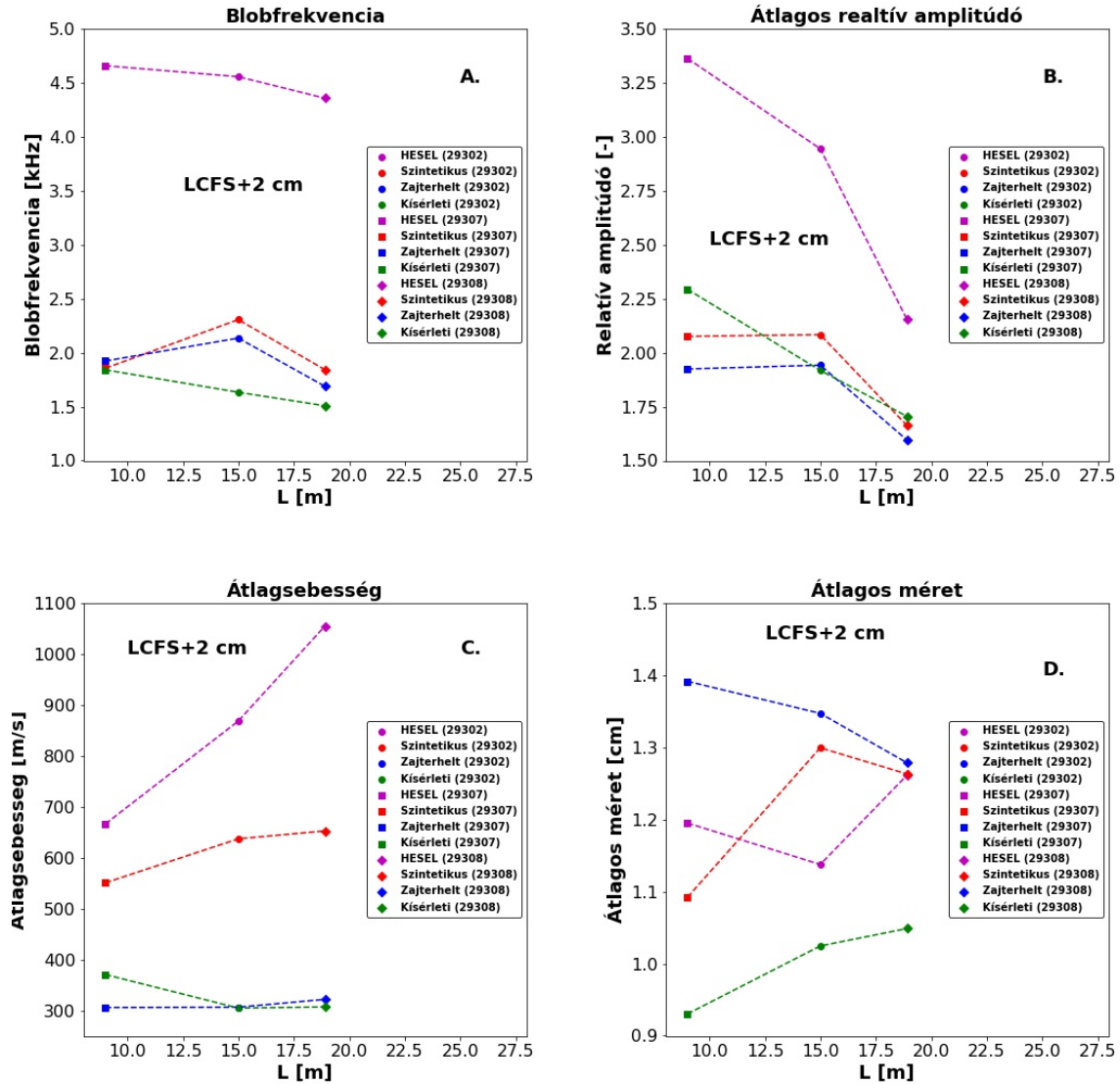


3.2. ábra. Blobfrekvenciák alakulása a radiális koordináta függvényében az AUG 29302-es (folytonos vonal), 29307-es (szaggatott vonal) és 29308-as (pontosított vonal) kisüléseire.

Tekintsük pl. a HESEL adatokat! Az ábrán látható, hogy a görbe csúcsértéke egyik kisülésről a másikra változik, a 29307-es esetén a legmagasabb, és a 29308-as esetén a legalacsonyabb, illetve tapasztalható egy radiális eltolódás is köztük. Itt számba kell vennünk ezen kisülések paramétereit [1]. Mindhárom vizsgált kisülés 0.6 MA-es plazmaáram mellett történt, viszont a B_t toroidális mágneses tér értékét kisülésről kisülésre változtatták. A 29302 esetén $B_t^{29302} = 2.5$ T, a 29307 esetén $B_t^{29307} = 1.4$ T, a 29308 esetén pedig $B_t^{29308} = 3.2$ T volt. A toroidális mágneses tér értéke befolyásolja, hogy egy részecske mekkora utat fut be toroidálisan amíg a divertorra jut. Az ezt karakterizáló mennyiség az $L_{||}$ az ún. *párhuzamos kapcsolódási hossz*, amely a tokamakban az egy poloidális körülforduláshoz szükséges erővonal mentén mért távolságot jelenti, és az $L_{||} = 2\pi r B_t / B_p = 2\pi R q$ módon számolható, ahol R a berendezés nagysugara, r a radiális pozíció, a $q = r B_t / R B_p$ dimenziótlan mennyiséget *biztonsági faktornak* nevezzük, ahol B_t és B_p rendre a toroidális és poloidális mágneses terek erőssége [9]. A vizsgált

kisülések esetén ezek a paraméterek a következő értékeket vették fel [1]: $q^{29302} = 6.85$, $L_{\parallel}^{29302} = 14.99$ m, $q^{29307} = 3.85$, $L_{\parallel}^{29307} = 9.00$ m, $q^{29308} = 8.72$, $L_{\parallel}^{29308} = 18.90$ m. Itt ezen értékeknek csak a relatív viszonya számít, ugyanis mi nem azon a radiális pozíción vizsgálódunk, ahol ezek érvényesek, de jó támpontot adnak az összevetés elvégzéséhez.

Annak érdekében, hogy megvizsgáljam, hogy a fizikai effektusok detektálhatósága hogyan változik a módszer zavaró hatásainak függvényében, illetve, hogy a különböző jelekben a korábban elemzett paraméterek hogyan alakulnak egy adott radiális pozícióban $L_{\parallel}$ függvényében megvizsgáltam a blobfrekvenciát, átlagos relatív amplitúdót, átlagsebességet és átlagos méretet a 3 kisülés 4-4 jelére az LCFS+2 cm-es pozíciót figyelembe véve. Eredményeim a 3.3. ábrán láthatók.



3.3. ábra. Blobfrekvencia (A. ábra), átlagos relatív amplitúdó (B. ábra) és átlagsebesség (C. ábra) LCFS+2 cm-en, valamint az átlagos méret (D. ábra) az AUG 29302-es (körök), 29307-es (négyzetek) és 29308-as (rombuszok) kisülésére.

A blobfrekvencia esetén azt tapasztaljuk, hogy $L_{\parallel}$ (azaz B_t) növelésével csökken, ez a HESEL és a kísérleti jel esetén teljesül, a szintetikus jelekben a 29302 magasabb frekvenciát ad, mint a 29307. A csökkenő tendencia jelenléte nem csoda, hiszen az erősebb mágneses tér erősebben csapdázza a plazmát, azaz kevesebb blob keletkezik, a frekvencia csökken. Hasonló viselkedés figyelhető meg a relatív amplitúdók esetén, a tér növekedésével csökken az értékük. A determinisztikus és zajterhelt szintetikus jelek itt platós szerkezetűek (már amennyire ezt 3 pont esetén ki tudjuk jelenteni), de a 29308 esetén már szignifikánsan kisebb amplitúdót jósolnak (pl. a zajterhelt jel a 29307-ben 1.9 körüli, míg a 29308-ban csak 1.6 körüli értékeket). A kísérleti jel esetén a csökkenés, akárcsak a blobfrekvencia esetén közel lineáris.

Mindkét ábrán azt tapasztalhatjuk, hogy a szintetikus jelek és a kísérleti jel közeli értéktartományokat fednek le, a HESEL pedig kiugróan nagyobb (innen látszik, hogy a diagnosztikai rendszer torzításai mennyit számítanak). Ettől némileg különbözik a sebesség, ahol szintén a HESEL adja a legnagyobb értékeket (29308 esetén több, mint 1000 m/s-os átlagsebességet). A HESEL által szolgáltatott átlagsebességek konvex módon nőnek $L_{\parallel}$ -sal, míg a szintetikus jel esetén konkáv módon. Ez egy szűkebb, és alacsonyabb tartományban helyezkedik el, de szintén jól kivehető növekedést mutat a mágneses tér erősségével (itt kb. 600 m/s környékén vannak az értékek). Gyenge növekvő tendencia tapasztalható a zajterhelt jelben is, a kísérleti jel viszont inkább csökken, bár a függés itt is inkább statisztikai bizonytalanságból ered, az viszont elmondható, hogy a zajterhelt jel adataival jól fedik egymást. Ahogy korábban is említettem, a blobok sebességére nincsen egzakt elméleti formulánk, ugyanakkor az egyik releváns analitikus összefüggés szerint [17]

$$v_x = c_s \frac{L_{\parallel}}{R} \left(\frac{\varrho_s}{\delta} \right)^2, \quad (3.1)$$

ahol c_s a hangsebesség, ϱ_s pedig az ehhez tartozó körpálya sugara, δ -val a blobok méretét jelöljük, azaz a fenti képlet értelmében a blobok sebessége a méretük négyzetével fordítottan arányos, és $L_{\parallel}$ lineáris függvénye (egy másik megközelítés szerint a sebesség a mérték gyökével egyenesen arányos). Az ábrára nézve az mondható, hogy a HESEL és a szintetikus jelek esetén a lineáris függés közelítőleg teljesül (bár három adatpontunk van), viszont a nagyfokú statisztikai bizonytalanság miatt messzebb menő következtetéseket egyelőre nem vonhatunk le. Természetesen a blobok sebessége is egy jóval összetettebb jelenség annál, mintsem hogy egy ennyire egyszerű képlettel leírassuk.

Végül tekintsük meg a blobok méretét! Itt is látható az a viselkedés, melyet korábban a méreteloszlások bemutatásánál taglaltam, nevezetesen, hogy a kísérleti jel és a HESEL adnak közelebb eső értékeket. Itt a zajterhelt jel adja a legnagyobb átlagos méretet (1.3 – 1.4 cm), míg a kísérleti a legkisebbet (kb. 1 cm-t). Az átlagos méret a zajterhelt jelben a mágneses tér növekedésével csökken, míg a kísérleti jelben nő.

Összességében az mondható el, hogy a frekvenciák, amplitúdók és sebességek esetében is egyrészt tisztán észlelhetők a diagnosztika tompító hatásaiból származó változások a kapott értékekben, másfelől pedig a modellezésünk bizonyos tendenciákat jól vissza tud adni, mely igen öröndetes eredménynek mondható.

4. fejezet

Összegzés, kitekintés

„We are driven by the usual
insatiable curiosity of the scientist,
and our work is a delightful game.”

Gell-Mann

A dolgozat egy, a *fúziós plazmafizika* tudományterületéhez tartozó témát dolgozott fel. A nukleáris fúziós reakció energetikai célú felhasználásához hozzávetőleg 100 millió kelvines termikus közeget (plazmát) kell létrehoznunk. Az ezt megvalósítani képes egyik berendezéstípus a *tokamak*. A dolgozatban az ASDEX Upgrade tokamak egyes kisüléseit elemeztem. A tokamakban a mágneses erővonalrendszer utolsó (berendezésen belül) zárt fluxusfelületén (az LCFS-en) *blob*oknak nevezett intermittens, koherens sűrűségstruktúrák keletkeznek, melyek nagymértékben befolyásolják a berendezés falát érő hőterhelést, és ennek következtében az eróziót. A fúziós plazma sűrűségfluktuációinak vizsgálatára alkalmas diagnosztikai módszer a *nyalábemissziós spektroszkópia* (BES).

A blobok kialakulásának fő oka a plazmaturbulencia, melynek modellezésére turbulenciakódokat alkalmazunk. Egy ilyen kód a HESEL.

A szintetikus diagnosztikák olyan kódok, melyek egy diagnosztikai rendszerben a detektálás artefaktumait figyelembe véve becslést tudnak tenni egy adott input mellett a kimeneten megjelenő értékekre. Egy szintetikus diagnosztikai kód a RENATE. Korábbi munkám során a RENATE-t kiegészítettem egy zajmodellező szimulációval [30], és vizsgáltam a zaj hatását a blobok detektálhatóságával kapcsolatban [34], [37]. Ebben a dolgozatban a szintetikus diagnosztika eredményeit a mérési eredményekkel összehasonlítva tettem megfigyeléseket a HESEL-ben implementált modell helyességére és esetleges hiányosságaira vonatkozóan.

Az összehasonlítás során a szakirodalom által relevánsként elkönyvelt paramétereket vizsgáltam a különböző jelekben (HESEL adatok, determinisztikus szintetikus jel, zajterhelt szintetikus jel és kísérleti jel) felvett értékeik alapján a 2. szakaszban az AUG 29302-es kisülésére, a 3. szakaszban pedig a 29307-es és 29308-as kisülés esetén. Ezek a paraméterek a következők voltak: *blobfrekvencia*, *amplitúdó-eloszlás*, *várakozási idő-eloszlás*, *sebességeloszlás* és *méreteloszlás*. A jelekben található blobok azonosítására bevezetett

módszert a 2.2. szakaszban ismertettem.

A 29302-es kisülésben a blobfrekvenciák összehasonlításánál megmutattam, hogy a zajterhelt szintetikus jel és a kísérleti jel széles radiális tartományban igen közeli eredményeket ad, majd ezt az eredményt a blobfrekvencia reciprokaként is felfogható várakozási idők analízisével is alátámasztottam. Itt meg kell jegyezzük, hogy az azonosítási metódus skálázásánál láttuk, hogy a kísérleti jelben megfigyelhető blobok száma erősebben függ a c szorzófaktor megválasztásától, tehát ezeket az eredményeket ennek függvényében kell tekintenünk. A hibahatárok között ugyanakkor mindenképp jó egyezést kaptunk.

Hasonlóan pozitív tapasztalataink voltak a sebességekkel kapcsolatban, ahol mindhárom megközelítésben (keresztkorrelációs számítások, több csatornára lineáris illesztés, szomszédos csatornák közti illesztés) átlagértékben viszonylag közeli, hibahatáron belül egyező eredmények adódtak. Mindkét jel esetén az LCFS+2 cm-es radiális pozícióban 300 m/s-os átlagsebességet kaptunk, valamint a sebességértékek sűrűségfüggvényei is nagyon hasonló értékeket és struktúrát produkáltak. A több radiális pozícióban kiszámolt átlagsebességekből kiderült, hogy a kísérleti jelben tapasztalható átlagsebesség gyengén függ a radiális koordinátától, ebben, és az átlag értékében jó egyezést kaptunk a szakirodalommal [1]. Szignifikáns eltérés az amplitúdóeloszlásban mutatkozott, mely egyrészt fakadhat a háttérfluktuációkból, valamint a zajmodell és a HESEL hiányosságaiból is. A méreteloszlás tekintetében furcsamód a HESEL és a kísérleti jel adott jól egyező értékeket. Megmutattuk, hogy a kis méretű (kb. 0.6 – 0.8 cm-es) blobok a leggyakoribbak. Megvizsgálva a blobméret és sebesség valamint amplitúdó közti korrelációt beláttuk, hogy ezek gyengén korrelált mennyiségek.

Hasonló analízist végeztünk az AUG 29307-es kisülésére. A blobfrekvencia terén itt is jó egyezést tapasztaltunk a kísérleti és zajterhelt jelek által adott értékek között, és az amplitúdóexponensek terén is sikerült egy nagyjából 2 cm-es radiális tartományban igen közeli értékeket előállítanunk. A sebességeloszlásban a két különböző illesztési megközelítés különböző eredményeket adott (pl. a zajterhelt jel esetén majdnem egy 2-es faktorban LCFS+2 cm-en). A több csatornára illesztett megközelítésben ebben a kisülésben is 300 m/s körüli átlagsebességet kaptunk mind a kísérleti, mind a zajterhelt jelben, mely eredmény közel van a szakirodalomban publikálthoz. A méreteloszlások tekintetében visszakaptuk az előző kisülésben tapasztalt viselkedést.

Összefoglalva elmondható, hogy mindkét jelet vizsgálva a modellezésünk a jelenségek időbeli viselkedését igen jól visszaadja, ugyanakkor az amplitúdó és a méret tekintetében további korrekcióra szorul. Az amplitúdóeloszlások pl. a háttérfluktuációk pontosabb figyelembe vételével közelíthetők lennének a kísérletben tapasztaltakhoz.

Végül az AUG29308-ra is elvégezve az analízist az LCFS+2 cm-es pozícióban kiszámítottam a blobfrekvenciát, átlagos relatív amplitúdót, átlagsebességet valamint a jelek egészében az átlagos méretet, és ezeket ábrázoltam a kisülések esetén érvényes $L_{\parallel}$ függvényében. Itt ismét megmutattam a diagnosztika tompító hatásait, azaz az egész analízisünk alapjául szolgáló problémát, és beláttam, hogy pl. a frekvencia és a sebesség terén a zajterhelt jel (azaz a komplett modell) mind értékeiben, mind tendenciáiban elég jól közelíti a kísérleti eredményeket. Ez alátámasztja a modellünk létjogosultságát.

A turbulenciamodell validálásához egyrészt becslést kellene adnunk a kiértékelési módszerünk hibáira. Erre történt kísérlet a blob-azonosítás vizsgálatakor, amikor is beláttuk, hogy pl. a kísérleti jelben felfedezhető blobok száma erősen függ a c paraméter értékének megválasztásától. Másfelől az analízist egyéb kisülések elemzésére felhasználva, ismerve ezen kisülések paramétereit pontosabb korlátok adhatók a modell helyességére. Ezt erősen korlátozza a számítási kapacitás, ugyanis a szintetikus jelek előállítása időigényes folyamat.

Köszönetnyilvánítás

„Both now and for always, I intend to hold fast to my belief in the hidden strength of the human spirit.”

Sakharov

Mindenekelőtt szeretném megköszönni a közös munkát és a rengeteg segítséget a dolgozat, és a hozzá kapcsolódó feladatok elvégzésében témavezetőmnek, Dr. Asztalos Örsnek. Bár sok újat nem mondhatok, lévén túl vagyunk már ezzel együtt három TDK-n és egy szakdolgozaton, de a jóból sosem elég!

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Pokol Gergőnek, a fúziós kutatócsoport vezetőjének!

Köszönöm az EK FPL-nek, különösen Dr. Zoletnik Sándornak és Dr. Dunai Dánielnek, illetve a JNEA-nak a kutatómunkám végrehajtásához adott szakmai és anyagi támogatást!

Köszönöm Dr. Tál Balázsnak a kísérleti adatokat, melyet felhasználtam, Anders Nielsennek és a HESEL fejlesztőinek a szolgáltatott futási eredményeket, Gregor Birkenmeiernek pedig a kiértékelési módszerben nyújtott segítségét!

Köszönöm a családomnak, hogy támogatnak a tudományos pályán!

Külön szeretném megköszönni igaz barátaimnak, és harcostársaimnak, a WJSz, és ezen belül különösen a Filozófiaszeminárium tagjainak, hogy egy olyan szellemi és baráti közeget alkothatunk, amelyben mindannyian építhetjük egymást!

S.D.G.

Irodalomjegyzék

- [1] G. Birkenmeier, F. M. Laggner, M. Willensdorfer, T. Kobayashi, P. Manz, E. Wolf-rum, D. Carralero, R. Fischer, B. Sieglin, G. Fuchert, and U. Stroth. Magnetic field dependence of the blob dynamics in the edge of ASDEX Upgrade L-mode plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **56**(7):075019, (2014).
- [2] D. M. Thomas, G. R. McKee, K. H. Burrell, F. Levinton, E. L. Foley, and R. K. Fisher. Chapter 6: Active Spectroscopy. *Fusion Science and Technology*, **53**(2):487–527, (2008).
- [3] J. Madsen, V. Naulin, A. H. Nielsen, and J. Juul Rasmussen. Collisional transport across the magnetic field in drift-fluid models. *Physics of Plasmas*, **23**(3):032306, (2016).
- [4] D. Guszejnov, G. I. Pokol, I. Pusztai, D. Réfy, S. Zoletnik, M. Lampert, and Y. U. Nam. Three-dimensional modeling of beam emission spectroscopy measurements in fusion plasmas. *Review of Scientific Instruments*, **83**(11):113501, (2012).
- [5] T. J. M. Boyd and J. J. Sanderson. *The Physics of Plasmas*. Cambridge University Press, (2003).
- [6] Z. Donkó, P. Hartmann, and G. Kalman. Strongly Coupled Plasma Liquids. 11 (2007). Published on arXiv.
- [7] K. S. Krane. *Introductory nuclear physics*. Wiley, New York, NY, (1988).
- [8] H. A. Bethe. Energy Production in Stars. *Physical Review*, **55**(0):434–456, (1939).
- [9] F. F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer Cham, (2016).
- [10] L. Evans and P. Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, **3**(08):S08001, aug (2008).
- [11] J. Wesson and D. J. Campbell. *Tokamaks*. Oxford engineering science series. Clarendon Press, 2nd edition, (1997).
- [12] D. Dunai. *Fúziós plazma turbulenciájának, és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával*. PhD thesis, ELTE, (2010).
- [13] J. Cizek, M. Vilemova, F. Lukac, M. Koller, J. Kondas, and R. Singh. Cold Sprayed Tungsten Armor for Tokamak First Wall. *Coatings*, **9**(12), (2019).

-
- [14] A. Herrmann and O. Gruber. Chapter 1: ASDEX Upgrade - Introduction and Overview. *Fusion Science and Technology*, **44**(3):569–577, (2003).
- [15] R. Aymar, V. A. Chuyanov, M. Huguet, Y. Shimomura, ITER Joint Central Team, and ITER Home Teams. Overview of ITER-FEAT - the future international burning plasma experiment. *Nuclear Fusion*, **41**(10):1301–1310, (2001).
- [16] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak. *Physical Review Letters*, **49**:1408–1412, (1982).
- [17] D. A. D’Ippolito, J. R. Myra, and S. J. Zweben. Convective transport by intermittent blob-filaments: Comparison of theory and experiment. *Physics of Plasmas*, **18**(6):060501, (2011).
- [18] C. Theiler. *Basic Investigation of Turbulent Structures and Blobs of Relevance for Magnetic Fusion Plasmas*. PhD thesis, École polytechnique fédérale de Lausanne, 12 (2011).
- [19] B. W. Schiessl. Development of a Synthetic Lithium Beam Diagnostic for the HESEL Turbulence Code and Application to Blob Transport, (2016). MSc thesis, Technical University of Munich.
- [20] A. H. Nielsen, Ö. Asztalos, J. Olsen, V. Naulin, J. Juul Rasmussen, A. S. Thryste, T. Eich, G. I. Pokol, N. Vianello, R. Coelho, D. I. Réfy, B. Tál, A. Buzás, G. H. Hu, and N. Yan. Synthetic edge and scrape-off layer diagnostics—a bridge between experiments and theory. *Nuclear Fusion*, **59**(8):086059, (2019).
- [21] R. M. Kulsrud. *Chapter 8. Collisions and the Braginski Equations*, pages 197–244. Princeton University Press, Princeton, (2005).
- [22] W. Mandl, R. C. Wolf, M. G. von Hellermann, and H. P. Summers. Beam emission spectroscopy as a comprehensive plasma diagnostic tool. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **35**(10):1373–1394, (1993).
- [23] D. Guszejnov, G. Pokol, and I. Pusztai. RENATE atomnyaláb diagnosztika szimuláció általánosítása és alkalmazása az ITER diagnosztikai nyalábjára. *Nukleon*, **4**, 05 (2011).
- [24] D. Guszejnov, G. Pokol, D. Réfy, G. Anda, D. Petravich, G. Dunai, and I. Pusztai. A COMPASS tokamakra építendő atomnyaláb diagnosztika tervezésének támogatása szimulációk segítségével. *Nukleon*, **3**, 05 (2010).
-

-
- [25] M. Willensdorfer, G. Birkenmeier, R. Fischer, F. M. Laggner, E. Wolfrum, G. Veres, F. Aumayr, D. Carralero, L. Guimarães, and B. Kurzan. Characterization of the Li-BES at ASDEX upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **56**(2):025008, (2014).
- [26] Hamamtsu Photonics K.K. Hamamatsu R928 photomultiplier tube, (2016). <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/R928/index.html>.
- [27] M. Carr, A. Meakins, M. Bernert, P. David, C. Giroud, J. Harrison, S. Henderson, B. Lipschultz, and F. Reimold. Description of complex viewing geometries of fusion tomography diagnostics by ray-tracing. *Review of Scientific Instruments*, **89**(8):083506, (2018).
- [28] M. Hellermann, M. de Bock, O. Marchuk, D. Reiter, S. Serov, and M. Walsh. Simulation of Spectra Code (SOS) for ITER ActiveBeam Spectroscopy. *Atoms*, **7**:30, 03 (2019).
- [29] W. W. Heidbrink, D. Liu, Y. Luo, E. Ruskov, and B. Geiger. A Code that Simulates Fast-Ion $D\alpha$ and Neutral Particle Measurements. *Communications in Computational Physics*, **10**(3):716–741, (2011).
- [30] **I. Andorfi**. Fúziós plazmák nyalábemissziós diagnosztikáinak zajmodellezése. TDK dolgozat, (2020). <https://tdk.bme.hu/TTK/DownloadPaper/Fuzios-plazmak-nyalabemisszios>.
- [31] V. K. Rohatgi and A. K. Md. E. Saleh. *An Introduction to Probability And Statistics*. Wiley Series in Probability and Statistics, 3rd edition, (2015).
- [32] D. W. Scott. Averaged shifted histogram. *WIREs Computational Statistics*, **2**(2):160–164, (2010).
- [33] G. Pór. Modern műszaki diagnosztika. Egyetemi jegyzet, (2005).
- [34] **I. Andorfi**. BES szintetikus diagnosztika alkalmazása ASDEX-Upgrade tokamakon. TDK dolgozat, (2021). <https://tdk.bme.hu/TTK/DownloadPaper/BES-szintetikus-diagnosztika-alkalmazasa-ASDEX>.
- [35] Ö. Asztalos, A. H. Nielsen, **I. Andorfi**, D. Dunai, S. Zoletnik, D. I. Réfy, B. Tál, G. Birkenmeier, R. Coelho, G. I. Pokol, EU-IM Team, EUROfusion-MST1 Team, and ASDEX Upgrade Team. Study of filament dynamics using synthetic and experimental BES diagnostics. In *47th EPS Conference on Plasma Physics*, (2020).
- [36] Ö. Asztalos, B. Szondy, **I. Andorfi**, P. Balázs, M. Karácsonyi, K. Tőkési, A. Jallvand, M. Carr, M. Tómes, A. H. Nielsen, A. S. Thrysoe, D. Dipti, C. Hill, and G. I. Pokol. RENATE – Open Diagnostics: a comprehensive fluctuation beam emission spectroscopy synthetic diagnostic. In *49th EPS Conference on Plasma Physics*, (2023).
- [37] **I. Andorfi**. Határrétegplazma filamentumok tanulmányozása és modell validálása szintetikus diagnosztikákkal. BSc szakdolgozat, (2022).
-

- [38] A. Bencze, M. Berta, A. Buzás, P. Hacek, J. Krbec, and M. Szutyányi. Characterization of edge and scrape-off layer fluctuations using the fast Li-BES system on COMPASS. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **61**(8):085014, (2019).
- [39] A. H. Nielsen. Results of HESEL 2D multifluid plasmaturbulence simulation code by ASDEX Upgrade 29302, (2020. 03.). Private communication.
- [40] S. Zoletnik, M. Lampert, M. Vavrik, M. Vecsei, and G. Cseh. FLAP. <https://github.com/fusion-flap/flap>.
- [41] B. Tál. ASDEX Upgrade 29302 SNR and SBR data, (2022. 03. 18.). Private communication.