

# Pelletek által keltett háromdimenziós tranziens struktúrák vizsgálata forró plazmákban

Doktori értekezés

Cseh Gábor

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Plazmafizikai Osztály

Témavezető:

Dr. Kocsis Gábor  
tudományos főmunkatárs

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Plazmafizikai Osztály



ELTE Fizika Doktori Iskola - Vezetője: Prof. Gubicza Jenő

Statisztikus fizika, biológiai fizika és kvantumrendszerek fizikája program -

Vezetője: Prof. Kürti Jenő

2019.



# Tartalomjegyzék

A dolgozat célkitűzései .....	6
1. Bevezető .....	9
1.1 A fúziós energiatermelés .....	9
1.2 Út az ITER felé.....	12
1.3 Berendezések.....	14
1.4 Alapfogalmak .....	18
1.4.1 Koordinátarendszerek .....	18
1.4.2 Tokamak.....	18
1.4.3 Sztellarátor .....	19
1.4.4 Divertor, határréteg-plazma, szeparátrix.....	19
1.4.5 Mágneses fluxuskoordináták.....	20
1.4.6 Ciklotronfrekvencia, Larmor-pálya .....	21
1.4.7 Plazmaszéli módusok (ELM-ek).....	22
1.5 Technikai apparátus.....	24
1.5.1 Mérőrendszerek.....	24
1.5.2 Megfigyelőrendszerek.....	33
2. Pelleték .....	43
2.1 Pelletbelövő rendszerek.....	44
2.1.1 Pneumatikus belövő .....	44
2.1.2 Centrifuga.....	47
2.2 Pelletabláció és driftek .....	50
2.2.1 Pelletfelhő driftek.....	51
2.3 Pelletablációs modellek.....	53
2.3.1 Az NGS modell.....	53
2.3.2 Az NGPS modell.....	54

2.3.3	Numerikus szimulációk.....	55
2.4	A pelletfelhők sugárzását leíró ütközéses-sugárzásos modell.....	57
3.	A virtuális szoftveres környezet .....	60
3.1	Az ASDEX Upgrade-hez készített térbeli kalibráció.....	60
3.2	A szintetikus diagnosztika.....	65
3.3	A JET-hez készített képfeldolgozási szoftverek .....	68
3.4	A W7-X-hez készített térbeli kalibráció és mágneses erővonalkövetés.....	72
3.5	Az EDVIS szoftver.....	73
4.	A pelletfelhők vizsgálata .....	79
4.1	A fő pelletfelhő típusok.....	80
4.1.1	Első alak.....	80
4.1.2	Második alak.....	81
4.1.3	Harmadik alak.....	82
4.1.4	Negyedik alak .....	83
4.2	A pelletfelhők szélességének skálázása .....	84
4.2.1	A pelletméret időfüggésének kiszámítása.....	89
4.2.2	Az adatbázis vizsgálata .....	89
4.2.3	A pelletfelhő skálázás .....	94
4.2.4	A különböző pellet- és plazmaanyagok hatása .....	98
4.3	A szintetikus diagnosztika eredményei .....	99
5.	Összefoglalás .....	104
6.	Summary.....	106
7.	Tézispontok .....	108
8.	Köszönetnyilvánítás.....	109
9.	Függelék .....	110
9.1	Jelölések .....	110

9.2 Rövidítések.....	112
10. Irodalomjegyzék.....	115

## A dolgozat célkitűzései

Munkám során három, egymással összefüggő témába kapcsolódtam be, melyet a Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpontjában és az EuroFusion együttműködés keretében végeztem. A három témával három különböző berendezésen foglalkoztam, mindegyik a látható tartományban működő gyorskamerákkal végzett kísérletekhez kapcsolódik. Az adatok feldolgozása mellett a kiértékelésükhöz szükséges szoftverek és algoritmusok fejlesztésével, kifejlesztésével is foglalkoztam. Kutatásaimnak Európa két legnagyobb tokamak típusú berendezése (az ASDEX Upgrade és a JET), valamint Európa legújabb sztellarátor típusú berendezése (a Wendelstein 7-X) adott helyet.

Elsőként a Max Planck Institute für Plasmaphysik-ben (IPP – Garching, Németország) az Axially Symmetric Divertor EXperiment (ASDEX) Upgrade tokamakon végeztem méréseket. A dolgozatomban közzétett munkám nagy részét ezen a berendezésen végeztem, ahol a pelletek körül kialakuló felhőket vizsgáltam. Arra kerestem a választ, hogy milyen fő pelletfelhő típusok figyelhetők meg, és hogy a megfigyelt felhők fizikai paraméterei milyen tartományon és hogyan oszlanak el. Ennek segítségével a pelletek által a plazmában keltett nyomásperturbáció tulajdonságait érthetjük meg jobban, s így az általa keltett instabilitás kontrollálásának módszereit finomíthatjuk, valamint becsléseket tehetünk arra nézve, hogy a későbbi, nagyobb méretű berendezéseken milyen különbségek várhatóak a felhők – s egyúttal az általuk keltett instabilitás – paramétereiben. Osztályoztam a különböző felhőtípusokat, megállapítottam a felhők képződésének pillanatában a plazma és a felhőt kialakító pellet, valamint magának a pelletfelhőnek a főbb fizikai paramétereit, majd a kapott adatokra illesztettem egy skálatörvényt, mely kapcsolatot teremt a pelletfelhő szélessége és a főbb pellet-, illetve plazmaparaméterek között. Végül az eredményeket összehasonlítottam szimulációkkal az általam kifejlesztett szintetikus diagnosztika segítségével. Az összehasonlítás révén kapcsolatot találtam a felhők látható sugárzása, valamint ezt a sugárzást kialakító hőmérséklet- és sűrűségeloszlás között az egyik leggyakrabban megfigyelhető felhőtípus esetén, melyből meg tudtam becsülni a pelletfelhő által a plazmában keltett nyomásperturbáció nagyságrendjét, mely a plazmainstabilitások kontrollálása során egy igen fontos eredmény.

A szintetikus diagnosztika a pelletfelhők sugárzását rögzítő mérés szimulációja. Ez egy viszonylag ritkán, egyedi, speciális esetekben alkalmazott numerikus módszer. Az dolgozatban közölt modell saját fejlesztés eredménye. Azért van rá szükség, mert a felhők sugárzását kialakító, a pelletfelhőben létrejövő sűrűség-, valamint hőmérséklet-eloszlásokat másképpen nem tudjuk meghatározni, hiszen pusztán a mért, kétdimenziós sugárzéloszlásból ez nem következtethető vissza egyértelműen.

Emiatt a szintetikus diagnosztikának igen fontos szerepe van a fenti mérések értelmezése szempontjából. Használata során különböző hőmérséklet- és sűrűségeloszlásokat tételezek fel a pelletfelhők belsejében, majd kiszámolom a sugárzásukat, és levetítem a kapott háromdimenziós sugárzáseloszlást egy kétdimenziós felületre. Így létrejön egy, a valódi mérés során kapott képekhez hasonló kép. A mért és a szimulált képet összevetve becslés tehető arra nézve, hogy milyen hőmérséklet- és sűrűségeloszlások okozhatták a felhő belsejében a megfigyelt sugárzáseloszlást.

Szintén az ASDEX Upgrade tokamakokon hoztam létre egy olyan térbeli kalibrációs szoftvert, melynek segítségével a valódi kameraképeken megfigyelt alakzatok kiterjedését valós fizikai koordinátáknak feleltethetjük meg.

A második berendezés, amin méréseket végeztem a Joint European Torus (JET), mely a Culham Centre for Fusion Energy-ben (Culham, Egyesült Királyság) található berendezés és Európa legnagyobb méretű tokamakja. A berendezésre felszerelt, a látható tartományban működő gyorskamera üzemeltetése mellett a kamera felvételeiből kapott információkat dolgoztam fel, vizualizáltam és értelmeztem. Itt nemcsak a pellet-plazma kölcsönhatást, hanem a plazmaszéli instabilitások által keltett filamentumokat is vizsgáltam, valamint az ezekhez szükséges képfeldolgozási algoritmusokat fejlesztettem ki.

A fenti feladatok megoldása során értékes tapasztalatokat szereztem a gyorskamerák üzemeltetésével, illetve a felvételeiket vizsgáló szoftverek felépítésével és funkcionalitásával kapcsolatban, így a Wendelstein 7-X (W7-X) sztellarátorra (mely szintén az IPP által fenntartott berendezés, a németországi Greifswald-ban található) telepített tízcsatornás gyorskamera-rendszerhez kifejlesztettem egy elemző-feldolgozó szoftvert, amely a tíz kamera adatait együtt tudja kezelni, illetve segítségével a fontosabb adatok gyorsan kiszámolhatók és megjeleníthetők az egyes plazmakisülések vizsgálatánál. Szintén ennél a berendezésnél végeztem el a kamerák felvételeinek térbeli kalibrációját, valamint a felvételeken látható tartományban a mágneses erővonalak lekérdezését és ábrázolását.

A fentiekben ismertetett szintetikus diagnosztikát, térbeli kalibrációs rendszert, illetve a tízcsatornás kamerarendszer felvételeinek feldolgozására használható szoftvert együttesen virtuális környezetnek hívom. Azért viseli ezt a nevet, mert a szoftverek nagy része bármelyik berendezésen használható, Windows, és Linux rendszereken is működnek. Ezen környezet felhasználásával különböző jelenségeket vizsgáltam. Elsősorban a plazma szélén, nagy összetartású módban megjelenő plazmaszéli instabilitások (Edge Localized Modes), vagy röviden az ELM-ek által keltett filamentumokat, valamint a pelletek és a körülöttük kialakuló felhők forró plazmával való

kölcsönhatását vizsgáltam, mely egy igen aktuális téma manapság, hiszen a forró plazmába lőtt pelletek célja kettős mind a ma működő, mind a jövőben épülő, reaktor méretű berendezéseken, mint amilyen a franciaországi Cadarache-ban épülő ITER is. Ezekben a berendezéseken a pelletek egyrészt a különböző instabilitások kontrollálására, másrészt a plazma üzemanyagának utánpótlására használhatóak.

A dolgozatom a következőképpen épül fel. A fúziós energiatermelésbe való bevezetés után áttekintek néhány alapfogalmat, a kísérletek során használt eszközöket, diagnosztikákat (ezek a pelletbelövő rendszerek, a plazma különböző fontos paramétereit meghatározó rendszerek, valamint a plazma megfigyelésére használt gyorskamera-rendszerek), majd ismertetem a saját eredményeimet. Először a különböző berendezéseken végzett mérések kiértékeléséhez felépített virtuális környezetet mutatom be, majd a virtuális környezet segítségével felépített pelletfelhő adatbázist. Az adatbázisban eltárolt pelletfelhő képek alapján kategorizáltam a leggyakrabban megfigyelhető pelletfelhő típusokat, melyek bemutatása a virtuális környezet leírása után következik. Ezek után az adatbázis felhasználásával levezetett skálázást ismertetem, amely kapcsolatot teremt a pelletfelhő megfigyelhető szélessége, valamint a legfontosabb pellet-, illetve plazmaparaméterek között. Végül a virtuális környezetben kialakított szintetikus diagnosztika eredményeit mutatom be, mely a pelletfelhő megfigyelhető szélessége, illetve a pellet által keltett nyomásperturbáció maximumának elhelyezkedése között lévő összefüggést adja meg, valamint a segítségével meghatározható, hogy a megfigyelt fényességeloszlást milyen sűrűség-, illetve hőmérsékleteloszlás hozza létre a felhőben.



# 1. Bevezető

## 1.1 A fúziós energiatermelés

Földünk populációja folyamatosan növekszik, és bár ez a növekedés lassuló trendet mutat, a népesség 2060-ra elérheti a 10 milliárd főt az ENSZ visszafogottabb becslései szerint is [1]. Ezzel párhuzamosan a teljes villamosenergia-felhasználás annak ellenére is folyamatosan növekszik – ráadásul a populáció növekedésénél gyorsabb ütemben [2] –, hogy a XXI. század egyik hívószava az energiahatékonyság növelése, mely részben a technológia fejlődési irányát is meghatározza. A ma felhasznált villamosenergia-teljesítmény nagy részét fosszilis energiahordozókat felhasználó erőművek állítják elő. Ezeknél az erőműveknél a teljesítmény növelése egyben a környezetszennyezés növekedését is maga után vonja, bár növekszik a megújuló energiaforrásokat használó erőművek által a villamosenergia-hálózatba táplált teljesítmény is [3]. Ez utóbbiak problémája, hogy az általuk szolgáltatott teljesítmény változó, így szükség van a háttérben egy közel ugyanakkora teljesítményű erőműparkra, mely gyorsan és megbízhatóan indítható és állítható le, amennyiben a megújulók éppen nem tudják kielégíteni a hálózatban fellépő energiaigényeket, hiszen a megújuló energiaforrások által termelt energia globális tárolása még középtávon sem tekinthető megoldott feladatnak. Ráadásul a károsanyag-kibocsátás a megújuló energiaforrások egyre nagyobb arányú alkalmazásával sem csökkenthető egy határon túl, hiszen éppen a tárolás problémájának megoldatlansága miatt abban az időben, amikor a megújulók nem tudnak elegendő energiát termelni, az egyik leginkább környezetterhelő erőműtípust – a hőerőműveket, különösen a szén- és ligniterőműveket – alkalmazzák az ilyenkor kieső teljesítmény pótlására.

A fentiekből látható, hogy szükség van bőséges üzemanyaggal rendelkező, környezetbarát módon és megbízhatóan üzemeltethető erőművekre. Ezt az igényt a fúziós erőművek teljes mértékben ki tudják elégíteni, hiszen amellet, hogy az üzemanyag (a deutérium és a lítium) bőségesen rendelkezésre áll [4], ezek az anyagok földrajzilag sokkal inkább homogén módon állnak rendelkezésre, mint a többi erőműtípus alapanyagai. Ráadásul a fúziós erőművek működése nem jár jelentős környezetterheléssel, hiszen nem bocsátanak ki üvegház hatású gázokat, és a reakció végterméke sem radioaktív<sup>1</sup>. Ráadásul a manapság egyre népszerűbb, nagymértékben megújulóakra épülő globális villamosenergia-

---

<sup>1</sup> Természetesen, mivel a fúziós reakció is atommag-reakció, ezért maga az épület, ezen belül is főleg a berendezés nukleáris létesítményként kezelendő, az életciklusa végén a leszerelés a nukleáris létesítmények leszerelési szabályainak megfelelően történik a különböző szerkezeti elemek neutronfluxus következtében történő felaktiválódása miatt.

rendszerek esetén is (mint amelyet például Németország épít jelenleg) helye van a fúziós erőműveknek is, mert ebben az esetben a megújuló energiaforrások által aktuálisan nem biztosított teljesítmény pótlására használhatóak, hiszen bizonyos típusok inherensen impulzusüzeműek, indításuk és leállításuk viszonylag gyorsan (néhány óra alatt) elvégezhető, ezen kívül bekapcsolt állapotukban az általuk szolgáltatott teljesítmény gyorsan és flexibilisen változtatható.

A fúziós erőművek fejlesztésének fő lépéseit Európában a Fúziós útiterv írja le [5] [6], mely elsősorban a mágneses összetartású berendezésekkel foglalkozik, azon belül is a tokamak (lásd Alapfogalmak) típusú berendezések olyan mértékű fejlesztésével, hogy azok már erőműként a villamos hálózatra legyenek képesek termelni.

Manapság aktívan kutatottak az úgynevezett inerciális elven működő plazmafizikai berendezések is, melyek lényege, hogy a deutérium-trícium keverékből álló, néhány milliméteres átmérőjű fagyasztott anyagdarabkával (pellettel) hirtelen igen nagy mennyiségű energiát közölnek (általában nagyteljesítményű lézerrendszer segítségével). Az ily módon felfűtött pelletben keletkező lökéshullám annyira összenyomja a keveréket, hogy így le tud benne zajlani a fúziós reakció. Ez a berendezéstípus azonban nem témája a dolgozatnak.

Jelenleg a technológiai fejlettségét tekintve a tokamak típus jár a legközelebb ahhoz, hogy iparilag hasznosítható erőmű váljék belőle. Az útiterv központi eleme a nemzetközi összefogásban épülő ITER [7] (International Thermonuclear Experimental Reactor – Nemzetközi Termonukleáris Kísérleti Reaktor) nevű tokamak, melyet a Franciaországban található Cadarache településen építenek e dolgozat írásának idején (lásd 1. ábra). A berendezés fő célja a fúziós energiatermelés megvalósíthatóságának demonstrálása, azaz a pozitív energiamérleg elérése (ez 500 MW fúziós teljesítményt jelent 50 MW betáplált fűtési teljesítmény mellett), valamint egy villamos hálózatra termelő reaktorhoz nélkülözhetetlen berendezések és technológiák kulcsrakész kifejlesztése úgy, hogy a már hálózatra termelő demonstrációs fúziós erőmű (DEMO) építésénél minden egyes komponens rendelkezésre álljon. A tervek szerint az ITER építése 2021-ben fejeződik be és 2025 decemberétől [8] kezdődnek benne a kísérletek.

Az útiterv másik fontos eleme a sztellarátor (lásd Alapfogalmak) típusú, szintén mágneses összetartású berendezéstípus továbbfejlesztése, mely jelenleg körülbelül egy generációval le van maradva a tokamakhoz képest, ám ígéretes versenytársa lehet annak. Egyrészt azért, mert az előbbi felépítése révén képes a folyamatos üzemre, míg a tokamak alapvetően impulzusüzemű berendezés (mivel működéséhez nélkülözhetetlen a plazmában indukált, megaamper nagyságrendű áram), ráadásul a folyamatos üzem mellett ezekben a berendezésekben azok az instabilitások sem fordulnak

elő, melyeknek kontrollálása a legnagyobb nehézséget okozza a tokamakok fejlesztése és üzemeltetése során.



*1. ábra Nagy látószögű felvétel a jelenleg épülő ITER berendezés telephelyéről. Bal oldalt elől látható a berendezésnek a későbbiekben otthont adó épület építése. A fotó 2018. október 8-án készült. Forrás: iter.org.*

Ilyenek például a plazmaösszeomlások, az úgynevezett diszrupciók [9], melyek a sztellarátorokban a mágneses tér eltérő geometriája és előállításuk miatt egyszerűen nem jönnek létre. Természetesen a sztellarátorok sem mentesek instabilitásoktól, így például az úgynevezett sugárzásos összeomlás ezekben a berendezésekben is megfigyelhető, ám ezeket az összeomlásokat általában könnyebb kezelni, és kevésbé veszélyesek, mint a tokamakokban előfordulóak. Sugárzásos összeomlásnak általános esetben azt a jelenséget hívjuk, melynek során a plazmában a sugárzásos veszteség (például nagymennyiségű, plazmába került szennyező atom által kibocsátott vonalas sugárzás) dominálni kezdi a plazma alapesetben hővezetésen keresztüli energiavesztését, majd meghaladja a betáplált fűtési teljesítményt, melynek hatására a plazma összeomlik.

A tokamakok fejlesztésbeli előnyének fő oka, hogy ezen berendezések tervezése és megépítése technikailag könnyebben kivitelezhető. Sajnos úgy tűnik, ez azzal a hátránnyal jár, hogy működésük során könnyebben lépnek fel instabilitások (például a plazmában indukált áramban létrejövő

fluktuációk igen könnyen fel tudnak erősödni és instabilitásokat kelteni). Ezzel szemben a sztellarátorok tervezése és megépítése mind fizikai (milyen legyen a mágneses tér alakja), mind mérnöki (pontosan milyen tekercsekkel állítsuk elő az optimalizált mágneses teret) szinten jelentős kihívás elé állítja a szakembereket. Ennek eredményeképpen azonban a létrejövő teljesen háromdimenziós (azaz kevesebb szimmetriával rendelkező, mint a tokamakok esetén), csak külső tekercsekkel előállított helikális mágneses térkonfiguráció sok szempontból előnyösebb a mindennapi üzemeltethetőség szempontjából, mint a tokamakok axiálszimmetrikus mágneses tere. A nemrégiben elindult Wendelstein 7-X sztellarátor esetén például a mágneses teret numerikus módszerekkel igen sok szempontból optimalizálták, ezek közül emelnék most ki néhányat.

Az egyik fontos kritérium az volt, hogy a vákuumbeli mágneses felületek minősége a lehető legjobb legyen (melyet a megvalósítás során sikerült is elérni [10]). Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy mivel a plazmát összetartó mágneses tér előállítása pusztán külső tekercsek alkalmazásával történik, egyáltalán nem biztos, hogy kialakulnak az önmagukba záródó mágneses felületek – ellentétben a tokamakokkal, ahol a poloidális teret a plazma közepén hajtott áram mágneses hatása hozza létre –, így ezek meglétét a sztellarátoroknál előzetesen ellenőrizni kell [11]. Ezen kívül a tervezés során alapvető szerepet játszott az úgynevezett neoklasszikus transzport minimalizálása, mellyel a magas hőmérsékletű működési tartományban csökkenthető a plazma részecskevesztése. Cél volt ezen kívül a tervezés során az is, hogy a berendezés moduláris legyen [12]. Ez utóbbi tulajdonságnak két előnye van. Egyrészt megkönnyíti a szupravezető tekercsek gyártását, másrészt az egész berendezés építését könnyebbé teszi, hiszen kis túlzással elég egy modult jól megtervezni, megépíteni, majd összeszerelni, s – a W7-X esetén – ezt a műveletet ötször megismételni. Nem moduláris berendezés megépítése csak igen nagy többletköltségek árán, és jóval lassabban valósítható meg.

## 1.2 Út az ITER felé

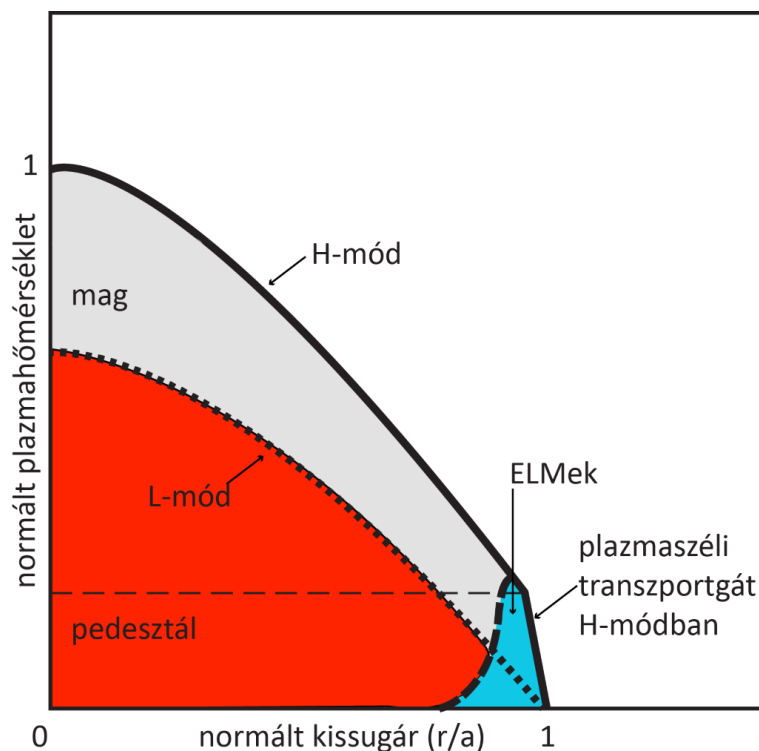
Az ITER (a rövidítés latin jelentése: „az út”) tokamak építését az indokolta, hogy a korábbi ilyen típusú berendezések nem váltották be a hozzájuk fűzött reményeket abban a tekintetben, hogy a kísérletek során mért energiaösszetartási idő jelentősen alulmúlta az elméleti számításokból kapott eredményeket. Így kétségessé vált, hogy a fúziós reakcióhoz optimálisan szükséges 100 millió °C (10 keV) hőmérsékletet egy ilyen berendezésben egyáltalán el lehet érni. A fúziós reakció megvalósulásához ugyanis megfelelően forró, sűrű és jó energiaösszetartási idővel rendelkező plazmát kell előállítani, mely úgy tűnt, az akkori méretű berendezésekben nem lehetséges. A probléma azonban megoldódni látszott a H-mód [13] felfedezésével. Az ASDEX Upgrade tokamak elődjén, az ASDEX tokamakon ugyanis 1982-ben felfedezték, hogy bizonyos fűtési teljesítmény

betáplálása fölött a plazma ugrásszerűen egy magasabb energia-összetartású állapotba lép át [14]. Ezt az új tartományt nevezték magas összetartású módnak (High Confinement Mode – H-mód), a korábban elért tartományokat pedig alacsony összetartású (Low Confinement Mode – L-mód) módnak. Az átmenetet pedig L-H átmenetnek nevezték, mely ma is egy igen aktívan kutatott területe a fúziós plazmafizikának [15]. A H-mód a megfelelően jó plazmaösszetartás kérdését megoldotta ugyan, ám nem várt problémákat is hozott magával. Kiderült ugyanis, hogy a H-módban lévő plazma radiális sűrűség- és hőmérséklet-profilja mindössze annyiban különbözik az L-módban mérhető profiloktól (lásd 2. ábra), hogy a korábban is megfigyelhető görbék ebben a nagy összetartású módban egy pedesztálra kerülnek, mely egy nagy gradiensű régióként jelenik meg a plazma szélén, és amelynek paraméterei az adott fúziós plazmát nagymértékben meghatározzák. H-módban a plazma szélétől a pedesztál tetejéig tartó régiót hívják plazmaszéli régiónak (edge region), a pedesztál tetejétől a plazma közepéig nyúló tartományt pedig a plazma magjának (core region). A pedesztált az úgynevezett széltranszport-gát (Edge Transport Barrier – ETB) [16] [17] hozza létre. H-módban a hő- és részecskeveszteségért jelentős mértékben felelős plazmaszéli turbulens örvényeket nyírt áramlások szakítják szét (lásd 2. ábra), ám ezek az áramlások L-módban nem fordulnak elő. A problémát pedig éppen az jelenti, hogy a pedesztálban tapasztalható nagy hőmérséklet- és sűrűséggradiensek instabilitásokat keltenek a plazmában. Ezek közül az egyik legveszélyesebb (és legintenzívebben kutatott) instabilitás az úgynevezett ELM (Edge Localized Mode – plazmaszéli módus) [18]. Az ELM során rövid idő alatt nagy mennyiségű részecske és energia lökődik ki a plazmából (mely akár a plazmában tárolt energia 20%-át is elérheti) [19], s melynek nagy része a divertorba csapódik (lásd Alapfogalmak), s amelyek veszélyeztethetik az egész berendezés épségét.

Sajnos ez a hatás a berendezés méretével egyre jelentősebb (az ELM-ek nagysága a plazma térfogatával, míg a falelemek mérete csak a felülettel skálázik), így komoly optimalizálási feladatot jelentett az ITER tervezésénél (mely jóval nagyobb lesz, mint a jelenleg üzemelő berendezések) azt megoldani, hogy az ELM-ek által a plazmából a divertorlemezre érkező teljesítménysűrűség az anyagfizikailag limitált  $10 \text{ MW/m}^2$  érték környékén maradjon [20]. Az ELM-eknek azonban pozitív hatásuk is van, mivel a plazma magjában felgyülemelő szennyező atomokat képesek „kimosni” a plazmából, ezáltal elkerülhetővé teszik a plazma sugárzásos összeomlását.

Így az ELM-ek szükségesek egy megbízható H-módú működés eléréséhez tokamakok esetén, ám az egy ELM által kilökött energiát elfogadható szintre kell szorítani, az ELM-ek által szállított részecske- és energiaáramot optimalizálni kell. Szerencsére erre léteznek ígéretes technikák, mint például az pelletekkel történő ELM-keltés [21] [22] [23], illetve a rezonáns mágneses perturbációk

(RMP-k) alkalmazása [24] [25]. A fentiek mellett újra előtérbe kerültek olyan kísérletek is, melyek során ELM-mentes H-módú, reaktor-releváns plazmákat próbálnak létrehozni [26], ám ezek a kísérletek nem kapcsolódnak a dolgozat témájához.



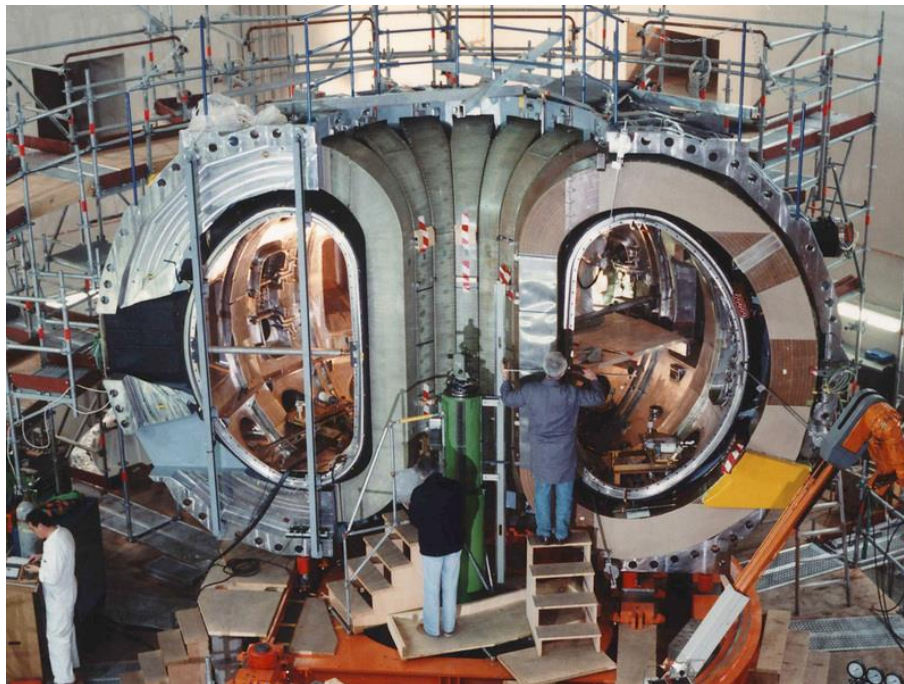
2. ábra A plazma hőmérsékletprofilja L- és H-módban. Pirossal az L-mód tartományát, szürkével a H-mód tartományát, késsel pedig a plazmaszéli transzportgát tartományát jelöltem.

### 1.3 Berendezések

Ebben a fejezetben azokat a berendezéseket mutatom be röviden, amelyeken a jelen dolgozathoz kapcsolódó méréseket végeztem. Elsőként az Axially Symmetric Divertor Experiment (ASDEX) Upgrade nevű berendezésnél volt lehetőségem méréseket végezni, mely egy közepes méretű (bár Európa második legnagyobb tokamak típusú berendezése), ám igen jelentős eredményeket elért berendezés a németországi Garching településen, Münchentől nem messze. E berendezés elődjén, az ASDEX tokamakon fedezték fel például az előző fejezetben bemutatott H-módot, illetve ezen a berendezésen mutatták ki először a berendezés nagyobb mágneses terű oldala (High Field Side – HFS) felőli pelletbelövés jótékony hatását az üzemanyagutánpótlásra [27]. Később a Joint European Torus (JET) berendezésnél is bekapcsolódtam az ott zajló mérésekbe. Ez a berendezés jelenleg a világ legnagyobb működő tokamak típusú berendezése, melynek igen jelentős szerepe van az ITER-en használt megoldások, technológiák és üzemeltetési forgatókönyvek (plasma scenarios) kidolgozásában. Harmadikként pedig a világ legújabb fúziós kísérletében vettem részt, mely

Északkelet-Németországban, Greifswaldban található, sztellarátor típusú berendezés, mely a korábban már említett Wendelstein 7-X nevet viseli. A berendezés 2015 decemberében kezdte meg működését. Az alábbiakban mindegyik itt említett berendezésről egy rövid, néhány mondatos összefoglaló következik. A berendezések főbb paramétereit a fejezet végén is összefoglaltam, mely adatokat az 1. táblázat tartalmazza.

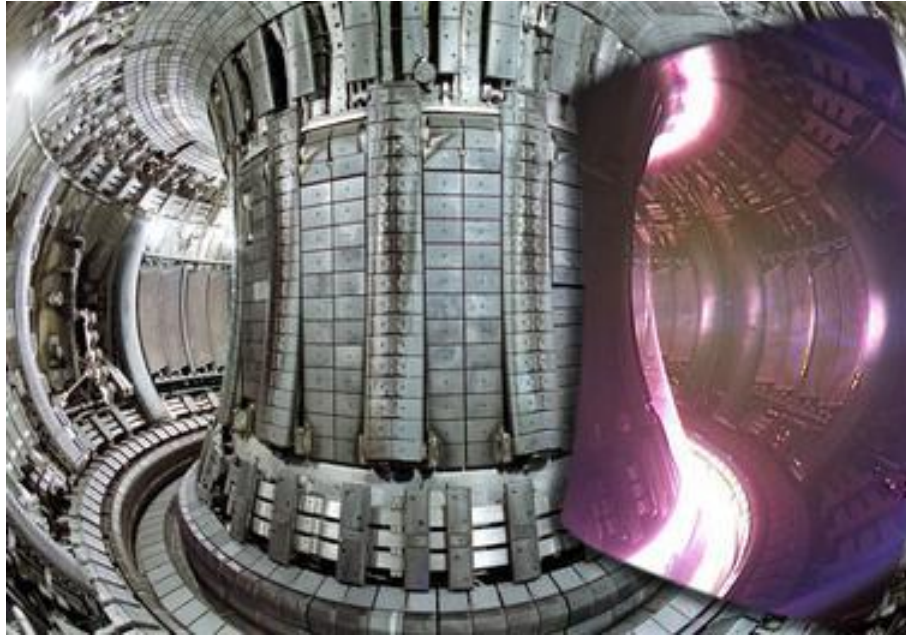
Az **ASDEX Upgrade** [28] egy közepes méretű, divertorral (rövid ismertetését lásd: 1.4.4.) rendelkező tokamak, melynek nagysugara 1,65 m, kis sugara pedig 0,5 m (lásd 3. ábra), mely működését 1991-ben kezdte meg. A teljes plazmatérfogat  $13 \text{ m}^3$ , a tipikusan használt mágneses tér 2,5 T, a berendezésben maximálisan elérhető mágneses tér pedig 3,1 T. A plazmaáram körülbelül 1 MA, a plazma megnyúlása (mely a kis sugárnak és a plazma középsíktól vett magasságának a hányadosa) pedig 1,6-1,8 között van. Az elérhető fűtések az ohmikus fűtés (1 MW), a semleges atomnyaláb fűtés (Neutral Beam Injection, NBI – maximum 20 MW), elektron-ciklotron rezonancia fűtés (Electron Cyclotron Resonance Heating, ECRH – maximum 4 MW) és ion-ciklotron rezonancia fűtés (Ion Cyclotron Resonance Heating, ICRH – maximum 6 MW).



3. ábra Az ASDEX Upgrade fotója a berendezés építése alatt. Forrás: <https://www.ipp.mpg.de>

Az ohmikus fűtés során a plazmán keresztül hajtott áram hőhatása melegíti föl a plazmát. A semleges atomnyaláb fűtés használatakor egy gyorsított részecskenyalábot lőnek a plazmába, melyben a részecskék átlagos sebessége nagyobb, mint a termikus egyensúlyban lévő plazma részecskéinek átlagsebessége. Ahogy a nyaláb behatol a plazmába, részecskéi ionizálódnak, majd

részecske-ütközések következtében a plazma újra termikus egyensúlyba kerül, s így a hőmérséklete összességében nagyobb lesz, mint a kiindulási hőmérséklet. Az elektron-ciklotron, illetve az ion-ciklotron rezonancia fűtés használatakor a berendezés vákuumkamrájában elhelyezett mikrohullámú antennák segítségével olyan elektromágneses hullámokat lónek a plazmába, melyek a plazma elektronjainak, illetve ionjainak (ilyen sorrendben) ciklotronfrekvenciáját gerjesztik, ezáltal a részecskék átlagsebessége megnő, azaz a plazma hőmérséklete ismét növekszik.

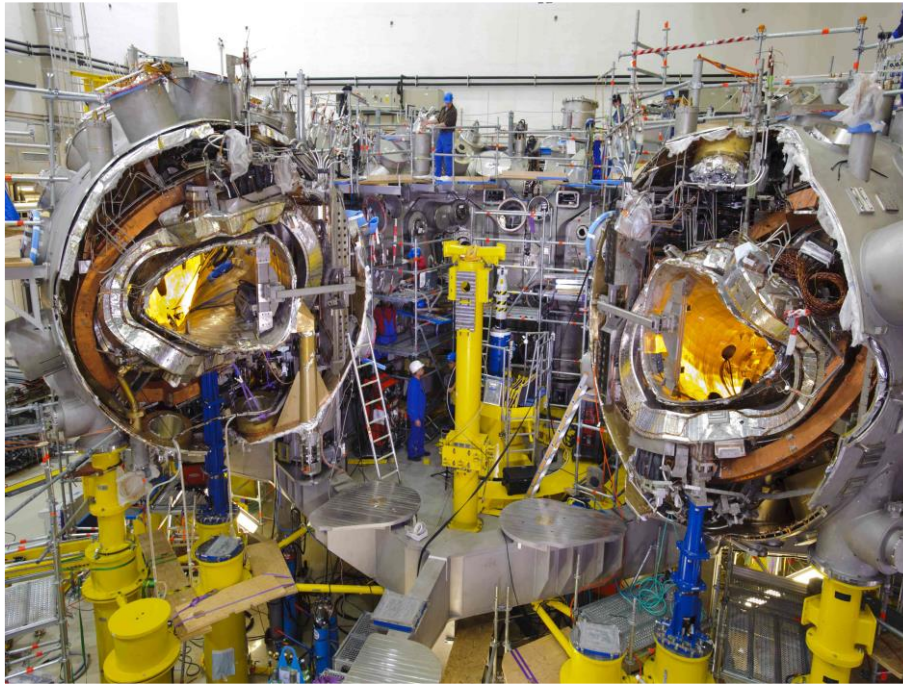


4. ábra A Joint European Torus (JET) átnézeti fotója. A jobb oldalon a berendezés fotója fölé montázsolt, a plazmakisülés egy pillanatában látható fotó tekinthető meg. Forrás: [https://en.wikipedia.org/wiki/Joint\\_European\\_Torus](https://en.wikipedia.org/wiki/Joint_European_Torus)

A **Joint European Torus (JET)** [29] a világ legnagyobb méretű, jelenleg is üzemelő, tokamak típusú berendezése (lásd 4. ábra), mely 1984 óta üzemel. Szintén rendelkezik divertorral. A nagysugara 2,96 m, a kis sugara pedig 1,25 m, a teljes plazmatérfogat  $100 \text{ m}^3$ . A tipikusan használt mágneses tér 2,4 T, míg az elérhető legnagyobb 3,45 T. A maximális plazmaáram 4,8 MA, az elérhető legnagyobb fűtési teljesítmény pedig 38 MW, melynek nagy részét a semleges atomnyaláb fűtés szolgáltatja (32 MW-ot), de itt is jelen van kiegészítő fűtésként az ICRH (tipikusan 3 MW teljesítménnyel), valamint mint minden tokamaknál, a JET-nél is elkerülhetetlenül jelen van az ohmikus fűtés. E berendezésen tesztelik az úgynevezett ITER-szerű falat [30], melynél a divertor tömör wolfram, a falelemek pedig részben tömör berillium téglákból, részben berilliummal bevont szénszálás kompozit (carbon fiber composite – CFC) téglákból állnak. Ezeket az anyagokat fogják alkalmazni az ITER berendezés belső falának kivitelezése során is. Az ITER-szerű fal tulajdonképpen az ITER-en alkalmazandó anyagok integrált tesztjét jelenti, ahol egyszerre tesztelik, hogy ennek a falnak valóban sokkal kisebb-e (vagyis kedvezőbb) a tríciumvisszatartó-képessége, valamint azt, hogy egy nagyteljesítményű tokamakot



hogyan lehet optimálisan üzemeltetni az ezen anyagok által meghatározott működési tartományon belül.



5. ábra A Wendelstein 7-X berendezésről az építkezés alatt készült fotó. Forrás: <https://www.ipp.mpg.de>

A **Wendelstein 7-X** [31] egy szupravezető, ötfogású szimmetriájú, HELIAS (HELICally Advanced Stellarator – helikálisan továbbfejlesztett sztellarátor) konfigurációban működő, moduláris sztellarátor típusú berendezés (lásd 5. ábra), mely működését 2015 decemberében kezdte meg. Nagysugara 5,5 m, a kis sugara pedig 0,53 m.

Név	Kis sugár [m]	Nagy sugár [m]	Plazmatérfogat [m <sup>3</sup> ]	Fűtési teljesítmény [MW]	Mágneses tér [T]	Plazmaáram [MA]
ASDEX Upgrade	0,5	1,65	13	31	max. 3,1	1
JET	1,25	2,96	100	38	max. 3,45	4,8
Wendelstein 7-X	0,53	5,5	30	33	max. 3	---

1. táblázat Azon berendezések főbb adatai, melyeknek a dolgozatomban ismertetett méréseket végeztem.

A teljes plazmatérfogat 30 m<sup>3</sup>, ezzel Németország eddigi legnagyobb plazmafizikai berendezése lett. A maximálisan elérhető mágneses tér 3 T, a maximális betáplálható fűtési teljesítmény a tervek szerint a folyamatos üzem alatt 33 MW lesz, melyből a működés jelenlegi fázisában az ECRH 10

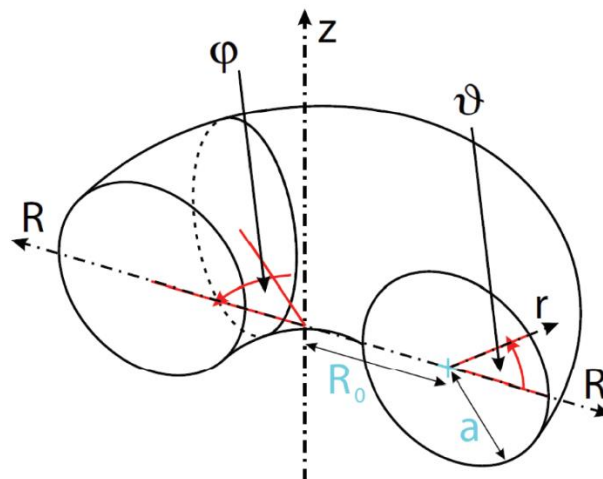
MW-ot biztosít, ám a későbbiekben NBI, valamint ICRH fűtést is terveznek felszerelni a berendezésre.

## 1.4 Alapfogalmak

Az alábbiakban a dolgozatban használt főbb kifejezéseket és berendezéstípusokat mutatom be röviden, kihangsúlyozva azokat a részleteket, melyek a dolgozat megértéséhez szükségesek.

### 1.4.1 Koordinátarendszerek

A toroidális berendezésekben általában nem Descartes-i koordinátarendszert használunk, lásd 6. ábra.  $R_0$ -al a nagysugarat, azaz a tórusz geometriai középpontjától mért távolságot,  $a$ -val pedig a kis sugarat, azaz a tórusz adott poloidális keresztmetszeténél a középponttól mért távolságot jelöljük. A 6. ábra alapján ekkor a hengerkoordinátákat az  $R$ ,  $z$ ,  $\varphi$ , a toroidális koordinátákat pedig az  $r$ ,  $\varphi$ ,  $\vartheta$  számhármassokkal jellemezhetjük.



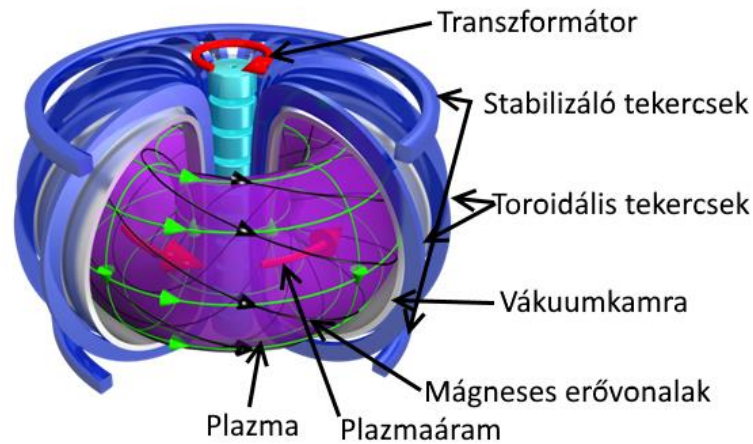
6. ábra A toroidális berendezésekben használt koordinátarendszerek

Utóbbi számhármassal esetén  $\varphi$  a toroidális elfordulás szögét jelenti egy referenciaponthoz képest,  $\vartheta$  pedig az adott toroidális szögnél a poloidális metszet középpontja körüli elfordulás szögét, szintén egy referenciaponthoz képest.

### 1.4.2 Tokamak

A tokamak olyan mágneses összetartású berendezés, melyben a helikális mágneses teret a külső tekercsek által keltett toroidális tér, valamint a plazma közepén folytatott áram által keltett poloidális

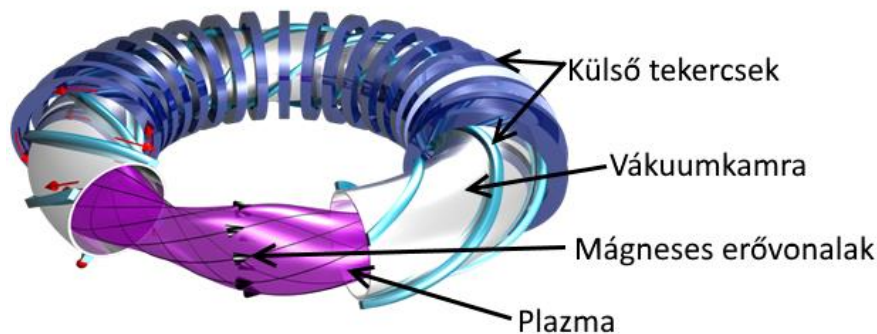
tér eredője hozza létre (lásd 7. ábra). A plazmaáramot hajthatják transzformátorral, valamint elektromágneses hullámokkal.



7. ábra A tokamak típusú berendezések vázlatos rajza.

### 1.4.3 Sztellarátor

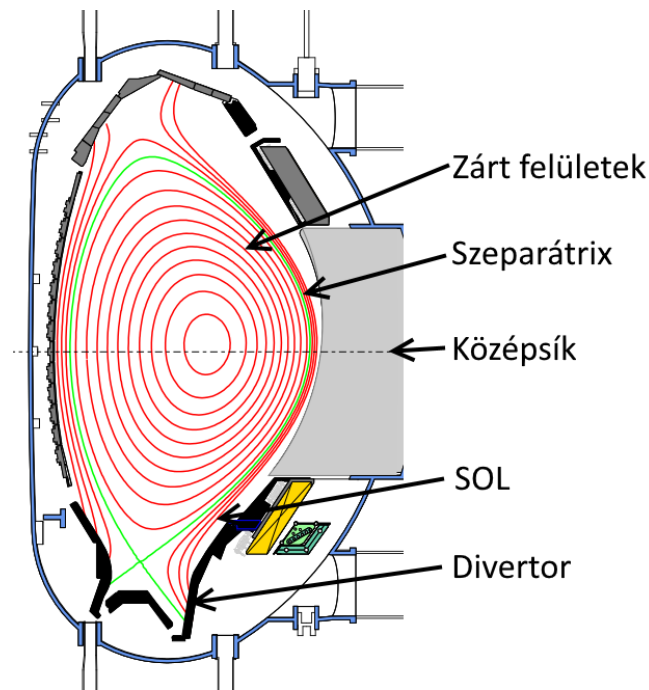
A sztellarátor típusú berendezésekben a mágneses teret kizárólag külső tekercsek alkalmazásával hozzák létre (lásd 13. ábra).



8. ábra A sztellarátor típusú berendezések vázlatos rajza.

### 1.4.4 Divertor, határréteg-plazma, szeparátrix

A divertor mind a tokamak, mind a sztellarátor típusú berendezésekbe beépíthető. Ez egy olyan alkatrész, melynek feladata a plazmából kiáramló részecske- és hőfluxus elvezetése. Célja, hogy a plazmából kiáramló anyag, illetve energia egy jól meghatározott, kifejezetten erre a célra kialakított felületen érintkezzen a vákuumkamrával (lásd 9. ábra, alul a feketével jelölt régió).



9. ábra A tokamak típusú berendezések keresztmetszetének sematikus ábrája. Nyilakkal jelölve a divertor (fekete színű rész az ábrán), a határréteg-plazma (Scrape-Off Layer – SOL), a szeperátrix (zölddel jelölve), illetve a zárt mágneses felületek. A szaggatott vonallal jelölt részt nevezzük a berendezés középsíkjának.

A későbbi fúziós reaktoroknál ez a berendezés szolgál majd a fúziós folyamat eredményeképpen keletkező héliumnak a plazmából történő eltávolítására is.

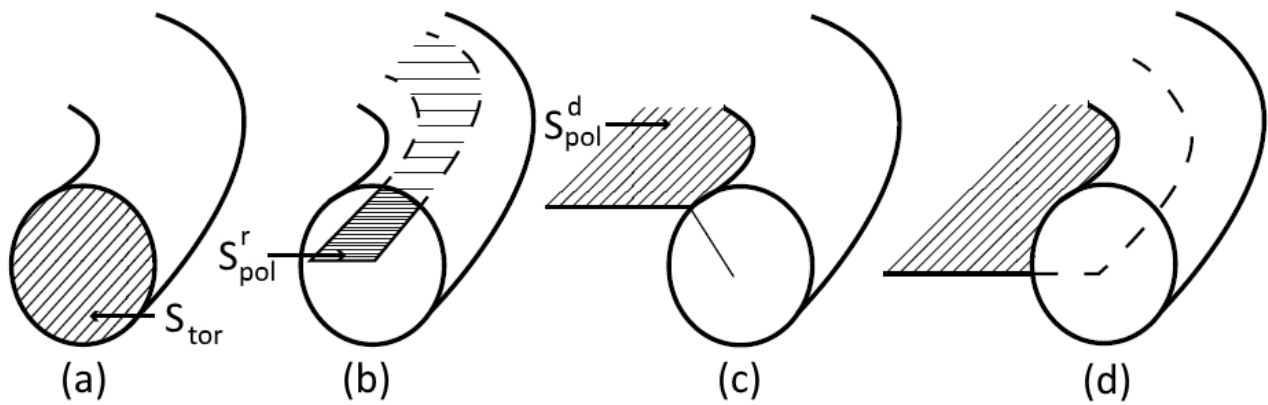
Mind a fentebb ismertetett tokamak, mind a sztellarátor típusú berendezésekben olyan a mágneses tér struktúrája, hogy bennük a mágneses erővonalak zárt felületeket alkotnak (lásd 9. ábra). Az utolsó zárt felületet nevezzük szeperátrixnak. Az ezen kívül eső régiót, melynél a mágneses erővonalak a divertorelemekeken keresztül záródnak, határréteg-plazmának, más szóval Scrape-Off Layernek (SOL) nevezzük.

### 1.4.5 Mágneses fluxuskoordináták

Mivel egy-egy ilyen zárt felületen a fizikai mennyiségek (hőmérséklet, sűrűség, nyomás stb.) állandóak, ezért célszerű ezeket mágneses fluxuskoordinátákkal címkézni. E címkézési módszert ismertetem az alábbiakban. A definíciók sematikus képét a 10. ábra mutatja.

A **toroidális fluxus** a toroidális irányra merőleges (azaz poloidális irányú), a vizsgált mágneses felület által körbezárt felületen ( $S_{tor}$ ) vett mágneses fluxus (lásd 10. ábra (a) pontja), azaz

$$\psi_{tor} = \int_{S_{tor}} \mathbf{B} d\mathbf{S}.$$



10. ábra A különböző mágneses fluxusfelület-címkék definíciójának sematikus rajza.

A fenti képletben  $\mathbf{B}$  jelöli a mágneses térerősség vektort. A poloidális fluxust kétféleképpen is definiálhatjuk. Vehetjük egy szalagon (10. ábra (b) pontja, a továbbiakban erre a definícióra fogok poloidális fluxusként hivatkozni), mely esetben a definíciója a következő alakot ölti,

$$\psi_{pol}^r \equiv \psi_{pol} = \int_{S_{pol}^r} \mathbf{B} d\mathbf{S}.$$

A poloidális fluxust ezen kívül általában normálni szoktuk, a szeparátrix poloidális fluxusát szoktuk 1-nek választani. A dolgozat további részében én is a normált poloidális fluxuskoordinátát fogom használni.

A fenti, szalagon megadott definíciónak komplementere (a rendszerben lévő összes poloidális fluxusra nézve) a poloidális lemez vagy diszk fluxus (10. ábra (c) pontja – a komplementer tulajdonságot pedig ugyanezen ábra (d) pontja hivatott érzékeltetni). A poloidális diszk fluxus definícióját az alábbi formula adja meg:

$$\psi_{pol}^d = \int_{S_{pol}^d} \mathbf{B} d\mathbf{S}.$$

### 1.4.6 Ciklotronfrekvencia, Larmor-pálya

A mágneses összetartású berendezések alkalmazásánál azt a jelenséget használjuk ki, hogy a mágneses térben mozgó töltött részecske a mágneses erővonalak mentén a **ciklotronfrekvencián** (1.1) körmozgást végez (melynek tokamakok esetén a mágneses tértől való függését az egyenlet végén szintén feltüntettem), úgynevezett **Larmor-pályára áll**, mely egy folyamatosan haladó középpont körül történő körmozgás, és amelynek sugarát, a **Larmor-sugarat** az (1.2) formula adja meg:

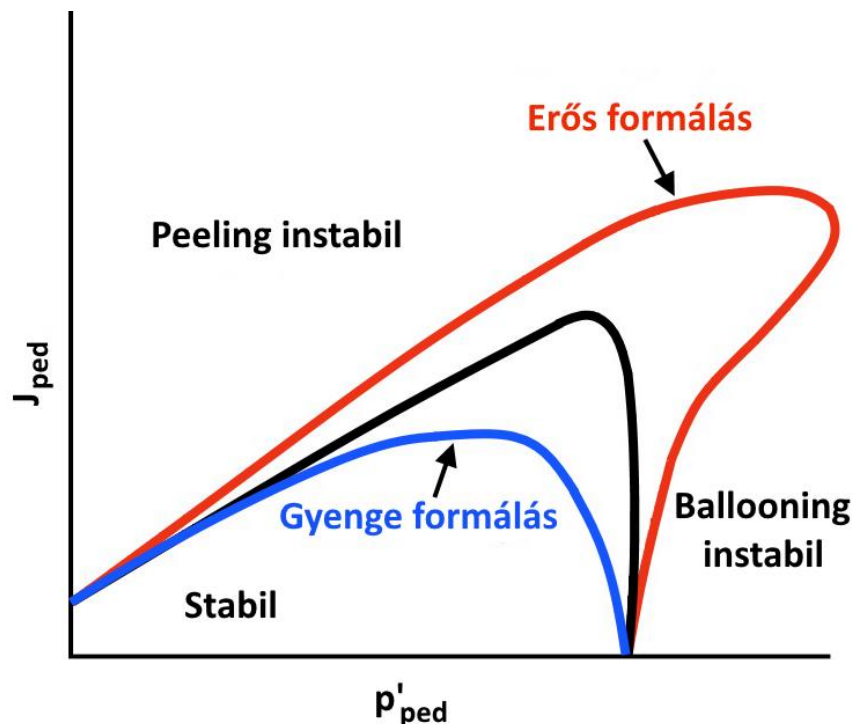
$$f_c = \frac{e \cdot |\mathbf{B}|}{2 \cdot \pi \cdot m_e} \left[ \frac{1}{s} \right] = 28,0 \cdot |\mathbf{B}| \text{ [GHz]}, \quad (1.1)$$

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{2 \cdot \pi \cdot f_c} = \frac{m_e \cdot v_{\perp}}{e \cdot |\mathbf{B}|} \text{ [m]}, \quad (1.2)$$

ahol  $e$  az elektron töltése,  $|\mathbf{B}|$  a mágneses tér abszolút értéke,  $m_e$  az elektron tömege,  $v_{\perp}$  pedig a mágneses tér irányára merőleges sebességkomponens.

### 1.4.7 Plazmaszéli módusok (ELM-ek)

A plazmaszéli módusok, a már korábban is említett ELM-ek az egyik legjobban kutatott instabilitások a mai fúziós berendezésekben. Ezek olyan, a plazma szélén megjelenő, diszruptív jellegű, ciklikusan bekövetkező instabilitások, melyek tipikus időskálája 1 ms. Ez a nemlineáris jelenség nagy összetartású, azaz H-módú plazmákban fordul elő, a transzportgát kváziperiodikus relaxációjakor. Ilyenkor nagy mennyiségű energia, és részecske lökődik ki a plazmából ( $\Delta E \approx 10\%$ ). Előnye, hogy a plazmába bejutó szennyező részecskéket „kimossa” a plazmából, hátránya a fentebb említett hő- és részecskeveszteség. A jelenség magyarázatára a legelfogadottabb modell az úgynevezett csatolt peeling-ballooning módusok [32] [33], melyek mechanizmusa röviden a következő.



11. ábra A peeling-ballooning módusok stabilitási kontúrjai a plazmaszéli nyomásgradiens és plazmaszéli áramsűrűség grafikonon. Az erős és gyenge formálás a plazma alakjának kialakítására (elnyújtottság, háromszögesség) vonatkozik. [33]

A nyomás hajtotta, magas módusszámmal rendelkező, jellemzően a plazma külső, kis mágneses terű (Low Field Side – LFS) oldalán megjelenő, úgynevezett ballooning (felfújódási) instabilitások erős korlátozást jelentenek a plazmaszéli nyomásgradiensre. Kialakulásukat nagyban meghatározza a plazma alakja. Ezzel párhuzamosan a plazmaszéli nyomásgradiens a plazma szélén folyó áram erősödését idézi elő, mely áramsűrűség azon túl, hogy csökkenti a plazma szélén a mágneses erővonalak nyírását – ezzel növelve az elérhető maximális nyomásgradienst – hajtóereje az úgynevezett peeling (leválási) instabilitásoknak. A peeling instabilitás során filamentumok jelennek meg a plazma szélén, azaz az erővonalak mentén a plazma kidudorodik. Ezek a filamentumok le is válhatnak a plazmáról, ekkor közvetlen összeköttetést hoznak létre a berendezés egyes elemei és a plazma között.

A csatolt peeling-ballooning módusok létrehoznak egy zárt, stabil régiót a plazmaszéli nyomásgradiens-plazmaszéli áramsűrűség grafikonon, mely régió stabilitási kontúrját a 11. ábra mutatja. Ennek a régiónak a mérete függ a plazma sűrűségétől és hőmérsékletétől is, de a legfontosabb, a régió nagyságát meghatározó tényező a plazma alakja.

A 11. ábra jól mutatja, hogy a peeling módusok nagy plazmaszéli áramsűrűség és kis nyomásgradiens esetén instabilak, míg a ballooning módusok nagy nyomásgradiens és kis plazmaáram hatására válnak instabillá. A csatolt peeling-ballooning módusok ehhez képest nagy nyomásgradiens és nagy plazmaszéli áramsűrűség esetén lesznek instabilak – mely feltételek tipikusan a H-módú plazmákban fordulnak elő. Mivel a plazma alakjának jelentős elnyújtása, vagy háromszögesítése (összefoglalóan: erős formálása) szétcsatolja a peeling és a ballooning módusokat, ezért a stabil zóna ilyen esetekben nagyobb lesz.

A fenti elmélet alapján az ELM-ciklus a következőképpen épül fel. A plazmaszéli nyomásgradiens H-módban folyamatosan növekszik. Egyúttal áramot hajt szintén a plazma szélén, mely áramsűrűség – a nyomásgradiens növekedése miatt – szintén folyamatosan növekszik. A folyamat egészen addig tart, amíg a nyomásgradiens és a plazmaszéli áramsűrűség értékei el nem érik az adott plazmaparaméterekre (sűrűség, hőmérséklet és a plazma alakja) jellemző stabilitási határt. Ekkor – főleg H-módban – egy csatolt peeling-ballooning módus jön létre, melynek hatására igen gyorsan kilökődik a plazma energiájának egy része, részecskék formájában. Az energiavesztés hatására a plazma nyomásgradiense – egyúttal a gradiens által hajtott áramsűrűség is – lecsökken, értékük visszatér a stabil régióba, és a folyamat kezdődik előlről.

## 1.5 Technikai apparátus

### 1.5.1 Mérőrendszerek

Ebben a fejezetben a plazma legfontosabb jellemzőinek (sűrűség, hőmérséklet stb.), valamint a mágneses tér meghatározását végző diagnosztikákat mutatom be röviden. Az aktív diagnosztikák közül a Thomson-szórás, a reflektometriát, az interferometriát és a lítium-nyaláb diagnosztikát mutatom be, míg a passzív diagnosztikák közül az elektroniclotron-emissziós diagnosztikát (ECE) ismertetem.

#### A Thomson-szórás

A fúziós plazmafizikában a Thomson-szórás diagnosztikával a plazma sűrűségét és hőmérsékletét szokták meghatározni. Egy lineárisan polarizált síkhullám terében egy nemrelativisztikus elektron rezgőmozgást fog végezni, amennyiben a mágneses tér elektronra gyakorolt hatását elhanyagoljuk. Az elektron gyorsulása miatt kibocsátott sugárzás frekvenciája meg fog egyezni a síkhullám frekvenciájával, a szórt intenzitás pedig az elektromos tér irányára merőlegesen lesz a legnagyobb. Ezt a típusú szóródást nevezzük első leírója után Thomson-szórásnak.

Mi történik, ha egy térfogatelemben több elektron helyezkedik el, és ezek együttes szórására vagyunk kíváncsiak? Az elektronokon történő szóródás függ az elektronok és ionok interakciójától. Ennek az interakciónak a korrelációs skáláját a Debye-hossz adja meg, melynek értéke

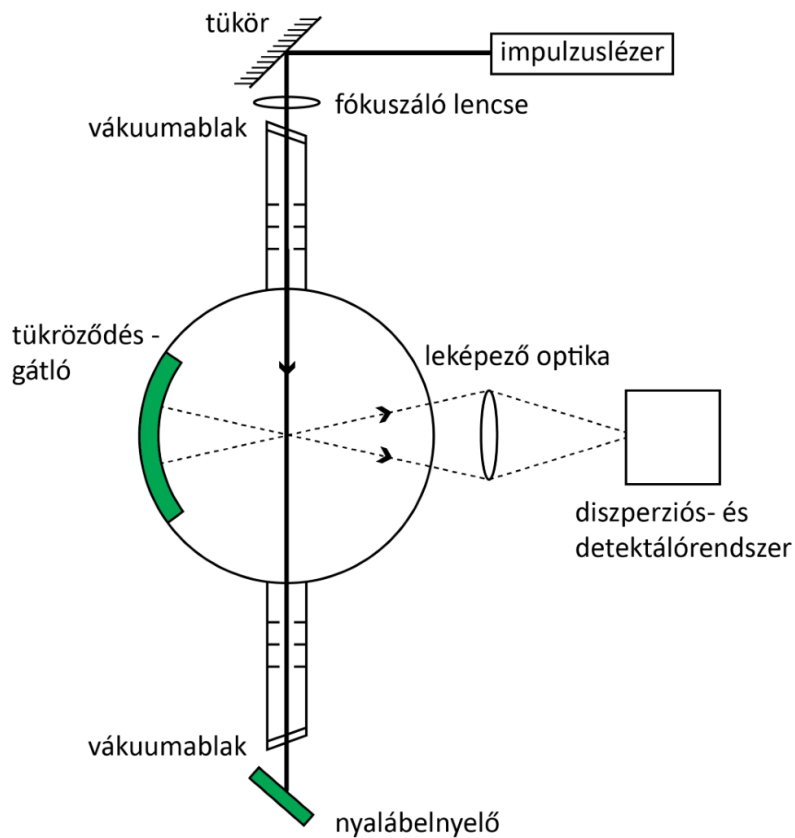
$$\lambda_D = \frac{v_e}{\omega_{pe}} \approx 7,4 \cdot 10^3 \cdot \frac{T_e^{1/2}}{n_e},$$

ahol  $v_e$  az elektronok termális sebessége,  $\omega_{pe}$  pedig az elektronok plazmafrekvenciája (a definíciót lásd (1.5)),  $T_e$  a plazma elektronhőmérséklete,  $n_e$  pedig az elektronsűrűség.

Amennyiben az egyes elektronokon szóródott sugárzás inkohereus (azaz  $k \cdot \lambda_D \gg 1$ , ahol  $k$  a bejövő hullám és a szóródott hullám hullámszámvektorának különbsége), akkor a szórási teljesítmény az egyes elektronok teljesítményeinek összege, azaz a detektált fényintenzitás arányos lesz az elektronsűrűséggel.

Belátható, hogy ha az elektronok sebessége a síkhullám irányában Maxwell-Boltzmann-eloszlást követ, akkor a szórt fény spektrális eloszlása Gauss-eloszlású lesz, melynek félértékszélessége éppen  $\sqrt{T_e}$ -vel lesz arányos [34].





12. ábra A Thomson-szórás diagnosztika egy lehetséges felépítése.

A fentieknek megfelelően ezekben a diagnosztikákban szilárdtest lézereket használnak, leggyakrabban Nd:YAG lézereket, a  $\mu\text{m}$  körüli hullámhossztartományban. Az impulzushossz tipikusan 10-20 ns, az energiája pedig igen nagy, 1 és 10 J közötti. A mérési gyakoriság (mely megegyezik a lézerimpulzusok előállításának gyakoriságával) tipikusan 10-20 Hz, azonban több nyaláb együttes alkalmazásával ennek akár a tízszerese is elérhető egy modern diagnosztikai berendezésben. A diagnosztika egy lehetséges felépítését szemlélteti sematikusán a 12. ábra. Egy példa egy valós, a DIII-D tokamakon, illetve néhány, az ASDEX Upgrade tokamakon működő Thomson-szórás diagnosztika sematikus felépítése a következő két hivatkozásban található (ebben a sorrendben) [35] [36].

### Az ECE diagnosztika

Az elektroniclotron-emissziós (Electron Cyclotron Emission – ECE) diagnosztikát általában a plazma hőmérsékletének mérésére használják rutinszerűen, egészen 1974 óta [37] [38] [39]. Az elektron a mágneses erővonal mentén végzett helikális mozgásának (Larmor-pálya, lásd 1.4 Alapfogalmak) következtében a ciklotronfrekvencián (lásd (1.1) egyenlet), illetve annak felharmonikusain fotonokat bocsát ki, amely a lokális mágneses térerősséggel arányos. A mai fúziós

berendezésekben a mágneses tér tipikusan 2 és 7 T között van, ennek megfelelően az ECE sugárzási frekvencia  $f_c \approx 50 - 200 \text{ GHz}$ . A tokamakokban alkalmazott külső mágneses tér a nagysugárral fordítottan arányosan, azaz  $1/R$  szerint csökken az alábbi összefüggés alapján:

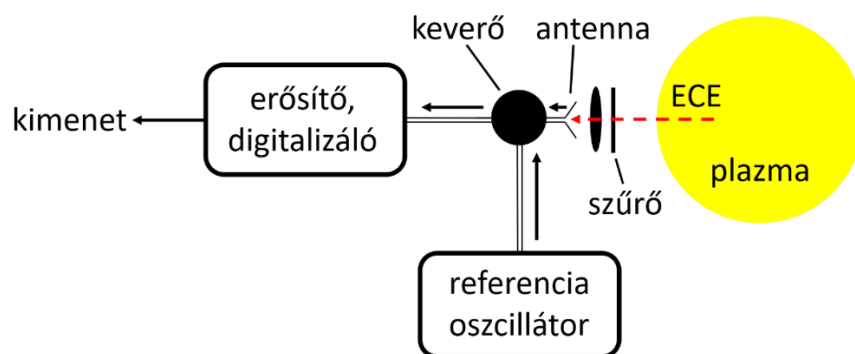
$$B(R) = \frac{B_0 \cdot R_0}{R}. \quad (1.3)$$

A fenti képletben  $B_0$  a mágneses tér értéke  $R_0$ -ban, azaz a plazma közepén.

Ha a plazma elég sűrű és elég forró, akkor optikailag vastagnak tekinthető, tehát az elektron által kibocsátott ciklotronsugárzás még a plazmán belül elnyelődik, egészen addig, amíg a plazma széle felé haladva a mágneses tér csökkenése miatt ez a hatás meg nem szűnik. A plazma így felületi sugárzóvá válik, azonban az ECE egy adott frekvencián csak a plazma hőmérsékletétől függ. Egy adott frekvencián a fényintenzitás tehát a ciklotronfrekvenciától függ, a ciklotronfrekvencia pedig függ a mágneses tér erősségétől, ami viszont a fenti, (1.3) egyenlet alapján a nagysugár függvénye:

$$I(f_c) = \frac{f_c^2 \cdot k \cdot T_e}{c^2}, \quad (1.4)$$

ahol  $c$  a fénysebesség. A mért sugárzás eloszlásából így tehát meghatározható a plazma hőmérsékletprofilja a nagysugár mentén. A plazma szélén, ahol már nem igazak maradéktalanul a fenti feltételek, a mért sugárzás a sűrűség- és a hőmérséklet keverékével arányos. Ilyenkor – bizonyos, itt nem részletezett feltételek teljesülése esetén – az ECE diagnosztika alkalmas a sűrűség mérésére is [40]. A fenti folyamat során keletkező sugárzás amplitúdója sajnos igen kicsiny, mérési hibája nagy, ezért korrelációs módszerekkel szokták az adatokat kiértékelni, két mikrohullámú antenna használatával, vagy a plazmából érkező jeleket összekeverik egy referencijellel, lebegést hozva létre. A lebegésnél keletkező oszcilláció kiértékelése ezután sokkal pontosabban elvégezhető, mintha csak a nyers jelet vettük volna figyelembe. Egy ilyen megoldást tartalmazó ECE diagnosztika vázlatos felépítését mutatja a 13. ábra.



13. ábra A referencia oszcillátort alkalmazó ECE diagnosztika vázlatos felépítése

Újabbán a mikrohullámú antennákat mikrohullámú optikával helyettesítik, amely lehetőséget ad kétdimenziós eloszlások visszaállítására is, melyet ECE Imaging-nek (ECEI) neveznek [41].

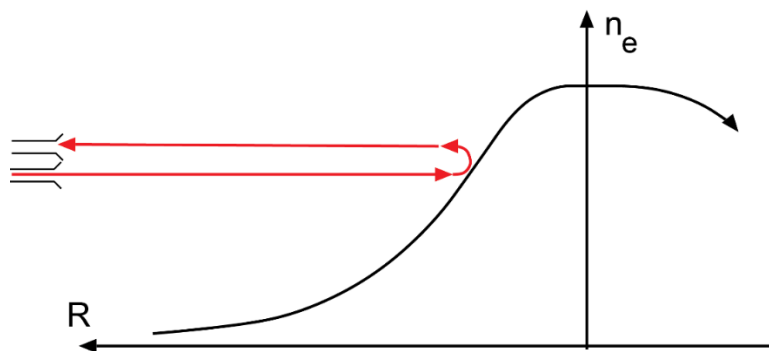
## A reflektometria

A reflektometria diagnosztika [42] a plazmának azt a tulajdonságát használja ki, hogy a plazmafrekvenciánál kisebb frekvenciájú hullám nem terjed benne, visszaverődik róla (lásd 14. ábra).

A plazmafrekvencia ( $\omega_p$ ) definíciója a következő:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}}. \quad (1.5)$$

A fenti kifejezésben  $\epsilon_0$  a vákuum dielektromos állandója. Egy fúziós berendezésben a plazmafrekvencia tipikus értéke néhány 10 GHz körüli. Amennyiben meghatározott frekvenciájú mikrohullámú sugárzást lövünk a plazmába, az csak addig tud behatolni, amíg el nem éri azt a sűrűség tartományt, ahol a plazma törésmutatója a hullám számára zérussá válik, ekkor visszaverődik. A visszaverődött hullám detektálásával, és a fáziseltolódás vizsgálatával meg lehet mérni egy adott sűrűségű felület mozgását a plazmában. A frekvencia változtatásával a plazmáról sűrűségprofil készíthető.



14. ábra A reflektometriai mérések elvi kiindulópontja.

## Az interferometria

A fúziós kísérleti berendezéseknél az interferometria diagnosztikát a vonalintegrált, pillanatnyi plazmaelektron-sűrűség meghatározására használják. A plazmában jelenlévő mágneses tér igencsak megnehezíti a plazmán áthaladó elektromágneses hullámok terjedésének leírását. Azonban három egyszerű, ám elfogadható feltételezéssel a plazma törésmutatója viszonylag egyszerűen leírható. A feltételezések a következők.

- Az ionok termikus mozgását elhanyagoljuk.
- Az elektromágneses hullám terjedési iránya merőleges a mágneses térre, míg
- a hullám elektromos tere párhuzamos vele (ordinárius hullám).

Ezek a feltételezések azért alkalmazhatóak, mert az ionok termikus mozgása az elektronokénál három nagyságrenddel kisebb a fúziós berendezésekben, a másik két feltételezés pedig azért valósítható meg, mert a hullám belövési irányát a diagnosztika építői állítják be, amely így a megfelelő körülményekhez hangolható. A fenti feltételek teljesülése esetén a plazma törésmutatójára a következő formulát kapjuk:

$$N_t^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c}, \quad (1.6)$$

ahol  $N_t$  a törésmutató,  $n_c$  pedig a levágási (más néven kritikus, vagy cutoff-) sűrűség, melynek értéke  $n_c = \omega^2 \cdot m_e \cdot \frac{\epsilon_0}{e^2}$ , ahol  $\omega$  az elektromágneses hullám körfrekvenciája. Látható, hogy a levágási sűrűségnél nagyobb frekvenciákra a törésmutató négyzete negatív, azaz a hullám evanescens, nem tud behatolni a közegbe.

A plazmán áthaladó,  $k$  hullámszámú hullám, amennyiben egy  $l$  húr mentén halad keresztül,  $\phi$  fáziseltolódást szenved. A vákuumban mért referencia-ág és a plazmán keresztülhaladó hullám közötti fáziskülönbség a következőképpen adódik:

$$\Delta\phi = \int (k_{plazma} - k_0) dl = \frac{\omega}{c} \int (N_t - 1) dl. \quad (1.7)$$

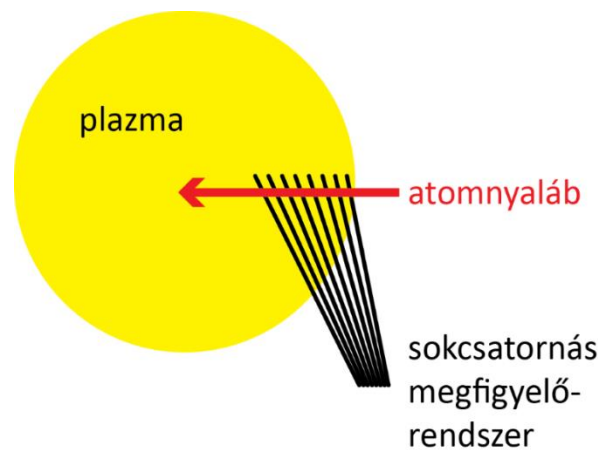
Ahol felhasználtuk, hogy  $k = N \frac{\omega}{c}$ . Amennyiben jóval a levágási sűrűség alatt vagyunk, azaz igaz az a feltétel, hogy  $n_e \ll n_c$ , akkor a törésmutatót közelíthetjük az  $N_t \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c}$  kifejezéssel. Ezt behelyettesítve a (1.7) egyenletbe a következő összefüggést kapjuk a plazma vonalintegrált elektronsűrűsége és a mért fáziseltolódás között:

$$\Delta\phi = -\frac{\omega}{2 \cdot c \cdot n_c} \int n_e dl. \quad (1.8)$$

A valódi diagnosztikákban általában lézer-, vagy mikrohullámú nyálábot használnak, több húr is mérnek, melyet egy referencia-húrral hasonlítanak össze, a sűrűségeloszlás meghatározását pedig Ábel-inverzióval végzik [43]. Sok berendezésnél a plazmasűrűség valós idejű vezérlésére is ezt a diagnosztikát használják.

## A lítium-nyaláb

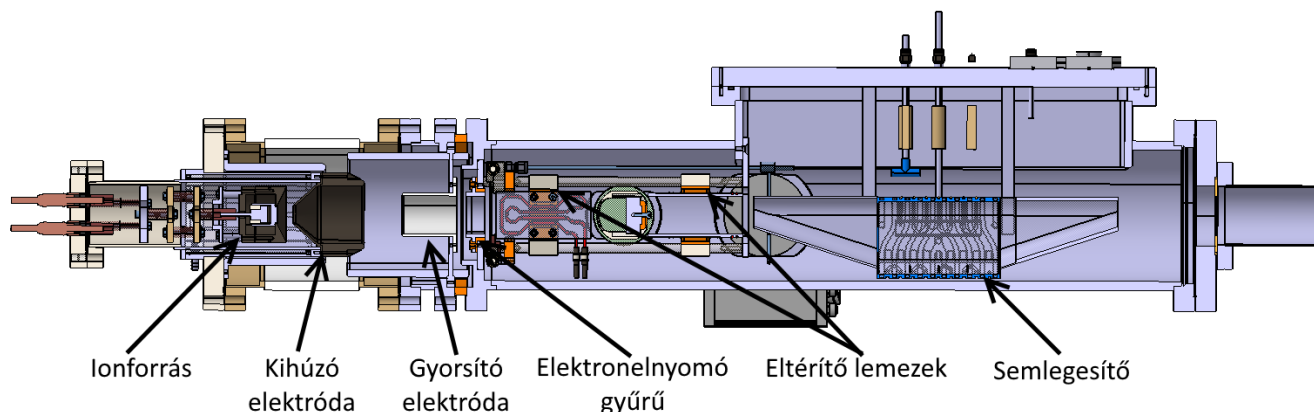
A lítium-nyaláb a semleges atomnyaláb diagnosztikák egyik speciális esete [44]. Alkalmazása során semleges atomnyalábot lőnek a plazmába, ezek az atomok a plazma elektronjaival ütközve gerjesztődnek, majd visszatérnek az alapállapotba. A fenti folyamat során létrejövő karakterisztikus sugárzást megfigyelve a megfelelő atomfizikai modell alkalmazásával a plazma lokális sűrűségét lehet megállapítani. A fenti elven működő diagnosztikát nyalábemissziós spektroszkópiának hívják (lásd 15. ábra). A megfigyelőrendszert célszerű úgy megtervezni, hogy a nyaláb teljes ionizációjáig látni lehessen a kibocsátott fényt. E diagnosztikák nagy előnye, hogy a semleges nyalábot nem téríti el a plazmát összetartó mágneses tér, így az be tud hatolni a plazma mélyebb rétegeibe is (a berendezés méretétől és a nyaláb, valamint a plazma energiájától függően).



15. ábra A nyalábemissziós spektroszkópia működésének vázlatja.

Hátrányuk, hogy a nyaláb – elsősorban az elektronokkal való ütközések révén – teljesen ionizálódik, ekkor az ionok leragadnak a mágneses erővonalakon, így a behatolási mélysége a plazma sűrűségétől függően 5-10 cm-re korlátozott. A lítium alkalmazása a semleges atomnyaláb diagnosztikában azért igen előnyös, mert az elektronütközéses gerjesztés hatáskeresztmetszete nem függ számottevően a plazma hőmérsékletétől a 10-100 eV-os tartományban [45] – amely a SOL-ban jellemző hőmérséklettartomány –, így segítségével a plazma sűrűsége, illetve sűrűségprofilja határozható meg, ha ismerjük a hőmérséklet hozzávetőleges értékét. Megfelelő konfigurációban a rendszer a gyors fluktuációk, így például a turbulencia mérésére is alkalmas. A nyalábenergiát vizsgálva három nyalábtípust különböztetünk meg. A termikus nyalábok [46] tipikus nyalábenergiája 1 eV alatti. A szupratermikus, vagy laser blow-off (LBO) nyalábok [47] energiája a 10 eV-os nagyságrendben helyezkedik el. A lítium-nyaláb a harmadik kategóriát képviseli, egy gyorsított nyaláb, azaz a nyaláb

energiája 10-150 keV között van [48], így ez a diagnosztika már a pedesztál régióról is tud mérési adatokat szolgáltatni. A lítium-nyaláb vázlatos felépítését a 16. ábra szemlélteti.



16. ábra A semleges nyaláb előállításának vázlatos rajza.

A lítium-nyalábnál az ionforrás alapja általában egy wolfram szivacs, melybe magas hőmérsékleten (körülbelül 1300 °C-on) lítium tartalmú kerámiát olvasztanak. Ezt nevezzük emitternek, vagy ionforrásnak. Az emittert az ionoptika kiinduló pontjába állítják, mely két fokozatból áll. Az első fokozat az úgynevezett kihúzó fokozat, mely az ionforrás körüli Pierce-elektrod és a kihúzó fokozat közé kapcsolt feszültség segítségével kiemeli az ionokat a felhevített emitterből. Ezután egy gyorsító fokozat következik, melynél a kihúzó fokozat és a földpotenciál közé kapcsolt 30-100 kV gyorsítja az ionokat. Ezek után a nyaláb keresztülhaladhat egy eltérítő lemezpáron, mely a rá kapcsolt, külső feszültség segítségével képes eltéríteni az ionnyalábot, amelynek így a függőleges pozíciója állítható. A nyaláb átmérője megfelelő ionoptika esetén 1-1,5 cm. Ezután az ionok egy semlegesítőn haladnak keresztül, mely nagy nyomású alkáli gőzt tartalmaz – általában nátriumot. A lítium-ionok itt töltéscserével semlegesítődnek, általában 80-90%-os hatásfokkal. Mivel a töltéscsere megőrzi az impulzust, ezért ez a fokozat nincsen hatással a nyaláb kimeneti energiájára. Azok az ionok, amelyek nem semlegesítődtek, vagy még a nyaláb előállítása közben eltérítik, vagy legkésőbb a plazmát összetartó mágneses tér fogja eltéríteni őket, így nem érik el a plazmát.

### **A mágneses tér mérése**

A mágneses tér mérésére használt diagnosztikák az egyik legnagyobb múltra visszatekintő és a legszélesebb körben használt eszközök a plazmafizikai kutatások történetében. Ennek oka viszonylagos egyszerűségük, és az, hogy nem kerülnek közvetlen kapcsolatba a plazmával. Segítségükkel elsősorban a makroszkopikus plazmajellemzőket határozhatjuk meg, illetve – bizonyos

esetekben – a különböző instabilitásokról kaphatunk információkat. Az alábbiakban egy-egy bekezdésben röviden ismertetem a diamágneses hurok, a Rogowski tekercs, a fluxushurok, a nyereg tekercs és a mágneses próba tekercs diagnosztikákat. A fent említett diagnosztikákról mutat összefoglalót a 17. ábra.

A **diamágneses hurok** egy a plazma poloidális irányában végigfutó tekercs. Alapvetően a poloidális irányú hurokfelületet méri, ám egy integrátor közbeiktatásával meghatározhatjuk a teljes toroidális fluxust. Segítségével a plazma termikus energiája is meghatározható, amennyiben ismerjük a mágneses tér poloidális és toroidális komponensét a plazma szélén.

A **Rogowski tekercs** egy olyan, a plazma körül meghajlított szolenoid, melynél a tekercs közepén visszavezetjük a vezeték végét. Erre azért van szükség, hogy csak a plazma poloidális fluxusát mérjük. Ha veszünk egy menetenként  $A$  felülettel rendelkező, egységnyi hosszon  $n$  menetszámmal rendelkező tekercset, akkor a tekercs két vége közötti feszültség az alábbi kifejezéssel adható meg:

$$U = \frac{d}{dt} \cdot n \cdot \oint_1 dA \mathbf{B} \cdot \vec{dl}. \quad (1.9)$$

A fenti integrálkifejezésben érdemes észrevenni, hogy a

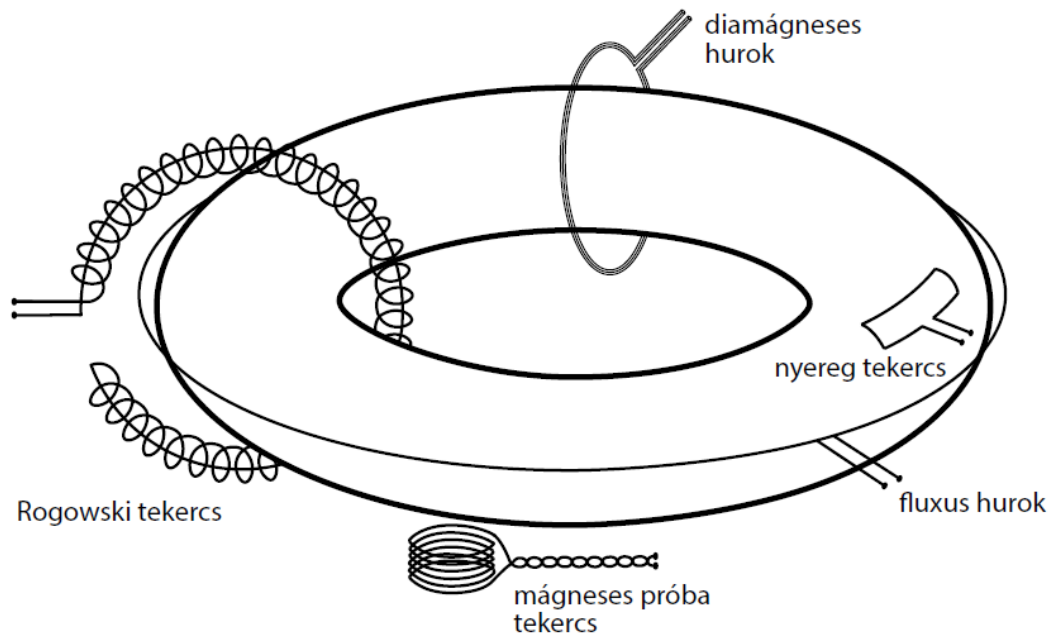
$$\oint_1 \mathbf{B} \cdot \vec{dl} = \mu_0 \cdot I_p$$

körintegrál éppen megegyezik a plazma közepén átfolyó teljes  $I_p$  plazmaárammal, így a fenti (1.9) egyenlet az alábbi alakot ölti:

$$U = -n \cdot A \cdot \mu_0 \cdot \frac{dI_p}{dt}.$$

A Rogowski tekercsen mért feszültség integráljaként tehát éppen a plazmaáramot kapjuk. Más geometriában felszerelve másféle áramokat is mérhetünk a segítségével.

A **fluxus hurok** a plazmára toroidális irányban szerelt hurok, mely a plazmaáramot keltő fluxus időderiváltját, azaz az úgynevezett hurokfeszültséget ( $U_{hurok}$ ) méri. Az elektronok gyorsulását, ezáltal a plazmaáramot is keltő toroidális elektromos tér,  $E_{tor}$  megadható  $E_{tor} = U_{hurok}/2\pi R$  alakban.



17. ábra A különböző mágneses diagnosztikák sematikus ábrázolása.

A plazmában folyó áram hőhatásával fűti magát a plazmát, melyet  $P_{OH}$  ohmikus fűtésnek nevezünk. A fenti két diagnosztika adatainak ismeretében ezt a mennyiséget, valamint a plazma ellenállását (és vezetőképességét az alábbi összefüggésekből:

$$P_{OH} = I_p \cdot U_{hurok},$$

$$R_p = \frac{U_{hurok}}{I_p} = \frac{1}{\sigma}.$$

Mivel a plazma ellenállása/vezetőképessége főként az elektronok hőmérsékletétől függ, ezért – teljesen ionizált plazma esetén – a vezetőképesség ismeretében az elektronhőmérséklet a Spitzer-formula segítségével becsülhető az alábbi formula szerint:

$$\sigma = 1,9 \cdot 10^4 \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z_{eff} \cdot \ln \Lambda},$$

ahol  $Z_{eff} = \sum n_i \cdot Z_i^2 / \sum n_i \cdot Z_i$  az effektív töltés, egyfajta átlagos iontöltés a plazmában;  $\ln \Lambda = 31 - \ln(\sqrt{n_e}/T_e)$  pedig a Coulomb logaritmus, ami a fő plazmaparaméterektől gyengén függő mennyiség, 10 eV-os hőmérséklet fölött alkalmazható a közelítés, általában 15-17-nek szokás tekinteni forró plazmák esetén [49].



A **nyereg tekercs** egy egyszerű hurok, amit valamilyen módon ráfektetünk a vákuumkamra falára (vagy valamilyen más struktúrára). Elsősorban a plazma pozíciójának meghatározására, illetve a mágneses geometria egyensúlyi visszaállításánál használják.

Az **egyensúlyi mágneses tér** visszaállítása a fent ismertetett diagnosztikák adatainak felhasználásával, az 1.10 megoldásával történik. Ez az egyenlet az Ampère-törvény toroidális komponensét adja, más néven Grad-Shafranov egyenletként ismert és egy axiálszimmetrikus rendszer egyensúlyát írja le a poloidális fluxusra felírt differenciálegyenlet alakjában:

$$R \cdot \frac{\partial}{\partial R} \cdot \left( \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \psi_{pol}}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \psi_{pol}}{\partial z^2} = -\mu_0 \cdot R^2 \cdot p'(\psi_{pol}) - \mu_0^2 \cdot f(\psi_{pol}) \cdot f'(\psi_{pol}). \quad (1.10)$$

Tokamakok esetén ennek az egyenletnek a numerikus megoldásával kapjuk meg a rendszerünk egyensúlyi mágneses geometriáját, amennyiben a peremfeltételeket ismerjük. A peremfeltételek meghatározására pedig a fent leírt diagnosztikák adatait használhatjuk fel.

Sztellarátoroknál nincs lehetőség a Grad-Shafranov egyenlet megoldására, hiszen a rendszer nem axiálszimmetrikus. Szerencsére erre nincs is szükség, mert a Biot-Savart törvény felhasználásával meghatározott, vákuumbeli mágneses tér itt nem módosul jelentősen, hiszen sztellarátoroknál nem hajtanak áramot a plazmában. A vákuumbeli mágneses teret tehát csak a plazma jelenléte módosítja. Ezeket a kis módosulásokat pedig közelítőleg meg lehet határozni például az MHD erőegyensúly megoldásával.

## 1.5.2 Megfigyelőrendszerek

Ebben a fejezetben azokat a megfigyelőrendszereket ismertetem, melyeket a különböző berendezéseknél a plazma látható sugárzásának megfigyelésére használtam.

### **A JET tokamakon működő kamerarendszerek**

A JET tokamagnál több, a látható tartományban működő kamerarendszer található, ilyen például a berendezés ITER-szerű falát (lásd 1.3 fejezet, a JET tokamak rész) védeni hivatott, 14 kamerából álló kamerarendszer, mely félautomatikusan működik [50]. Ez a rendszer Hitachi KP/M1AP típusú standard CCD kamerákból áll (lásd 18. ábra), melyek elé közeli infravörös szűrőt helyeztek el. A kamerák egy részénél ez a szűrő a  $980 \pm 10$  nm-es, másik részükénél pedig az  $1016 \pm 40$  nm-es tartomány engedi át. A kamerák felbontása  $720 \times 288$  pixel, az expozíciós idejük pedig 20 ms. Vannak bizonyos területek, amiket egy valós idejű rendszer ellenőriz és amennyiben a faltéglák hőmérséklete túllép egy bizonyos értéket, automatikusan megállítja a kísérletet, de szükség van emberi

üzemeltetőkre (Viewing System Officer – VSO) is, akik azt figyelik, hogy ezeken a fontos, előre definiált területeken kívül nem keletkeznek-e forró foltok (hot spotok), amelyek veszélyeztethetik a berendezés épségét.

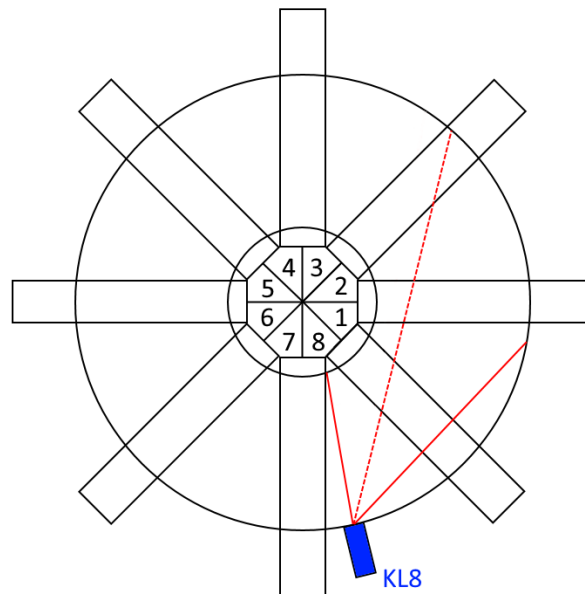


18. ábra A JET ITER-szerű falát megfigyelő Hitachi KP/M1AP típusú kamera [51].

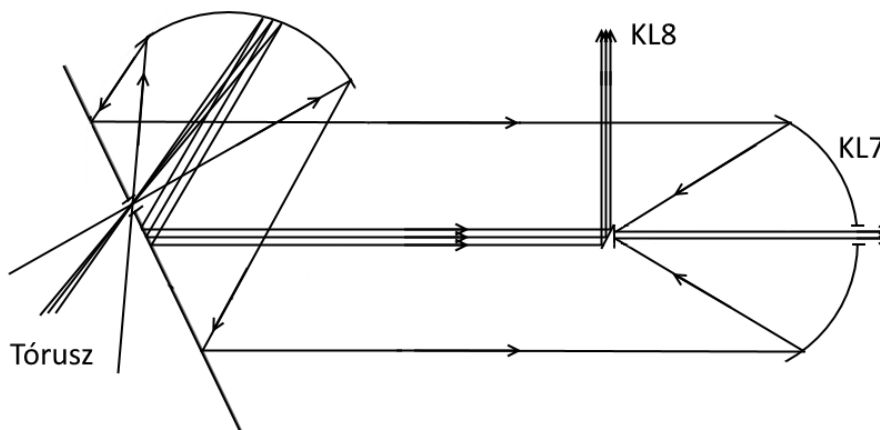
A kísérletek számára azonban az egyik legfontosabb egy másik diagnosztika, a látható tartományban működő gyorskamera, az úgynevezett KL8-as rendszer [52]. Ez a kamera egy Photron APX-RS típusú, egy megapixel felbontású CMOS eszköz, mely teljes felbontással, (1024x1024 pixel) 3000 kép/s-os sebességre képes, a leggyorsabb elérhető sebessége pedig 250 000 kép/s – csökkentett felbontás esetén. A minimális expozíciós ideje 1  $\mu$ s és 4 GB beépített memóriával rendelkezik, amelyből csak a kísérlet elvégzése után olvashatóak ki az adatok. A kamerába a fény egy endoszkópon keresztül érkezik, mely a berendezés térben egyenlően elosztott nyolc szektora (oktánsa) közül 8-as számú szektorba került beszerelésre, és az 1-es, és 2-es szektorok felé néz (lásd 19. ábra), éppen a berendezés kisebb mágneses terű oldalán lévő (Low Field Side – LFS) pelletbelövés irányába. Az endoszkópra azért van szükség, mert rengeteg diagnosztika működik a berendezésen, így nem megoldható, hogy mindegyikük azon a ponton nézzen be a plazmába, ahol az adott diagnosztikának a legcélszerűbb lenne. Ezekben az esetekben a fénygyűjtés valamilyen speciális eszközzel kell megoldani.

Az endoszkópba a fény egy pinhole-on keresztül érkezik, ahonnan egy parabolatükörrre vetül, majd innen egy Cassegrain teleszkópba jut, ahonnan a nagy része egy infravörös kamera felé halad tovább. Azonban a teleszkóp középső tükrének másik oldalát is fényvisszaverő anyaggal vonták be, így az oda érkező fényt is hasznosítani lehet (lásd 20. ábra), melyet a KL8 gyorskamera szenzora felé vezetnek ki. Ebben az esetben tehát – hely hiányában – egy porton két, azonos fontosságú, ám egymástól teljesen független megfigyelőrendszer is osztozik. Az endoszkópból a fotonok először egy kétfokozatú, Hamamatsu C10880 típusú fényerősítőbe (image intensifier) jutnak – melynek egyik

fokozata egy free-flight (szabad repülésű), a másik pedig egy microchannel plate (MCP) típusú fotoelektron-sokszorozó –, majd innen egy állítható, Newport NCS200 típusú szűrőváltón (filter wheel) keresztül a kamera érzékelőjére jutnak.



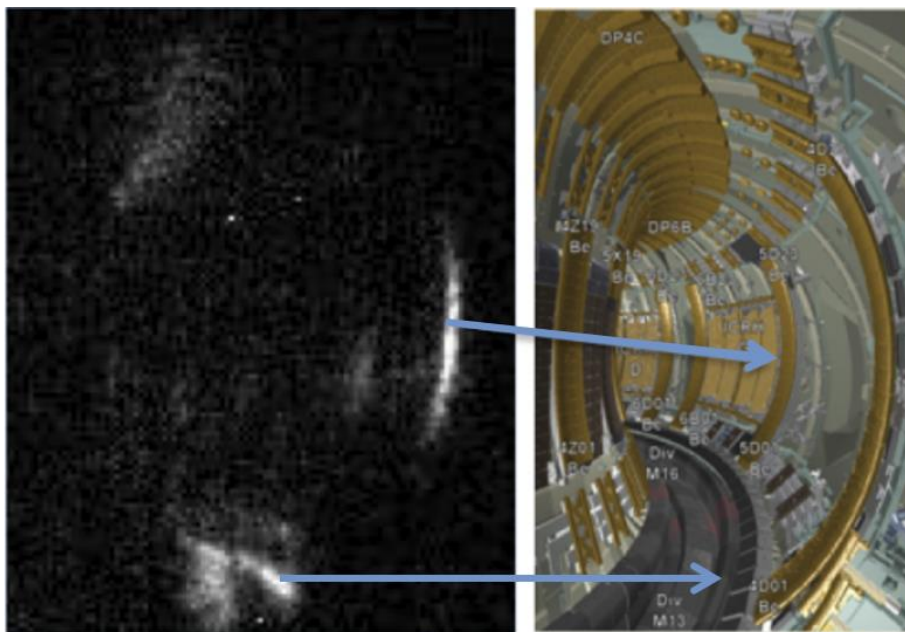
19. ábra A JET tokamak vázlatos, felülnézeti képe. A középen lévő számok 1-8-ig a berendezés egyes szektorait (oktánsait) jelölik, a KL8 gyorskamera az 1-es és 2-es szektorokra néz.



20. ábra A JET-en működő gyorskamerához érkező fény vázlatos útja. A látható tartományban működő gyorskamera a berendezésen a KL8, míg az infrakamera a KL7 elnevezést kapta.

A szűrőváltót négy fokozatban lehet használni: szűrő nélkül, illetve Ar II (610,90 nm), Be II (527,10 nm),  $D_\alpha$  (656,28 nm) szűrőkkel. Korábban a  $D_\alpha$  helyett Bremsstrahlung (538,35 nm) szűrő volt a váltóban, melyet 2015 őszén cseréltek ki a jelenleg is alkalmazott szűrőre. Pelletek (a részletekért lásd: 2. fejezet) megfigyeléséhez a szűrő nélküli eset, illetve a  $D_\alpha$  szűrő (a deutérium Balmer-alfa vonalát (656,285 nm) átengedő szűrő, mely a deutérium 3→2 átmenete során észlelhető, vörös színű

sugárzás) a legmegfelelőbb, hiszen az abláció során legnagyobb részben  $D_\alpha$  sugárzást figyelhetünk meg (lásd 2.3 fejezet). A kamera egy tipikus képét a 21. ábra mutatja. Sajnos a fotoelektronsokszorozók telepítése után a kamera által érzékelt kép a szenzorhoz képest ferdén, elforgatva képeződik le. Ennek oka nem az optikai rendszer beállításában keresendő, hanem az építés elkerülhetetlen pontatlanságai miatt a modellezettől eltérő mágneses teret korrigáló tekercsekben (Error Field Correction Coils – EFCCs) [53]. Ezen tekercsek mágneses tere ugyanis hatással van a fényerősítő egyik fokozatára, melyben az elektronok szabadon repülnek. Így a kép időnként elfordul és el is mozdul, amely a térbeli kalibráció alkalmazását nehézkessé teszi. Maguk a fotoelektronsokszorozók közvetlenül a kamera előtt helyezkednek el. Azért van rájuk szükség, hogy a nagyobb sebességgel (tehát szükségszerűen kisebb expozíciós idővel) üzemelő kamera szenzorára a jobb időfelbontás mellett is megfelelő mennyiségű foton érkezzon. A fotoelektronsokszorozók erre a célra tökéletesen alkalmasak, hiszen kimenetükön nagyobb fotonszám jelenik meg, mint a bemeneten. Hátrányuk, hogy nemcsak a jelet, de a zajt is felerősítik.



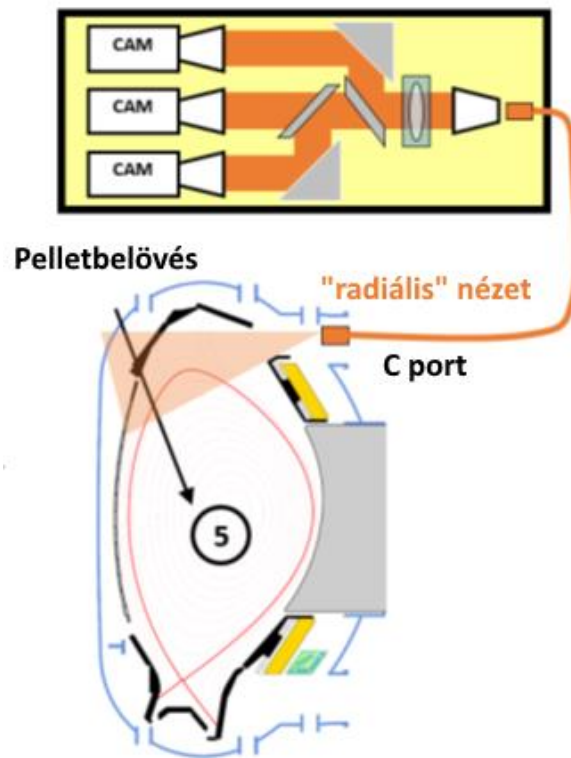
21. ábra Bal: A JET tokamakon működő gyorskamera egy teljes, átnézeti képe a fotoelektronsokszorozók alkalmazása során; jobb: ugyanez a nézet a berendezés CAD modelljén. A felső nyíl a limiteren látható sugárzást mutatja, az alsó pedig a divertoron mértet.

A forgás és elmozdulás automatikus helyreállítására egyelőre nincs általános esetben, automatikusan használható algoritmus. Abban az esetben, amikor az optikai rendszer által közvetített képnél nagyobb részét olvassuk ki a kameraszenzornak (az optikai rendszer képe nem 1:1 arányban képződik a kamera szenzorára, hanem annak csak egy részét foglalja el) létezik automatikus algoritmus a forgás és elmozdulás visszaállítására. Azonban minél nagyobb részét olvassuk ki a szenzornak, annál inkább

limitált a kamerával elérhető maximális képkészítési sebesség, a kísérletek során észlelni kívánt jelenségekhez pedig gyakran az optikai rendszer által közvetített képnél is jóval kisebb régiót kell figyelni. Az észlelt jelenségeket tehát – mivel a térbeli kalibrációt kézzel, minden egyes kameraképre el kellett volna végezni, ami egy tipikus kamerafelvétel esetén a térbeli kalibráció hiányában kidolgoztam egy speciális módszert, mellyel egy adott kisméretű tartomány integrált fényváltozásait figyelem és elemzem ki, és amerről részletesebben a 3.3 fejezetben írok.

### **Az ASDEX Upgrade tokamakon működő, háromkamerás kamerarendszer**

Az ASDEX Upgrade tokamakon szintén találhatóak a fémfal védelmére felszerelt kamerák. Maga a berendezés eredetileg grafit fallal működött, majd 1999 és 2007 között a grafit téglákat wolfram bevonatú téglákra cserélték, így 2007-től teljesen fém falú (ezáltal ITER-releváns) berendezésről beszélhetünk [54].



22. ábra A három kamerából álló kamerarendszer vázlatos felépítése. Az ábra alsó részén az ASDEX Upgrade 5-ös szektorjának sematikus keresztmetszete látható a pelletbelövés helyének és irányának megjelölésével (fekete nyíl), a kamera látóirányával (narancssárga háromszög), valamint az image guide-dal, és az optikai rendszerrel és a három kamerával.

Az ASDEX Upgrade-en több kamerarendszer is használható a plazma, illetve a pellet-plazma kölcsönhatás vizsgálatára. Ezek közül itt részletesen a jelenleg három kamerából álló gyorskamera-rendszert mutatom be, melynek felvételeit a jelen dolgozatban elemzem is [55].

A rendszer a következőképpen épül fel (lásd. 22. ábra). A tóruszból, ahol egy „radiális” nézetén keresztül szemből nézünk a HFS oldalról belőtt pelletek pályájára, egy optikai rendszeren és egy üvegszálakból álló, száloptikai mátrixon (image guide-on) keresztül érkezik a fény egy nyalábosztókból, tükrökből és objektívekből álló optikai rendszerre, ami elosztja a fényt maximum három kamera között (tehát a rendszerben egyszerre 1-3 kamera lehet beépítve).

Fizikailag négy kamera volt elérhető, melyek közül a fent ismertetett okok miatt egyszerre maximum három volt telepítve, ezek a kamerák az FS, DS, NEW és WFS névvel vannak ellátva, adataikat a 2. táblázat tartalmazza. Az FS és a DS kamera minden általam vizsgált plazmakisülésnél be volt építve; ami a harmadik kamerát illeti: a felvételek egy része a NEW kamerával készült, más részük pedig a WFS kamerával, ezek felváltva működtek. Azonban minden mérésnél egyszerre három kamera adatait használtam fel. Mindegyik kamera kétféle üzemmódban képes működni, a normál expozíció mellett többszörös expozíciót is képesek végezni, melynek eredményét egyetlen képre gyűjtik össze, egy stroboszkópszerű felvétel formájában.

Rövid név	Típus	Felbontás
FS	PCO Sensicam FastShutter	1280 x 1024
DS	PCO Sensicam DoubleShutter	1280 x 1024
NEW	PCO Sensicam FastShutter	1280 x 1024
WFS	PCO Sensicam FastShutter	640 x 480

2. táblázat Az ASDEX Upgrade tokamakon használt gyorskamera-rendszer kameráinak adatai. A táblázatban az elérhető kamerákat soroltam fel. Egyszerre mindig csak három kamera volt felszerelve.

Többszörös expozíciós idejű módban rövid expozíciós idővel (tipikusan 1 – 10  $\mu$ s) készítünk képeket (hogy a felvételen ne mosódjon el a pelletfelhő), majd az expozíciók között hosszabb szünetek következnek (hogy a különböző időpillanatokban felvett felhőképek egymástól térben elszeparáltan legyenek leképezve). Így a keletkező, többszörös expozíciójú, stroboszkóp-szerű felvételekből felépülő kép nem mosódik el, azon a különböző felhők – időnként a mellékfelhőkkel együtt – jól elkülöníthetően megjelennek (lásd 23. ábra). Azért alkalmaztuk ezt a módszert a képek elkészítéséhez, hogy éles kontúrral rendelkező pillanatképeket kapjunk a pelletfelhőkről, melyek térbeli kiterjedését és struktúráját ily módon sokkal könnyebb elemezni. Ebben az üzemmódban – a rövid expozíciós idő miatt – a berendezés falelemei nem látszódnak, így azokat a 23. ábra háttérben egy odamontázsolt, hosszú expozíciós idejű felvétellel tettem láthatóvá.

A pelletek megfigyeléséhez a kamerák számára a triggert a pelletbelövő centrifuga biztosítja abban a pillanatban, amikor kilő egy pelletet. Ehhez képest a felvételt egy kis késleltetéssel indítjuk annak érdekében, hogy kompenzáljuk azt az időt, amit a pellet a kilövés után a repülési csőben tölt. Így amikor a felvétel elkezdődik, akkor a pellet már közel jár a vákuumkamrához. A felvételek időbélyege az ASDEX Upgrade központi órájával kerül szinkronizálásra, így biztosítva, hogy az időzítés biztosan korrekt legyen, a késleltetés a trigger jelen így a pontosságot nem befolyásolja. A két expozíció között eltelt idő úgy lett beállítva, hogy a pelletek által keltett felhők jól elkülöníthetőek legyenek a felvételeken, ez a pellet sebességétől függően 60-150  $\mu$ s-nak adódott.

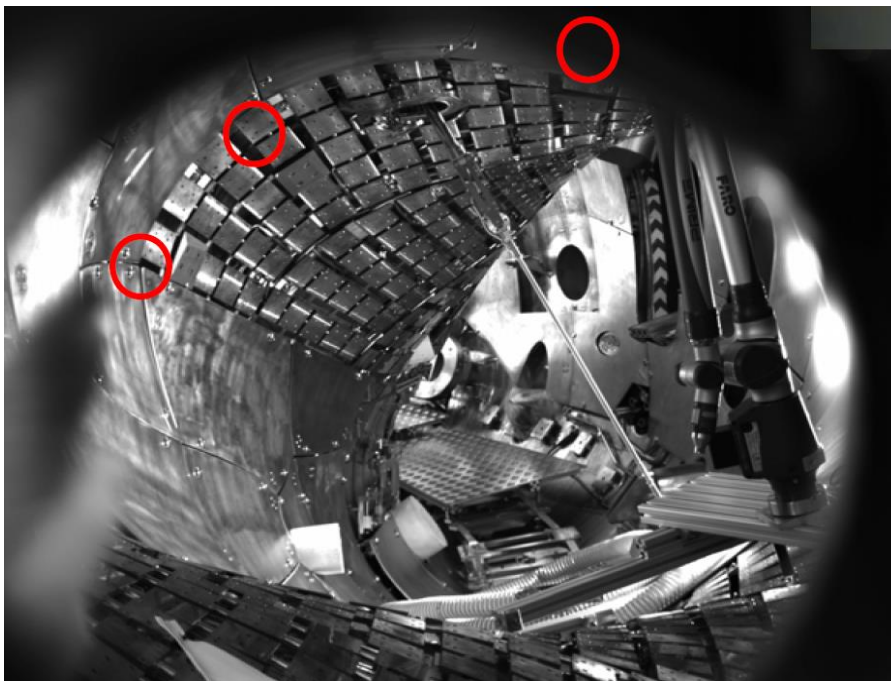


*23. ábra Fotómontázs a stroboszkopikus felvételről. Az előtérben, közepén lévő szürke téglalap mutatja az egyedi pelletfelhőkről készült rövid expozíciós idejű képeket, a háttérben pedig egy hosszú expozíciós idővel készült kép található ugyanarról a nézetről, melyen a berendezés HFS oldalának faltéglái is láthatóak. Azért volt szükség montázs készítésére, mert a pelletfelhők annyira fényesek, hogy nagyon rövid expozíciós idővel kell róluk felvételeket készíteni ahhoz, hogy azok ne legyenek túlexponáltak. Ekkor azonban a falelemek a felvételeken nem látszódnak. A montázzsal azonban az olvasó egyszerre láthatja a berendezés belső falát, és a pelletfelhők pozícióját is a nézeten belül.*

### **A W7-X-en működő, tízcsatornás kamerarendszer**

A legújabb, legmodernebb kamerarendszer a 2015 év végén elindult Wendelstein 7-X sztellarátorra felszerelt, tízcsatornás, intelligens kamerarendszer, melynek kamerái a Wigner Fizikai Kutatóközpontban fejlesztett eseménydetektáló gyorskamerák (Event Detection Intelligent Camera – EDICAM [56] [57]). Ezek a kamerák kifejezetten a W7-X-hez lettek kifejlesztve, hogy annak

áttekintő diagnosztikai, valamint alapvető berendezésbiztonsági feladatait elvégezzék, ennek megfelelően a kamerarendszer gyakorlatilag a tóruszkamra belsejét teljes egészében átlátja (egy kamera képét a 24. ábra, a tíz kamera elhelyezkedését a tóruszon belül pedig a 25. ábra mutatja). A fejlesztésnél fontos követelmény volt, hogy a rendszer kibírja a berendezésben létrehozott mágneses teret, illetve az ott keletkező gamma- és neutronsugárzást. A kamerák intelligens, eseményvezérelt képképzést valósítanak meg, ugyanis a kiolvasás csak azokon a területeken (Regions of Interest – ROIs) történik, ahol, és amikor előre definiált események történhetnek. Ezeket az eseményeket vagy a nézet geometriájának ismeretében (például ismerjük a falelemek helyzetét a kamera képen, és ezekhez definiálunk egy fényességszintet, ami fölött elkezdődik a nagyfrekvenciájú felvétel), vagy az esemény tulajdonságainak ismeretében (például pelletbelövés esetén a pellet körül kialakuló felhő annyira fényes, hogy minden mást elnyom és az egymás után következő képek átlagfényessége ugrásszerűen megnő) definiálhatjuk. A kamera szenzora egy 1,3 MP-es, CMOS szenzor, mely a teljes képet maximum 400 Hz-en tudja kiolvasni, leggyorsabb elérhető sebessége pedig 60 kHz. A szenzor érdekessége, hogy képes a nemdestruktív kiolvasásra (nondestructive read), mely lehetővé teszi, hogy egyszerre több ROI-t, különböző frekvenciával olvassunk ki (lásd 26. ábra).

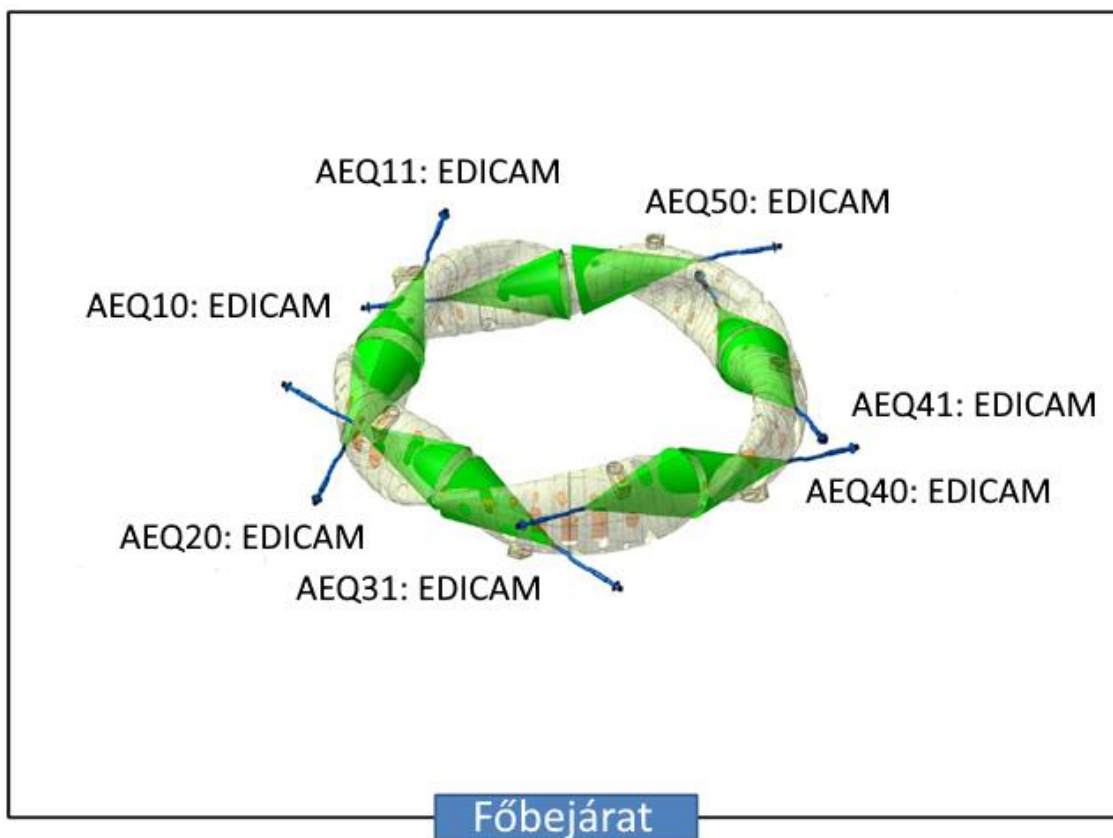


24. ábra A W7-X-en felszerelt egyik EDICAM által érzékelt kép a tóruszkamra belsejéről. A piros körök kamerák térbeli a kalibrációjához használt LED-ek helyét jelölik.

A nemdestruktív kiolvasás lényege tehát az, hogy – a hagyományos szenzorokkal ellentétben – a képadat kiolvasás után a szenzorban marad egészen annak explicit törléséig. Így a szenzor adatai az



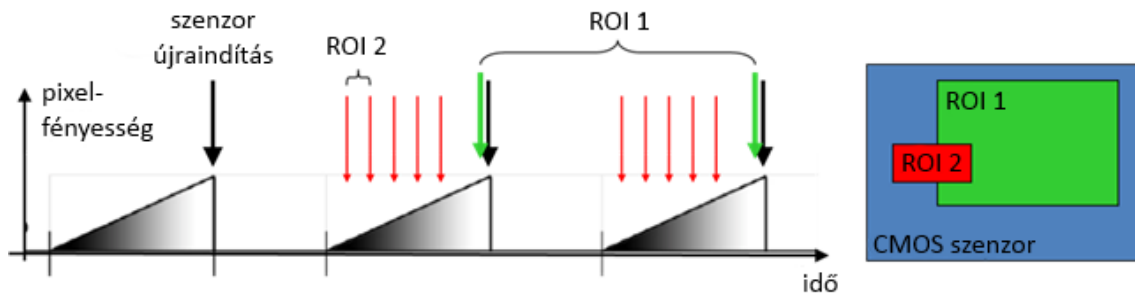
expozíció készítése közben – tehát több különböző frekvenciával és több különböző régióból – is kiolvashatóak.



25. ábra A kamerarendszer kameráinak elhelyezkedése a tóruszon belül. A zöld kúpok jelzik a kamerák fénygyűjtési tartományát. Látható, hogy a tórusz nagy részét belátja a kamerarendszer.

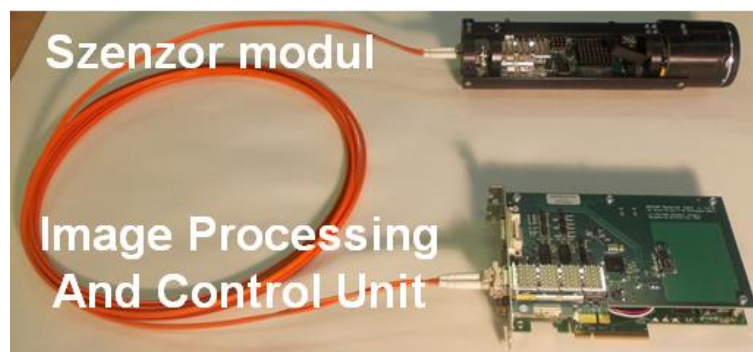
Mivel – mint fentebb említettem – fontos követelmény volt, hogy a kamerák kibírják a berendezésben létrehozott a mágneses teret, illetve az ott keletkező gamma- és neutronsugárzást, ezért a kamera két részből áll (lásd 27. ábra). Az egyik része a szenzor modul (SM), mely csak a képalkotáshoz legszükségesebb elektronikai elemeket tartalmazza és optikai kábelen keresztül csatlakozik a kamera másik részéhez, melyet képfeldolgozó és –kontrolláló egységnek (Image Processing and Control Unit – IPCU) hívunk. Az IPCU a rendszer legfontosabb része. Ez az egység felelős a kamera „intelligens” képességeiért, ez végzi el ugyanis a képek valós idejű feldolgozását, észleli az előre definiált eseményeket, az észlelt események alapján triggereket képes kiküldeni a többi kamerának (és triggereket fogadni azoktól), vagy a berendezés biztonsági rendszerének, valamint az vezérli magát a kamerafejet is. A konstrukció így képes ellenállni a mágneses térnek (körülbelül 3 T-ig), valamint a berendezés tervezett neutron- ( $10^{19}$  n/év) és gammafluxusának [58]. A tesztek során a kamera 1,16 óra alatt 23,5 Gy gammasugárzást kapott, mely mindössze a dinamikus tartomány csökkenésével járt.

A működés első fázisában a szenzort érő sugárzás a W 7-X-en a szimulációk alapján 260 mGy/óra, azaz a kamera ennek teljes mértékben képes ellenállni.



26. ábra Az EDICAM többszörös ROI kiolvasásának szemléltető ábrája. Az ábrán annak diagramját láthatjuk, hogy hogyan olvasunk ki két ROI-t, eltérő sebességgel, miközben az expozíció tőlük függetlenül zajlik. Az ábra bal oldalán a szürke háromszögek az expozíciós ciklust szemléltetik. Az expozíciós ciklus végén újraindítjuk a szenzort (nullázódnak a pixelértékek), ám egy ilyen ciklus alatt nem kell feltétlenül kiolvasni a szenzor tartalmát (lásd első expozíció). A piros nyilak jelölik az ábra jobb oldalán pirossal jelölt régió kiolvasását, amely – mint látható – egy expozíciós ciklus alatt többször is megtörténik. A zölddel jelzett másik ROI-t expozíciós ciklusonként csak egyszer, a ciklus végén olvassuk ki, közvetlenül a szenzor újraindítása előtt.

A rendszer elsődleges feladata a plazmából érkező, látható fény megfigyelése, és a berendezés biztonságának biztosítása. Ezen felül használható még a mágneses tér fluxusfelületeinek mérésére, valamint gyors események, illetve a plazmaturbulencia vizsgálatára. A rendszer igen jó térbeli felbontással rendelkezik, akár 2 mm-es távolságot is képes felbontani, 7 m távolsáig. Ezt úgy érjük el, hogy a kamera egy pinhole-on keresztül néz közvetlenül a plazmára, a fókuszálást speciális pinhole objektívek segítségével végezzük el. Ezen felül igen flexibilis, bármikor hozzáadhatóak más kamerák vagy image guide-ok is. Mivel a berendezés belseje felőli oldal vízhűtéssel van ellátva, ezért a kamerák képesek a folyamatos üzemre is, mely jelen berendezés esetében körülbelül félórás működést jelent.



27. ábra Az EDICAM felépítése.

## 2. Pelletek

Általános esetben pelletnek nevezzük az apró (néhány mm-es méretű) szilárdtest darabkákat. A fúziós plazmákban alapvetően kétféle pelletet használunk. Az első típus a fagyasztott, más néven kriogén pellet. Anyaga lehet hidrogénizotóp (többnyire deutérium, vagy hidrogén), de ritkábban és különleges célokra használnak például neont vagy argont is. Mivel ez utóbbi pelletek nem témái a dolgozatnak, ezért a továbbiakban a kriogén pellet kifejezés alatt mindig valamely hidrogénizotóp pelletet értek. A másik pellettípus valamely szobahőmérsékleten szilárd anyagból lévő pellet, ezek elsősorban fém- (pl. lítium, alumínium), vagy szén-, szénhidrogén pelletek.

Toroidális geometriájú berendezések esetén pelletek alapvetően két irányból érkehetnek a belövés után, ezek pedig a nagyobb mágneses terű oldal (High Field Side – HFS; ez a tórusz középpontjához közelebbi része a vákuumkamrának egy adott toroidális metszetenél), illetve az alacsonyabb mágneses terű oldal (Low Field Side – LFS; ez a vákuumkamra tóruszközépponttól távolabb eső része egy adott poloidális metszetenél). A plazma szélének diagnosztikai célú vizsgálatára mindkét oldal alkalmas, ám bebizonyosodott, hogy a későbbiekben, a Pelletfelhő driftek fejezetben részletezett gradB drift jó hatással van az üzemanyagpelletek bejuttatására, amennyiben az a HFS felől történik [27].

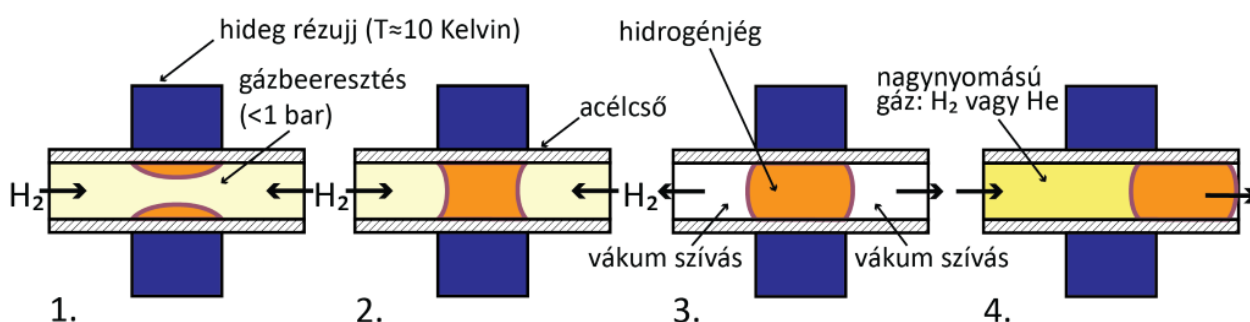
A kriogén pelleteket használják a kísérletek során a leggyakrabban, elsősorban üzemanyag-utánpótlásra, illetve a plazmainstabilitások kontrollálására. A szobahőmérsékletű pelleteket ritkábban, általában speciális diagnosztikai célokra [59], vagy a plazmaösszeomlás (diszrupció) hatásainak csökkentésére [60], illetve a pellet-plazma kölcsönhatás tanulmányozására [61] [62] használják leginkább. Az utóbbi időben azzal is kísérleteznek, hogy hogyan lehet a berendezések falát lítium pelletek belövésével [63] [64] [65] kondicionálni. A szobahőmérsékleten szilárd pelletek tipikus mérete a  $\mu\text{m}$  – cm-es tartományon helyezkedik el. A kriogén pelletek minimális mérete (gyártástechnológiai és anyagszerkezeti okok miatt) az 1 mm körüli tartományban van. Ez a mérettartomány nagyságrendileg  $10^{20}$  db atomot jelent, amely már összemérhető a plazma anyagtartalmával, így a kriogén pelletek alkalmazása során számolhatunk a plazma erős perturbációjával, ellentétben a szobahőmérsékletű pelletekkel, melyeknél a gyártási technológia lehetővé teszi egészen kis anyagmennyiség plazmába juttatását is (például alumínium mikropelletek esetén sikerült  $13 \mu\text{m}$ -es sugarú,  $5 \cdot 10^{14}$  részecskét tartalmazó, azaz körülbelül  $0,02 \mu\text{g}$  tömegű pelletet a plazmába juttatni [61]). A pelleteket általában valamilyen belövőrendszerrel juttatják a plazmába (lásd következő fejezet), a belövés tipikus sebességtartománya 100-1000 m/s. Mivel munkám során kizárólag kriogén pelletekkel foglalkoztam, ezért a fejezet további részében csak erről a típusról fogok írni.

## 2.1 Pelletbelövő rendszerek

Ebben a fejezetben a két leggyakrabban használt pelletbelövő rendszer működését mutatom be, az egyik a gázpuska (gas gun), vagy más néven gázsodró puska (blower gun) – összefoglaló nevükön pneumatikus belövőrendszerek –, a másik pedig a centrifuga típusú pelletbelövő rendszer. A pelletbelövő rendszerek speciális technológiát képviselnek, melyeket mindig az adott konkrét berendezéshez igazítanak, ezért berendezésenként kissé eltérő a pontos felépítésük. Azonban az esetek nagy többségében a fentebb említett két kategória egyikébe besorolhatóak.

### 2.1.1 Pneumatikus belövő

A gázsodró puska (blower gun) típusú pelletbelövő rendszerek pneumatikus úton juttatják a pelletet a plazmába, egy körülbelül 30-40 bar nyomású gázimpulzussal. A pellet jóval kisebb átmérőjű, mint a cső, amiben halad, így a gáz nem maga előtt tolja, hanem magával ragadja a pelletet, innen ered a blower gun elnevezés és ebben különbözik a gázpuskától, hiszen utóbbinál a pellet átmérője megegyezik a cső átmérőjével, amelyben halad. A pneumatikus rendszerek előnye, hogy viszonylag kisméretű pelleteket, nagy ismétlési frekvenciával (több tíz Hz), viszonylag kis sebességgel (<300 m/s) tudnak belőni, így használatukkal főleg a plazma széle és az ottani pellet-plazma kölcsönhatás vizsgálható. Hátrányuk, hogy használatuk során a plazmába nemkívánatos gázbeeresztés történik, amely azonban megfelelő kiegészítő vákuumtechnika alkalmazásával jelentősen csökkenthető. A legegyszerűbb gázpuska típusú berendezés sematikus felépítését az 28. ábra mutatja. A pellet kilövése a következőképpen történik.

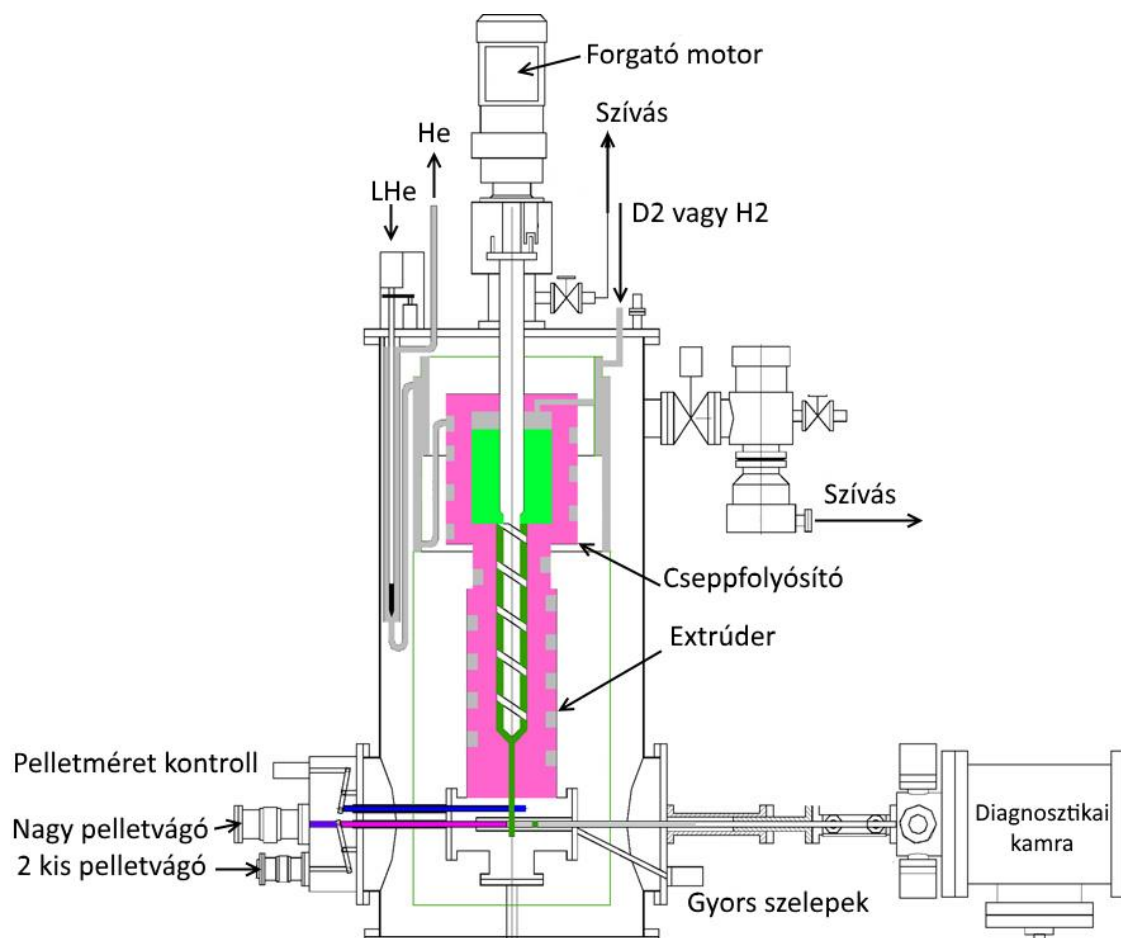


28. ábra A legegyszerűbb gázpuska típusú pelletbelövő sematikus rajza. 1) Hidrogéngáz beeresztése és hűtés. 2) Jégdugó képződése. 3) A maradék gáz elszívása. 4) A cső melegítése és nagy nyomású gáz beeresztése, a pellet kilövése.

Először hidrogéngázt eresztenek be egy hűtött acélcsőbe. A hűtés hatására a hidrogén megfagy, a csőben jégdugó képződik. A jégdugó képződése után a hátramaradt gázt elszívják, majd a csövet

néhány fokkal felmelegítik, hogy a hidrogéndugó jobban el tudjon válni tőle, végül nagy nyomású gázt eresztnek a csőbe, melynek hatására a pellet felgyorsul, és kilöködik a cső végén. E berendezéstípussal egyszerre egy pelletet lehet csak kilőni, az ismétlési frekvenciája néhány percenként egy pellet [66].

A gázsodró puska (blower gun) típusú pelletbelövő rendszert részletesebben a Joint European Torus (JET) tokamakon használt nagyfrekvenciájú pelletbelövő (High Frequency Pellet Injector – HFPI [67]) segítségével mutatom be (lásd 29. ábra).

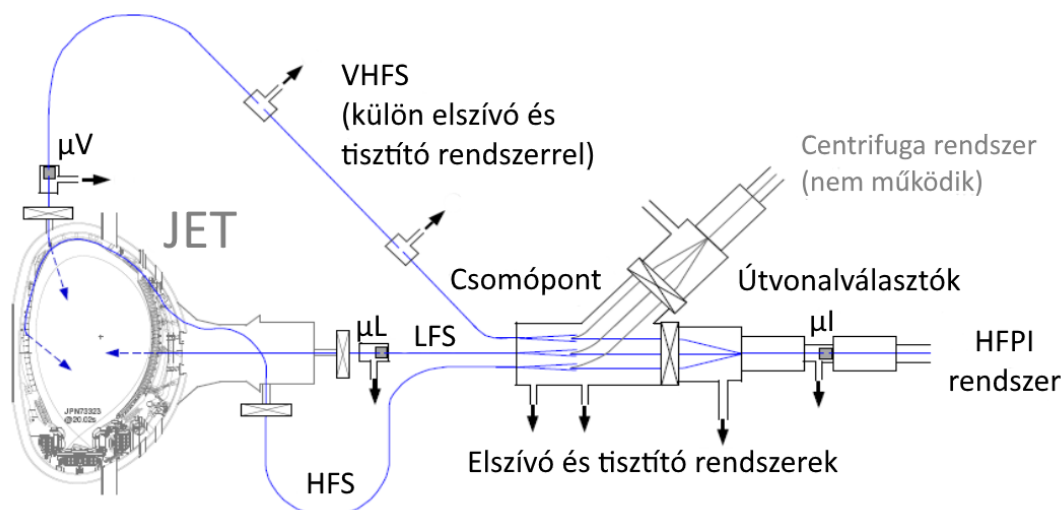


29. ábra A JET HFPI vázlatos rajza.

Ennek a belövőnek az a különlegessége, hogy különböző méretű (instabilitások kontrollálására használt „kis” ( $1 - 2 \text{ mm}^3$ ), és üzemanyagutánpótlásra használt „nagy” ( $35 - 70 \text{ mm}^3$ )) pelleteket is képes a plazmába juttatni, még hozzá három különböző útvonalon (LFS, HFS és a függőleges HFS (vertical HFS – VHFS) útvonalon is – lásd 30. ábra). A kis pelleteket maximum 60 Hz-cel és 50-200

m/s-os sebességgel, a nagyokat pedig legfeljebb 15 Hz-es ismétlési frekvenciával és 100-500 m/s-os sebességgel lehet a plazmába juttatni.

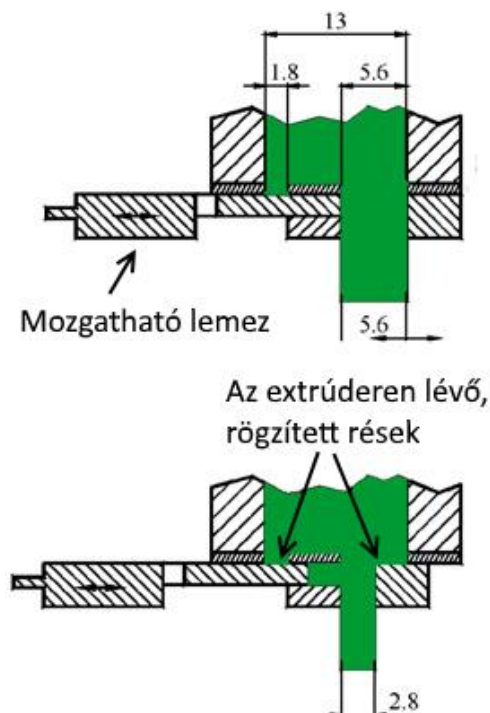
A jégrúd előállítására itt csavar típusú extrúdert használnak, mely folytonos üzemmódban  $1500 \text{ mm}^3/\text{s}$  hidrogén, vagy deutérium jég előállítására képes megbízhatóan, korlátlan ideig. Ez igen jelentős teljesítmény, mert a ma használt extrúderek nagy része körülbelül száz pellet előállítására képes feltöltésenként. Az extrúderbe folyamatosan áramlik a deutérium-, vagy hidrogéngáz, melyet cseppfolyósítanak egy folyékony héliumhűtésű kamrában. A cseppfolyósítás után az anyag egy menetes csavarba áramlik, ahol megfagy, és a csavar forgatásával összetömörödik, létrejön egy folytonos jégrúd, melyből a beállításoknak megfelelően a pelletvágók valamelyike vág le egy pelletet, amit aztán pneumatikus úton a gyors (elektromágneses) szelepek használatával gyorsítanak. A gyorsítást végző gáz hélium, maximum 20 bar nyomással.



30. ábra A JET tokamakon működő pelletbelövési pályák. A  $\mu I$ ,  $\mu L$  és  $\mu V$  jelek rendre a pellet megérkezését, a pellet méretét és a pellet sebességét meghatározó mikrohullámú üregeket (microwave cavity) jelölik.

A pelletek méretre vágását két, egymás alá helyezett, egymáson elcsúsztatható lemezzel oldják meg (31. ábra). A lemez első fokozatán két lyuk foglal helyet, egy 1,8 mm átmérőjű (a kis pelletek előállításához), valamint egy 5,6 mm átmérőjű (a nagy pelletekhez). Az extrúderből a jég ennek a lemeznek az aljához érkezik, a megfelelő rést kinyitva pedig a jégrúd átmérője beállítható. A második lemezen szintén ilyen méretű lyukak találhatóak, ez a lemez azonban elmozgatható a fenti részhez képest, így segítségével tovább finomhangolható a nagy és a kis pelletek mérete (lásd 31. ábra). Kis pelletek esetén 0,9 mm, nagy pelletek esetén pedig 2,8 mm a jégrúd legkisebb kialakítható átmérője.

A pellet hosszát pedig úgy határozzák meg, hogy a megfelelő hossz elérésénél az éles szélű lemez egyszerűen elvágja a jégrudat.



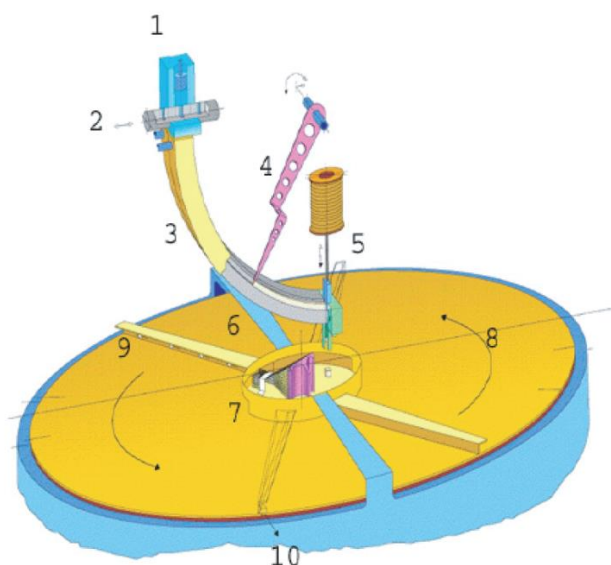
31. ábra A JET HFPI pelletméret extrúderének szelektáló megoldása. Zölddel a deutérium jeget jelöltem. Felül látható a fix részen átpréselt jég, a finomhangoló lemez teljesen nyitott állása mellett. Így állítható elő a legnagyobb, 5,6 mm-es átmérőjű pellet. Alul: a finomhangoló lemez segítségével elérhető legkisebb „nagy” pelletméret előállítás, mely 2,8 mm átmérőjű. Bár az extrúderrel „nagy” (maximum 5,6 mm-es átmérőjű), és „kicsi” (maximum 1,8 mm átmérőjű) pelleteket is elő lehet állítani, jelen ábra csak a „nagy” pelletekhez tartozó ágot mutatja be.

A nemkívánatos gázbeeresztést – azaz a csőrendszerben a pelletek fogyásának következtében létrejövő, illetve gázpuska típusú belövő használata esetén a hajtógáz plazmába jutását – úgynevezett tágulási tartályokkal oldják meg, melyek a pellet pályájának egy nyílt szakaszát veszik körbe, és amelyek által kialakított térfogatot vákuumszivattyúkkal szívják. Így, miután a bejuttatott gáz felgyorsította a pelletet, még azelőtt elszívásra kerül a rendszerből, hogy a pellet elérné a plazma határát.

## 2.1.2 Centrifuga

A centrifuga típusú pelletbelövő rendszerek legnagyobb előnye, hogy nagy sebességű pelletek juttathatók a plazmába a kis mérettől a legnagyobb méretűekig, nemkívánatos gázbeeresztés nélkül. Ezen kívül ELM-triggerelésre is alkalmasabbak, mint a gázpuska típusú injektorok, mivel a belőtt

pelletek sebességének nincs akkora szórása, és sokkal egyenletesebb belövési gyakoriság biztosítható, mint az előbbi rendszerek esetén. Hátrányuk, hogy a berendezés felépítése bonyolultabb, megépítéséhez nagyobb precízió szükséges, mint a pneumatikus rendszerek esetén. Azonban egy jól megépített és megfelelően beállított centrifuga típusú berendezés üzemeltetése sokkal kiegyensúlyozottabban végezhető, mint egy hasonló képességekkel rendelkező pneumatikus belövőé. A centrifuga típusú pelletbelövő sematikus felépítését az 32. ábra mutatja.

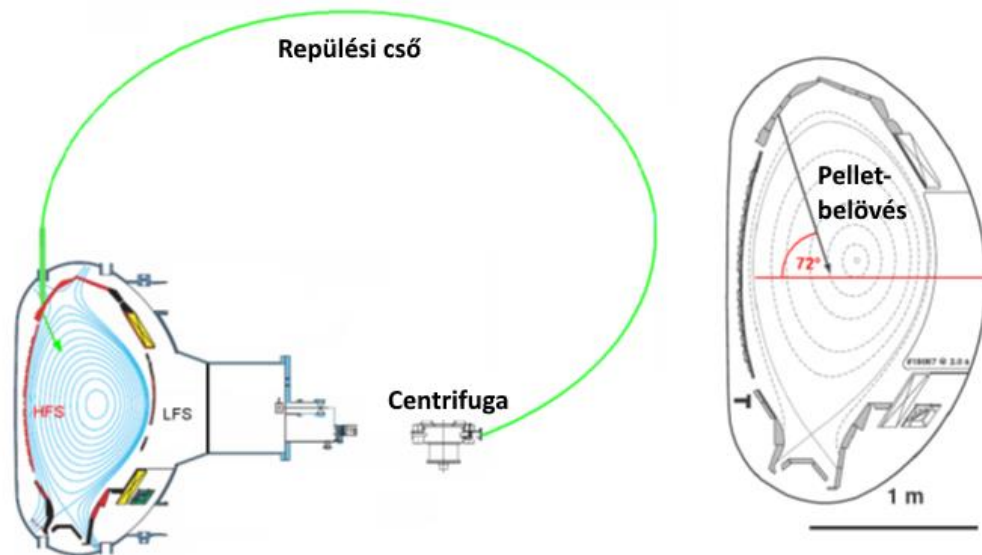


32. ábra A centrifuga típusú pelletbelövő vázlatos rajza. 1) Extrudáló kriosztát. 2) Présfűvókák. 3) Tároló kriosztát. 4) Tolókar. 5) Vágókar. 6) Üzemanyagrúd. 7) Pozícionáló henger. 8) Gyorsítási terület. 9) Külső gyorsítókar. 10) Pellet kimenet.

A centrifuga működése a következőképpen történik. 1) Először a jégrudat állítják elő az extrudáló kriosztátban. A folyamat során hidrogéngázt eresztenek be egy kívülről folyékony héliummal körülbelül 5 K hőmérsékletűre hűtött fém csőbe. A beérkező gáz lecsapódik a cső falán, majd megfagy, jéghengert képezve a csőben. 2) Ezután a jégrudat keresztülnyomják a megfelelő méretű, valamivel melegebb, körülbelül 13-14 K hőmérsékletű présfűvókán, ahonnan a 3) tároló kriosztátba kerül. Innen egy 4) tolókar folyamatosan adagolja a jégrudat, melyet az 5) vágókar vág le a megfelelő méretűre. Ezek után a pelletet egy belső kar a 7) pozícionáló hengerig gyorsítja, mely nem forog együtt a centrifuga többi részével. Célja, hogy a pellet mindig ugyanannál a pozícionál hagyja el a centrifugát. Ezt úgy lehet elérni, hogy a hengeren egy rés található, melyen a pellet csak a 9) gyorsítókar egy adott pozíciójánál tud elhagyni. Ezen henger hiányában a pelletek sokkal nagyobb sebesség- és irányszórással hagynák el a centrifugát, mely a belövő működési megbízhatóságát csökkentené.



Az ASDEX Upgrade tokamakon üzemelő centrifuga típusú pelletbelövő rendszer [68] a tokamak HFS oldala felől lövi be a pelleteket, melyek egy úgynevezett „pellet hurkon” keresztüljutnak a berendezésbe (lásd 33. ábra). Ennek célja, hogy a nagy sebességre gyorsított pelletek minél kisebb sérüléssel és minél kisebb anyagvesztéssel jussanak el a plazmáig. Ezért a pelleteket a berendezéssel ellenkező irányba lövik ki, ahonnan egy 17 m hosszú, elliptikus repülési cső segítségével vezetik vissza őket a HFS felé. A pálya úgy van kialakítva, hogy a lehető legnagyobb elérhető görbületi sugara legyen, így biztosítva, hogy a pelletre ható centrifugális erő (mely a pelletek rossz hőszigetelését okozza) a lehető legkisebb legyen. Azért is fontos a pelletre ható kényszererőket csökkenteni, mert a hidrogénjég nem túl stabil, szivacsos, hógolyószerű struktúrába rendeződik, ennek eredményeképpen igen könnyen szakadnak le róla részecskék, a pellet maga könnyen fragmentálódik.



33. ábra Balra: Az ASDEX Upgrade HFS oldali repülési csövének és a belőtt pelletek pályájának sematikus rajza; jobbra: a pelletek tervezett útja a plazmában.

A belövővel egy lövésben maximum 110 db pellet lőhető be a plazmába maximum 83 Hz-es ismétlési frekvenciával. A pelletek mérete és sebessége viszonylag széles tartományon változhat. A centrifuga által előállított pelletméretek:  $[2,94; 4,35; 7,35] \text{ mm}^3$ , melyek részecsketartalma rendre  $[1,6; 2,6; 4,0] \times 10^{20} \text{ D atom}$ . Az általánosan használt sebességtartományok: 240/255, 560/600, 880 és 1000 m/s. A pelletek anyagának fogyása a sebesség függvényében: 45%, 55%, 70% és 80% a fentebb megadott sebességtartományoknál [21]. A pelletek anyagának fogyását azért szükséges számantartani, mert a pelletsugárban 1 mm-es bizonytalanság körülbelül  $10^{19}$  db részecskének felel meg, mely összemérhető a plazma legkülső tartományának, a zárt mágneses felületeken már kívül elhelyezkedő Scrape-Off Layer (SOL) anyagtartalmával.

## 2.2 Pelletabláció és driftek

Ebben a fejezetben először a pelletek ablációjával kapcsolatos jelenlegi ismereteinket tekintem át, majd rátérek néhány fontosabb pelletablációs modell ismertetésére. A továbbiakban a kriogén deutérium és hidrogén pelletek ablációját fogom ismertetni, hiszen munkám során ezzel a pellet-típussal foglalkoztam. Ablációnak nevezzük a pellet anyagának fogyását a forró plazmában. Ez egy igen komplex, és széles körben vizsgált folyamat, mely mind analitikusan, mind numerikusan nehezen kezelhető, hiszen a folyamat során fellépő sűrűség- és hőmérséklettartományok több nagyságrendet fognak át. A pelletfelhő hőmérséklete az 1 eV-os nagyságrendbe esik, míg a plazmáé a 100 eV – 10 keV tartományban található. A plazma sűrűsége tipikusan  $10^{19} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , míg a körülbelül  $\text{mm}^3$  térfogatú pellet felhőjének sűrűsége közepén, a pellet közvetlen közelében  $10^{23} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$  nagyságrendű, azaz jelentős sűrűség- és hőmérséklet-perturbációt jelent a háttérplazmában.

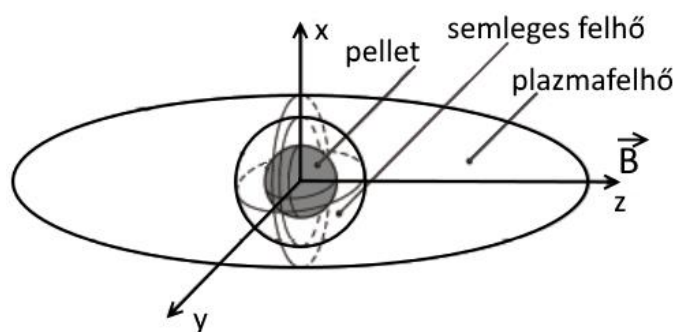
Az abláció során a pelletről semleges részecskék válnak le a háttérplazmából érkező hőfluxus hatására. A bejövő hőt főleg elektronok közvetítik, mivel a nagy tömegkülönbség miatt azonos hőmérsékleten mozgékonyabbak, mint az ionok. Mivel a tipikus plazmahőmérsékletek (néhány keV) és a mágneses összetartású berendezésekben szokásos néhány Tesla erősségű mágneses tér esetén az elektronok Larmor-sugara az 50  $\mu\text{m}$ -es tartományba esik, ezért a hőfluxus jó közelítéssel a mágneses erővonalak mentén érkezik.

A 100-1000 m/s sebességű, néhány K hőmérsékletű pellet akkor kezd jelentősen ablálódni, amikor eléri a szeparátrixot, azaz azt a határt, ahol a plazma már az önmagukba záródó mágneses felületeken belül helyezkedik el. A plazma hőmérséklete itt az ASDEX Upgrade tokamakban 100 eV körüli. Ekkor nagyon gyorsan (néhány száz ns) alatt kialakul körülötte egy semleges atomokból álló, gömbszimmetrikus felhő, mely gömbszimmetrikusan tágul, és amely teljesen leárnyékolja a pelletet a további beérkező hőfluxus elől – ezzel egyúttal a plazmát is hűti – és jelentősen megnöveli a pellet élettartamát. E felhő átlagos sűrűsége igen nagy (tipikusan  $10^{22}$ - $10^{23} \text{ m}^{-3}$ , szemben a plazma  $10^{19}$ - $10^{20} \text{ m}^{-3}$ -es sűrűségével), hőmérséklete viszont csak néhány elektronvolt.

A bejövő elektronok nemcsak a hőfluxusért felelősek, hanem elektronütközések gerjesztés révén gerjesztik is a felhőt alkotó atomokat, molekulákat. A felhő a fent említett gerjesztés, a fékezési sugárzás és rekombinációs folyamatok révén sugárzást bocsát ki. A semleges felhőt alkotó molekulák az ütközések és a hőfluxus következtében disszociálnak, majd ionizálódnak. Az így keletkezett ionokra és elektronokra hat a plazmát összetartó mágneses tér, így a töltött részecskék elmozdulnak a mágneses erővonalak mentén, ennek következtében az ionizált felhő egy az erővonalak mentén

elnyúlt alakot vesz fel, melynek egy kis része a látható tartományban is megfigyelhető a fentebb említett rekombináció miatt, illetve azért, mert az ionok magukkal sodorják a semleges atomok egy részét is (34. ábra). Bizonyos feltételek teljesülése esetén ez az ionizálódott felhő „leragadhat” a mágneses erővonalak mentén, nem követve tovább a pelletet és a semleges felhőt.

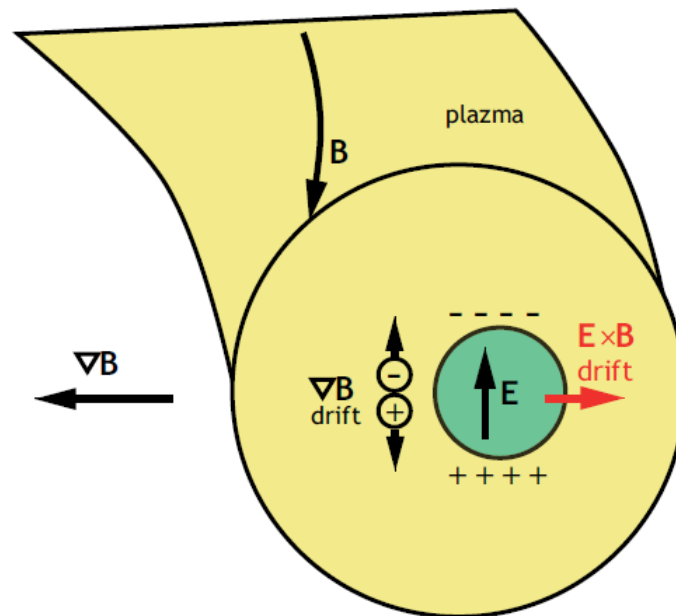
Egy úgynevezett elektromos dupla potenciál is kialakul, melyet az elektronok és az ionok mobilitáskülönbsége hív életre. A háttérplazma elektronjai ugyanis a hőfluxus mellett töltéseket is szállítanak a pelletfelhő felé – hiszen az elektronok ugyanolyan hőmérsékleten mozgékonyabbak, mint az ionok –, s ez a töltéstöbblet létrehoz egy elektromos teret a felhőben. A fenti folyamat során háttérplazma részecskéi a felhőben a felgyülemlett töltéshordozókkal együtt hozzák létre az előbb említett elektrosztatikus dupla potenciált a pelletfelhő és a háttérplazma találkozásánál, amely a háttérplazma elektronjainak egy részét visszaveri, a felhőbe lépő elektronokat pedig enyhén gyorsítja. Valamint, mivel a plazmát összetartó mágneses tér is inhomogén, a plazmában mozgó töltött részecskék többféle driftmozgást is végezhetnek, ezekről szól a következő alfejezet.



34. ábra A pellet és a körülötte kialakuló semleges felhő, valamint a hideg, az erővonalak mentén szétterjedő plazmafelhő.  $B$  jelöli a mágneses teret.

### 2.2.1 Pelletfelhő driftek

A pelletfelhő változását vizsgáló gyorskamerás kísérletekben megfigyelték, hogy a pelletfelhő egy része rendszeresen leválik a fő felhőről a plazmában [69] [70] [71]. Ez egy igen gyors folyamat (a  $\mu\text{s}$ -os skálán játszódik le), a leválás sebessége körülbelül egy nagyságrenddel nagyobb, mint a pelletsebesség. Az elmozduló felhőcske ráadásul csak rövid ideig látszódik, hiszen a fő felhőt elhagyva nagyon gyorsan felmelegszik, atomjai ionizálódnak, ekkor pedig a felhőcske már nem látszik a látható tartományra érzékeny kamerák felvételein.



35. ábra A mágneses tér inhomogenitása miatt kialakuló polarizáció, illetve az ennek következtében kialakuló  $E \times B$  drift. (A mágneses tér a papír síkjából kifelé mutat, így alakul ki a berajzolt elektromos tér.)

A pelletfelhő mozgását vizsgálva az alábbi következtetésekre juthatunk. Legegyszerűbb esetben – vákuumot, homogén mágneses teret és semleges atomokból álló felhőt feltételezve – a pellet felhőjére semmilyen erő nem hat, így az együtt mozog a pellettel. Amennyiben a felhőben vannak töltött részecskék is (tehát a felhő részben, vagy teljesen ionizált), azokra a Lorentz-erő hat, mely a különböző előjelű töltések ellenkező irányba mozognak, azaz megindul a töltések szétválása, a felhő polarizálódik, benne  $\mathbf{E}$  elektromos tér ébred, melynek értéke

$$\mathbf{E} = \mathbf{v}_p \times \mathbf{B}, \quad (2.1)$$

ahol  $\mathbf{v}_p$  a pellet sebessége,  $\mathbf{B}$  pedig a mágneses tér [72].

Ez az elektromos tér a mágneses térrel együtt létrehoz egy  $E \times B$  driftet, melynek nagysága és iránya is megegyezik a pelletével, tehát a felhő továbbra is együtt fog haladni a pellettel. A töltött részecskék és a pellet sebessége tehát azért fog megegyezni, mert az  $E \times B$  driftben az elektromos tér értékét a pellet sebessége határozza meg. Ha a pelletfelhő nem vákuumban, hanem plazmában mozog, akkor a háttérplazma töltései olyan irányba fognak elmozdulni, hogy ennek az áramnak a hatását csökkentsék. A háttérplazma töltései által létrehozott áram – ha a plazma vezetőképessége elég nagy – rövidre tudja zárni a felhő polarizációs terét, ekkor a felhő lelassul, majd megáll. Lépünk tovább a fenti egyszerűsített képtől és tételezzük fel a mágneses tér inhomogenitását (ami toroidális berendezéseknél minden esetben fellép)! Ekkor a mágneses tér gradiense, valamint a (toroidális)

görbülete miatt fellépő polarizáció következtében kialakuló drifteket (melyek szintén töltésszétválást, ennek következtében az ExB drift irányának és nagyságának módosulását okozzák) már nem a pellet sebességének irányával fognak megegyezni, hanem minden esetben a nagysugár irányába, azaz „kifelé”, az LFS felé hajtják a driftelő felhőcskét (lásd 35. ábra). Megfigyeltek függőlegesen felfelé mutató irányú felhődriftet is [70], azonban ennek pontos hatásmechanizmusa még nem ismert.

A fent ismertetett felhődrifteken kívül különböző felhőinstabilitások is előállhatnak, ezért a valóságban lejátszódó folyamat természetesen sokkal összetettebb az itt ismertetett főbb lépéseknél. Több különböző numerikus és analitikus modell létezik a kriogén pelletek és a forró plazma kölcsönhatásának leírására, de a folyamat fentebb ismertetett bonyolultsága miatt olyan még nem született, amely egyszerre minden aspektusát megfelelő pontossággal tudná leírni a jelenségnek. Az alább ismertetett modellek a jelenség valamely fontos részét modellezik.

## 2.3 Pelletablációs modellek

### 2.3.1 Az NGS modell

Az abláció egyik legfontosabb paramétere az ablációs ráta, mely a pellet anyagának fogyasztát határozza meg. Üzemanyagutánpótlási szempontból két meghatározó jelentőségű paraméterrel karakterizálhatjuk a pelletbelövés hatékonyságát. Ezek közül az egyik a pellet behatolási mélysége, a másik pedig a pellet anyagának lerakódása a pelletpálya mentén. Mindkettő nagyban függ attól, hogy hogyan fogy a pellet anyaga a pályája mentén, ezért először azt a modellt mutatom be, mely a pelletet körülvevő semleges atomokból álló felhő árnyékoló hatását írja le, mely a leglényegesebb tényezőnek tűnik a pellet anyagfogyásának leírásában. Ez a modell egyszerűsége ellenére a mai napig az egyik legsikeresebb az ablációs ráta becslésében. A neve semleges árnyékolás (Neutral Gas Shielding – NGS) modell [73], mely a legrégebbi hidrodinamikai ablációs modellek egyike. A modell főbb feltevései a következők:

- A plazma részecskéi közül csak az elektronok által szállított hőfluxust vesszük figyelembe.
- Az elektronokat monoenergetikusnak tételezzük fel.
- Az energia a semleges pelletfelhő kör keresztmetszetűnek feltételezett felületét metsző mágneses erővonalak mentén érkezik a felhőre és a pelletre.
- A pellet felületéből kilépő részecskék semlegesek, tehát a mágneses tér nem hat rájuk.

- A pellet körül kialakuló semleges, gömb-szimmetrikus felhő a beérkező energiát szinte teljes mértékben elnyeli.
- A modell gömb-szimmetrikus, és
- statikus hidrodinamikai leírást használ.

A fenti kritériumok felhasználásával a megfelelő határfeltételek alkalmazása esetén a következő, hatványfüggvény alakú megoldást kapjuk az ablációs rátára ( $\dot{N}$ ):

$$\dot{N} = 1,12 \cdot 10^{16} \cdot n_e^{\frac{1}{3}} \cdot T_e^{1,64} \cdot r_p^{\frac{4}{3}} \cdot M_i^{-\frac{1}{3}}, \quad (2.2)$$

ahol  $r_p$  a gömb-szimmetrikus pellet sugara [ $cm$ ],  $M_i$  pedig a pelletet alkotó atomok tömege [ $AMU$ ].

### 2.3.2 Az NGPS modell

A Neutral Gas- and Plasma Shielding (NGPS) [74] [75] modell az NGS modell kiterjesztése, mely az alábbiakban mutat túl a korábbi leírás felvetésein.

- Az elektronok energiaeloszlását nem monoenergetikusnak, hanem Maxwell-Boltzmann-eloszlásúnak tekinti.
- Figyelembe veszi a semleges felhőn kívüli, a mágneses tér mentén elnyúlt hideg plazma (plazmoid) által megvalósított árnyékolást.
- Figyelembe veszi a plazma fűtése során keletkező nagyenergiás nyalábionokat és a fúziós folyamat során keletkező alfa-részecskék hatását.

A fentiekből következik, hogy a gyors ionok a hideg plazmoidon való áthaladás nélkül, közvetlenül is eljuthatnak a semleges felhőig, mivel a Larmor-sugaruk általában nagyobb, mint a hideg plazmacső átmérője. Bár az NGPS modell a pellet ablációjának egy fizikailag realiztikusabb leírását adja, maga a modell nem teljesen önkonzisztens, a különböző folyamatokat (semleges felhő árnyékolása, hideg plazma árnyékolása) külön kezeli. Ennek eredményeképpen a pelletek behatolási mélységének számolásánál kevésbé pontos eredményeket szolgáltat (reaktor-releváns plazmák esetén átlagosan körülbelül 15%-kal kisebb behatolási mélységet jósol), mint az NGS modell, mely utóbbi eredményei – mint korábban említettem – jó egyezést mutatnak a kísérleti tapasztalatokkal. Az NGPS modellt később a kísérleti eredményekre illesztett skálatörvény felhasználásával pontosították [76], ám az NGS modellnél még így sem sikerült sokkal pontosabb eredményeket kapni. Azonban utóbbival

összehasonlíthatóak az eredmények, ha az NGPS modellt a következő módon általánosítjuk és csak a háttérplazma hőmérsékletétől, sűrűségétől, valamint a pellet sugarától tesszük függővé. Ekkor az alábbi általánosított képletet kapjuk:

$$\frac{dr_p}{dt} \sim T_e^{\alpha(T_e)} \cdot n_e^{\alpha(n_e)} \cdot r_p^{\alpha(r_p)}. \quad (2.3)$$

Az NGPS modell segítségével számolt rátákra a fenti képletet illesztve a különböző NGPS modellek összehasonlíthatóvá válnak az NGS modellel. A tapasztalatok szerint a kitevőkben látható eltérések modelltől függően akár 100%-osak is lehetnek.

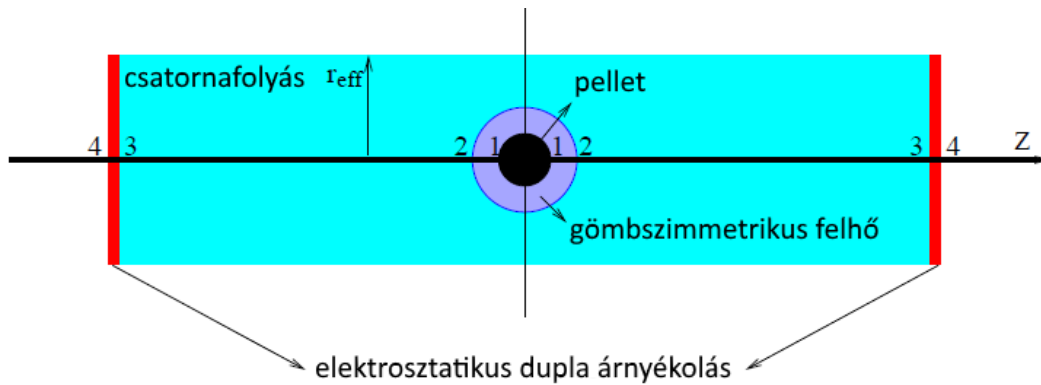
### 2.3.3 Numerikus szimulációk

A pelletek ablációjának leírására nem csak analitikus modelleket fejlesztettek ki az évek során, hanem több numerikus leírás is született. Ezek közül elsősorban a Lengyel Lajos és kollégái által az ASDEX Upgrade-nek is otthont adó németországi Garching-i Max Planck Institut für Plasmaphysik-ben európai együtt működés keretében kifejlesztett LLP-t [60], valamint ennek továbbfejlesztését, az úgynevezett hibrid [77] kódot ismertetem ebben a fejezetben. Röviden szót ejtek a mostanában egyre szélesebb körben elterjedő, nemlineáris magnetohidrodinamikai kódról, a JOREK-ről [78] is.

Az LLP kód három modulból áll. Az első modul egy másfél dimenziós, időfüggő magnetohidrodinamikai modell, amely a pelletfelhő mágneses térre merőleges – emellett a pellet pályájával párhuzamos – (1 D) és a mágneses térrel párhuzamos (0,5 D – mivel csak az előbb definiált merőleges irányban diszkretizál a modell) tágulását, lassulását és teljes megállását számolja ki<sup>2</sup>. Ez a modul meghatározza annak a csatornának a sugarát, amelyben a felhő az erővonalakkal párhuzamosan fog tovább tágulni. A második modul egy multi-Lagrange cellás modell, egy szintén időfüggő hidrodinamikai kód, amely a pellet ablációját, valamint a felhő erővonal menti tágulását számolja ki, ezt hívjuk csatornaáramlásnak (channel flow). A harmadik modul a pellet fentebb említett csatornákon történő áthaladását veszi figyelembe, különös tekintettel a pellet előtt keletkezett ionizált régiókon való áthaladásra. A háttérplazma elektronjainak energiaeloszlása Maxwell-Boltzmann-eloszlás. Amikor a pellet az egyik csatornából a másikba megy át, a felhő egy részét magával viszi. Ez szintén árnyékolást okoz, melynek meghatározása a modellben félempirikusan történik. A pellet addig halad keresztül ezeken a csatornákon, amíg az anyaga teljesen el nem fogy.

---

<sup>2</sup> A pelletek belövése az általam vizsgált összes (kísérleti és szimulációs) esetben a mágneses térre merőlegesen történt.



36. ábra A hibrid kód pellet- és pelletfelhő modellje. (1) A pellet. (2) A semleges atomokból álló, gömbszimmetrikus felhő. (3) Az ionizált felhő, mely megnyúlik az  $r_{eff}$  sugarú, henger alakú csatorna mentén (csatornafolyás). (4) A háttérplazma. A függőleges vörös vonal az elektrosztatikus dupla árnyékolást jelöli.

A hibrid kód annyiban egészíti ki az LLP kódot, hogy külön kezeli a pellet körül kialakuló, gömbszimmetrikus, semleges felhőt (az NGS modell alapján), és a csatornán belül, az erővonalak mentén elnyúló felhőrészt. Ez utóbbi anyagforrását a semleges felhő szélén ionizálódó részecskék adják. Így ez a modell a semleges felhőt, a csatornaáramlást, illetve az elektrosztatikus dupla potenciált [79] is figyelembe veszi, amelyet röviden a 2.2 fejezet elején már ismertettem (lásd 36. ábra). A fentebb ismertetett fejlesztésekkel a behatolási mélység számolásokat sikerült pontosítani, amelyek így jó összhangban vannak a kísérleti eredményekkel. A modell elsősorban közepes és nagy sebességű pelletek, valamint forró plazmák esetén használható sikerrel, hideg plazma, valamint kis sebességű pelletek esetén a szimuláció eredményeképpen kapott formula nem megfelelő eredményeket szolgáltat. A Hibrid kód által szolgáltatott eredményeket is össze lehet hasonlítani az NGS-moddal hasonlóan, mint az NGPS modellnél. Mivel ez a modell a pellet sebességét is figyelembe veszi, az alábbi képlettel adhatjuk meg benne az ablációt:

$$\dot{N} = 2,56 \cdot 10^{16} \cdot r_p^{1,03} \cdot v_p^{0,18} \cdot n_e^{0,42} \cdot T_e^{1,58}. \quad (2.4)$$

### **Pelletek és instabilitások**

Manapság egyre szélesebb körben használt nemlineáris MHD szimulációs kód a JOREK [78] is, mely nagyskálás instabilitások vizsgálatára alkalmas divertorral rendelkező tokamakokban. A kód poloidális irányban kétdimenziós Bézier-hálókon, toroidális irányban pedig a Fourier-reprezentáció alkalmazásával diszkretizálja a plazmát, a SOL-t és a divertort. A kiindulási mágneses teret a Grad-Shafranov egyenlet megoldásából számítja ki. A kód futtatása masszívan párhuzamos számítási környezetben is lehetséges. Alkalmas többek között az ELM-ek, a divertor hőterhelésének, a szennyezőtranszportnak, és a pelletekkel történő ELM-triggerelésnek a vizsgálatára is. Utóbbi



témakörben jelenleg nyitott kérdés ugyanis, hogy bár a pelleték plazmába lövésével az ELM-ek frekvenciáját bizonyos határig mesterségesen növelni lehet, az még nem bizonyított, hogy a maximális hőfluxust is lehet csökkenteni ily módon, mely a divertorelemek károsodásának lehetősége miatt igen fontos kérdés.

## 2.4 A pelletfelhők sugárzását leíró ütközéses-sugárzásos modell

A pelletfelhők sugárzásának kiszámítására egy ütközéses-sugárzásos atomfizikai modellt használtam fel (lásd [55] függeléke), mely figyelembe veszi a vonalas- és a fékezési sugárzást, valamint a rekombinációs sugárzást. A modellt a fenti hivatkozás alapján ismertetem, a következőképpen épül fel.

A modell homogén és izotróp plazmát feltételez, ebben az esetben a plazma részecskéi által a térfogategységként teljes kisugárzott teljesítmény ( $P_{tot}$ ) a következő integrállal írható fel:

$$P_{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} j_{\nu} \cdot \frac{1 - e^{-\tau_{\nu}}}{\tau_{\nu}} d\nu, \quad (2.5)$$

ahol  $j_{\nu}$  a  $\nu$  frekvenciájú sugárzás kibocsátási együtthatója. A  $\tau_{\nu}$  optikai mélységet a következőképpen definiáljuk:

$$\tau_{\nu} = L \cdot \kappa_{\nu} \cdot \left[ 1 - e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} \right], \quad (2.6)$$

ahol  $\kappa_{\nu}$  a fényelnyelési együttható (fotoabszorpciós koefficiens),  $L$  pedig a plazma karakterisztikus mérete (a látóirányba eső méret),  $h$  a Planck-állandó,  $k_B$  a Boltzmann-állandó,  $T$  pedig a hőmérséklet.

Amennyiben a fotonszóródást elhanyagoljuk, a fent bevezetett  $j_{\nu}$  és  $\kappa_{\nu}$  együtthatók a következőképpen írhatóak fel:

$$j_{\nu} = j_{\nu}^{k-k} + j_{\nu}^{sz-k} + j_{\nu}^{sz-sz}, \quad (2.7)$$

$$\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}^{k-k} + \kappa_{\nu}^{sz-k} + \kappa_{\nu}^{sz-sz}. \quad (2.8)$$

A felső indexekben jelzett k-k, sz-k és sz-sz jelzések rendre a kötött-kötött, szabad-kötött és a szabad-szabad átmenetű atomi folyamatokra vonatkoznak.

A gerjesztett állapotok populációját a [80] hivatkozásban közölt séma szerint számítjuk ki, ahol a gerjesztett állapotok között ütközéses-sugárzásos egyensúlyt tételezünk fel, az ionok arányát pedig a

Saha-egyensúly alapján becsüljük meg. A Saha-egyenlet megmondja egy gázban az ionok arányát adott hőmérsékleten, a következő képlet szerint:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \cdot \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} \cdot e^{-\frac{U_i}{k_B T}}, \quad (2.9)$$

ahol  $T$  a gáz hőmérséklete,  $n_i$  az ionok sűrűsége,  $n_n$  a semleges atomok sűrűsége,  $U_i$  az ionizációs energia, azaz az atom legkülső elektronjának eltávolításához szükséges energia, mely hidrogén esetén 13,6 eV. Az alábbiakban definiálom a (2.5)-(2.8) egyenletek jobb oldalán megjelenő mennyiségeket:

$$j_v^{k-k} = n_u \cdot A_{ul} \cdot g_v(v) \cdot h \cdot \nu_0 \left[ \frac{J}{m^3 \cdot s \cdot eV} \right], \quad (2.10)$$

$$j_v^{sz-k} = 1,76 \cdot 10^{11} \cdot n_z \cdot n_e \cdot f_{Maxwell}(v, T_e) \cdot \sigma_{rek}(h\nu, I_{pot}, n) \left[ \frac{J}{m^3 \cdot s \cdot eV} \right], \quad (2.11)$$

ahol  $n_u$  az átmenet felső szintjén lévő populáció,  $A_{ul}$  az átmeneti valószínűség,  $g_v(v)$  a Voigt-vonalprofil (lásd később),  $\nu_0$  pedig az átmenet frekvenciája.  $f_{Maxwell}(v, T_e) dv$  azon  $T_e$  plazmaelektron-hőmérséklethez tartozó elektronok száma, melyek sebessége  $v$  és  $v + dv$  közé esik,  $\sigma_{rek}(h\nu, I_{pot}, p_n)$  pedig a sugárzási rekombinációs hatáskeresztmetszet az ion  $p_n$  főkvantumszámához tartozó energiaszintnél, melynek ionizációs potenciálja  $I_{pot}$ . A sebesség ( $v$ ) és a  $h \cdot \nu$  közötti összefüggés a következő:  $1/2 \cdot m_e \cdot v^2 + I_{pot} = h \cdot \nu$ . A fentiek alapján a rekombinációs hatáskeresztmetszetet az alábbi összefüggéssel definiáljuk:

$$\sigma_{rek}(h\nu, I_{pot}, n) = 2,1 \cdot 10^{-26} \cdot p_n \cdot \frac{I_{pot}^2}{h\nu \cdot (h\nu - I_{pot})} [m^2], \quad (2.12)$$

$$j_v^{sz-sz} = 1,02 \cdot 10^{-17} \cdot z^2 \cdot n_z \cdot \frac{n_e}{\sqrt{T_e} \cdot h\nu} \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \left[ \frac{J}{m^3 \cdot s \cdot eV} \right], \quad (2.13)$$

$$\kappa_v^{k-k} = 1,1 \cdot 10^{-20} \cdot p_{n_i} \cdot f_{lu} \cdot g_v(h\nu) [m^{-1}], \quad (2.14)$$

$$k_v^{k-sz} = 7,9 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{p_n \cdot I_{pot}}{z^2 \cdot h\nu^3} [m^{-1}], \quad (2.15)$$

$$\kappa_v^{sz-sz} = 4,1 \cdot 10^{-33} \cdot z^2 \cdot n_z \cdot \frac{n_e}{T_e^{3,5}} [m^{-1}]. \quad (2.16)$$

A spektrális vonalprofilokat a  $g_v$  Voigt-profilokkal adtuk meg. Az alábbiakban bevezetjük a  $K(x, y)$  Voigt-függvényt az alábbi kifejezéssel:

$$g_v = \frac{\sqrt{\ln 2/\pi}}{W_D} \cdot K(x, y). \quad (2.17)$$

A fenti (2.17) egyenletből a  $K(x, y)$  Voigt-függvényt kifejezzük az alábbi képlettel:

$$K(x, y) = \frac{y}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{(x-t)^2 + y^2} dt. \quad (2.18)$$

A dimenziótlan  $x$  és  $y$  változókat a vonal közepétől ( $h\nu - h\nu_0$ ) mért távolságként definiáljuk, a Lorentz- és a Doppler félértékszélességek ( $W_L, W_D$ ) felhasználásával:

$$x = \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{h\nu - h\nu_0}{W_D}, \quad (2.19)$$

$$y = \ln 2 \cdot \frac{W_L}{W_D}, \quad (2.20)$$

$$W_D = h\nu_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_i \cdot \ln 2}{m_i \cdot c^2}} \text{ [eV]}, \quad (2.21)$$

$$W_L = 0,637 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{n_s}{\sqrt{T_e}} \cdot \left[ \frac{5 \cdot p_n^2}{Z_{eff}^2} \cdot \left( \frac{(s+1)^2 \cdot p_n^2}{Z_{eff}^2} - 1 \right) \right] \text{ [eV]}, \quad (2.22)$$

ahol  $n_s$  az  $s$ -szeresen ionizált atomok sűrűsége.

A Doppler-kiszélesedést a sugárzó ionokkal ütköző elektronok okozzák, míg a Lorentz-kiszélesedést a szabad elektronok keltette elektromos térben létrejövő Stark-kiszélesedés hozza létre.

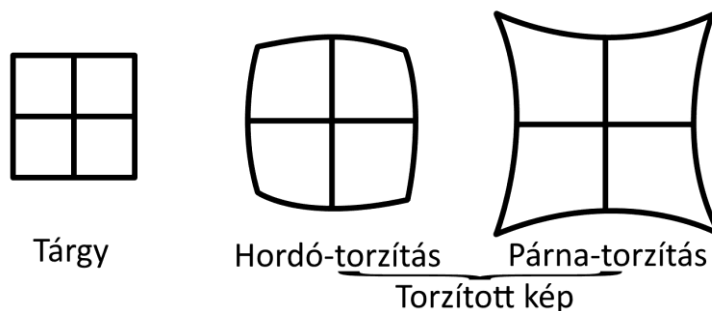
Mivel a Voigt-függvényt nem lehet zárt alakban analitikusan kiértékelni, ezért egy numerikus közelítést használtunk. A fenti számolás végeredményeként megkapjuk a vonalas-, a fékezési- és a rekombinációs sugárzás spektrumát. A harmadik komponens általában sokkal kisebb, mint az első kettő.

### 3. A virtuális szoftveres környezet

#### 3.1 Az ASDEX Upgrade-hez készített térbeli kalibráció

Első feladataim közé tartozott az ASDEX Upgrade-en már kiépített, korábban ismertetett háromkamerás kamerarendszerhez egy térbeli kalibrációt kifejleszteni. A cél az volt, hogy egy darab, kétdimenziós kép alapján meg tudjuk határozni a mért pelletfelhők fizikai kiterjedését, illetve lokalizációját a berendezés koordináta-rendszerében. Ez egy darab kétdimenziós kép esetén természetesen csak bizonyos előfeltevésekkel valósítható meg. Ezek a következők voltak.

- Az optikai rendszer leképezése lineáris. A hordó-torzítás, vagy általánosabb nevén képmezőelhajlás és egyéb optikai jelenségek vizsgálatánál kiderült, hogy ez jó közelítéssel igaz, a kép közepétől távolodva a hordó-torzítás miatt a lineáristól csak enyhe eltérés látszik. Azonban mivel a minket érdeklő objektumok – a pelletfelhők – általában a kép közepén helyezkedtek el, ezért a linearitás, mint feltevés sikerrel alkalmazható. Ez az általam vizsgált képeken is látszik, melynél a belső faltéglák sarkainak koordinátáit vetítettem rá a valódi felvételekre egy lineáris leképezéssel. Míg a kép közepénél a téglasarkok elméleti koordinátái nagy pontossággal egybeesnek a megfigyelhető téglasarkokkal, addig a kép közepétől távolodva kicsiny, ámde szisztematikus eltérés figyelhető meg az elméleti, és a megfigyelt értékek között (lásd például 38. ábra). Hordó-torzításnak azt a jelenséget nevezzük, amikor az optikai rendszer tengelyére merőleges, nagy kiterjedésű sík tárgy leképezése során a fénysugarak útja meghajlik az optikai rendszeren való áthaladáskor úgy, hogy a leképezés végül nem egy síkba, hanem egy görbe felületre történik. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy a rendszer nagyítása a kép közepénél (az optikai tengelyhez közel) nagyobb, mint a kép szélei felé. Ennek ellentéte a párna-torzítás, amikor az optikai tengely közelében kisebb, attól távolodva nagyobb a rendszer nagyítása.



37. ábra Példa a hordó-, illetve a párna-torzításra [81].

- A vizsgált pelletfelhőket létrehozó pelletek egy egyenes mentén haladnak, melynek koordinátáit megfelelő pontossággal ismerjük. Ez az egyenes a pellet pályája, melytől kisebb eltérések ugyan előfordultak a belövés szórása miatt – mely  $5^\circ$ -nál kisebb –, ám ez néhány mm-es eltérést jelent egy körülbelül 50 cm-es, a kamerák által látható pályán. A pelletek rakéta-effektus [82] miatti gyorsulását elhanyagoljuk, mivel a pelletpálya felső, a kamerák által belátható szakaszán ez még nem okoz jelentős pályamódosulást. Ugyanígy nem vesszük figyelembe az egyéb pelletpálya módosító effektusokat sem, mint például az ICRH hatása a pelletre. A rakéta-effektus leírása röviden a következő. A pelletet körülvevő felhő ionizált részére a mágneses tér gradiense miatt fellépő gradB drift fog hatni, mely polarizálja a felhőt. Ekkor kialakul benne egy E elektromos tér, így fellép az ExB drift is, mely a felhő alakját torzítja, így az nem egyenletesen veszi körbe a pelletet, ennek hatására pedig a pellet HFS oldali részén az árnyékolás kevésbé lesz hatásos, mint az LFS-en. Így a pellet rakéta módjára az LFS irányába fog gyorsulni. Ez a pellet tervezett, egyenes pályája helyett egy görbült pályát eredményez. Azonban az ASDEX Upgrade esetén kimutatták [82], hogy 500 m/s-os pelletsebesség fölött ez az effektus nem számottevő a kameráink által belátható tartományon (mely normált poloidális fluxusfelület címkékben kifejezve 1-0.76-ig tart, centiméterben kifejezve a pelletbelövés tóruszbeli helyétől pedig 18.5-52.4 cm). 500 m/s-os sebesség alatt pedig – mivel nem a pellet dinamikájára, hanem csak a felhő alakjára, és a felhő helyén mérhető főbb plazmaparaméterekre vagyunk kíváncsiak – ott jelenthetne problémát, ahol a háttérplazma értékeit számoljuk ki, hiszen előfordulhatna, hogy rossz helyen próbáljuk meghatározni például a plazma sűrűségét. Ez azonban azért nem jelent nagy eltérést ebben a speciális esetben, mert a sűrűség- és hőmérséklet-profilok a pedesztál után (körülbelül 0,9-es fluxusfelület címkénél) már kilapulnak, így az esetleges eltérések az elvi pelletpályától ezekre a mennyiségekre vetítve nem lesznek számottevőek.
- A pelletfelhők hengerszimmetrikusak, és a rajtuk keresztülmennő erővonalak mentén nyúlnak el, melyek a pellet kis környezetében (a pelletfelhők mérettartományában) egyenesnek tekinthetőek.

A nézet, amelyhez a kalibrációt készítettem, a berendezés 5-ös szektorának „radiális” nézete, mely a berendezés belső falával (és ezáltal a belőtt pelletekkel is) szemben helyezkedik el (lásd 1.5.2 fejezet, 22. ábra). A térbeli kalibrációhoz szükség van a kamerák helyzetére és körülbelüli látóirányára a berendezés koordinátarendszerében kifejezve. Azért nincs szükség a pontos látóirányra, mert később ez az adat az illesztés során pontosításra kerül. Azonban amennyiben a valós látóirány nagyon távol áll az illesztés előtt megadott látóiránytól, az illesztés nem lesz stabil, hiszen maga az illesztés egy

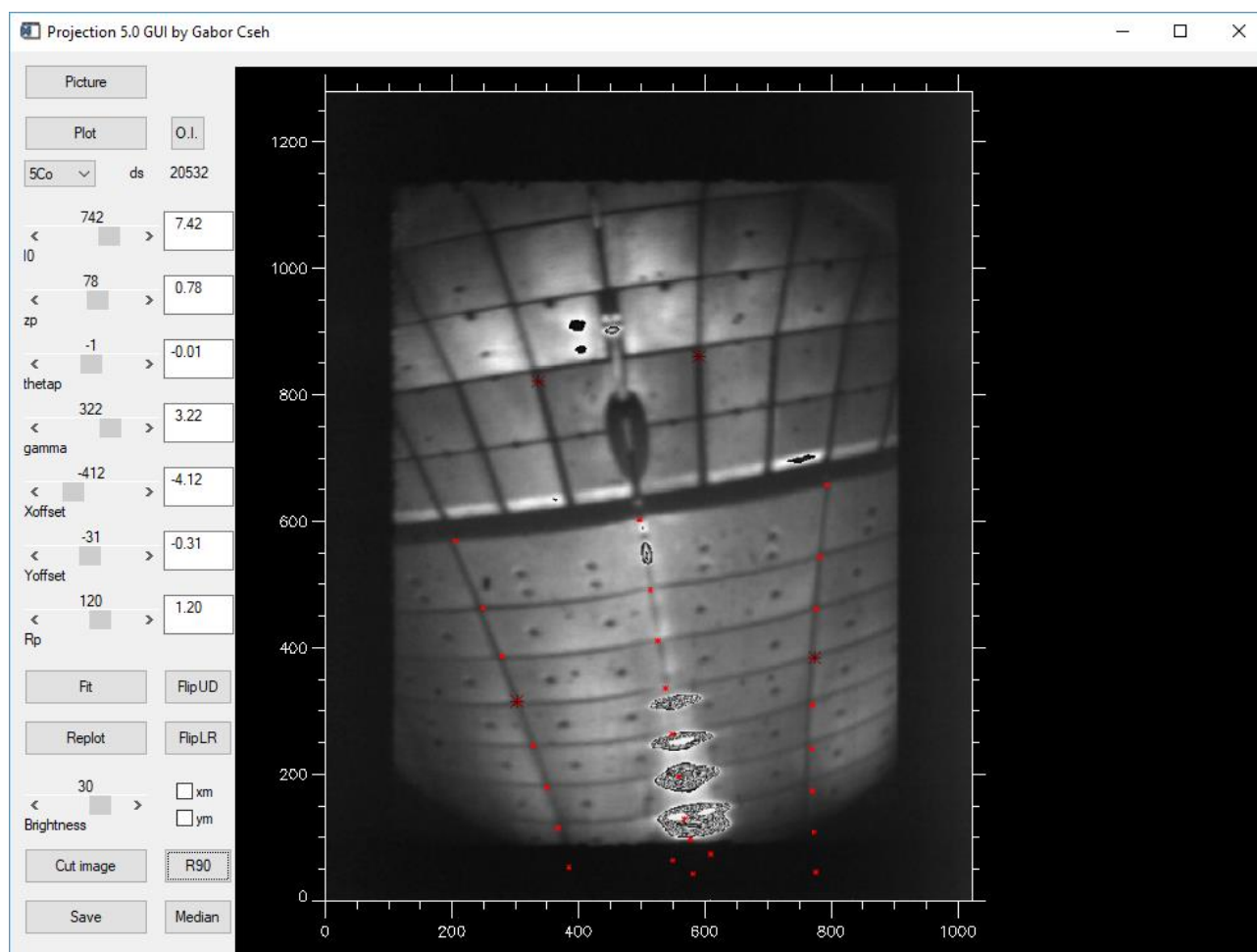
nemlineáris minimumkereső algoritmus segítségével történik, amelyet a globális minimumtól távol indítva könnyen be tud ragadni egy lokális minimumban. Berendezéstől függően a látóirány viszonylag pontosan meghatározható, amennyiben a berendezés háromdimenziós modelljéhez sikerül hozzájutni. Ekkor ugyanis a kamera által látott régió megkereshető, a kép közepén elhelyezkedő objektum koordinátái kinyerhetőek. Ezen kívül szükség van kontroll-pontokra, melyeket a berendezés falelemeit tartalmazó képen egyértelműen be lehet azonosítani.

A kalibráció abból áll, hogy meghatározom azt a vetítő mátrixot, mely a fizikai koordinátákat a pixelkoordinátákba viszi át, azaz a háromdimenziós koordinátákból számolja a szenzoron mért kétdimenziós koordinátákat. Lényeges pont, hogy ez a módszer (3D  $\rightarrow$  2D vetítés) a megfelelően pontos kalibrációra (ha megfelelő mennyiségű és minőségű, a képen egyértelműen beazonosítható pontnak ismerjük a háromdimenziós koordinátáit) mindig egyértelmű, azaz egy adott térbeli, háromdimenziós pontot az algoritmus mindig ugyanazokra a pixelkoordinátákra fog levetíteni. Ez azonban visszafelé már nem igaz, azaz egy, a képen látható objektumnak a háromdimenziós koordinátáit csak akkor fogjuk tudni meghatározni a képen megfigyelhető pixelkoordinátákból, ha valamilyen feltételezéssel élhetünk annak a tekintetében, hogy a folyamat, amit vizsgálunk (jelen esetben a pelletabláció) milyen, a látóiránnyal nem párhuzamos síkon zajlott le a berendezésen belül (hiszen egy adott látóirány mentén minden pont ugyanarra a pixelkoordinátára képeződik le). Szerencsére ilyen adatokkal rendelkezem, hiszen feltételeztem, hogy a pellet az elvi pelletpálya mentén halad, a felhője pedig a pályára merőlegesen, a mágneses erővonalak mentén nyúlik el. Ezek az adatok a pellet kis környezetében síkot határoznak meg.

Az algoritmus fejlesztésénél fontos feltétel volt, hogy a fizikai (3D-s) koordináták reprezentálhatóak és a program által értelmezhetőek legyenek mind a plazmafizikai berendezéseknél használt hengerkoordináta-rendszerben, mint a szokásos Descart-féle koordinátarendszerben, hiszen a berendezés egyes részeinek modellezésénél ez utóbbi koordinátarendszert szokták használni. A kalibráció eredményeképpen meghatározom (és elmentem) azt a paraméterhalmazt, amelynek segítségével az adott nézethez a vetítő mátrix bármikor rekonstruálható. A vetítő mátrix meghatározására két lehetőség van az általam írt szoftverben.

Az egyik lehetőség, hogy a vetítés paramétereit találgatással állítjuk be, amíg megfelelően jó egyezést nem kapunk. Ezek a paraméterek az optikai rendszer nagyítása, a kamera látóirányának három koordinátája, a kép elfordulására a kamera szenzorán a szenzor koordinátáihoz képest, valamint az x és y irányban lévő offset a szenzor (0, 0) koordinátájához képest. Ezen adatokból a leképezési mátrix egyértelműen meghatározható.

A másik lehetőség – mely a program jelentős továbbfejlesztésének eredménye –, hogy kiválasztunk legalább négy, egyértelműen beazonosítható kontroll-pontot, melyeknek meghatározzuk a képen a pixelkoordinátáit, majd – ismerve e pontok háromdimenziós koordinátáit a tokamak koordinátarendszerében – egy minimalizáló algoritmussal meghatározzuk a paraméterek optimális beállításait. Jelen kalibrációs szoftverben én az IDL-ben (Interactive Data Language) implementált amőba (más néven downhill simplex, vagy Nelder-Mead) algoritmust (a részleteket lásd: [83], illetve [84]) használtam e paraméterek kiszámításához. Egy elkészült kalibrációról mutat képet a 38. ábra. Az ábrán látható piros csillagok a faltéglákat jelölik a tokamak koordinátarendszerében. Jól látható, hogy a csillagok a pelletfelhők közelében egybeesnek a faltéglák sarkaival. A kalibrációs program IDL nyelven íródott, futtatható Windows-on, illetve Unix típusú operációs rendszeren is. Munkám során mindkét környezetben használtam is. A kódbázis megközelítőleg 4200 soros.



38. ábra Az ASDEX Upgrade-en működő kamerák által felvett egyik plazmakisülés kalibrációja. A piros csillagok a faltéglák koordinátáit jelölik, amelyek a pelletfelhők környezetében láthatóan egybeesnek a felvételen látható faltéglák sarkaival. A pelletfelhők a fenti ábrán azért látszanak csak szintvonalakkal reprezentálva, mert az eredeti képen a felhők sugárzása minden mást dominál, e manipuláció nélkül a faltéglák egyáltalán nem látszódnának a képen.

A kódbázishoz nemcsak a fentebb leírt vetítő, és kalibrációs algoritmus tartozik hozzá, hanem egy cross-platform, Windows és Linux operációs rendszeren egyaránt használható, IDL-ben írt grafikus felület is, mely nagyban megkönnyíti az illesztés folyamatát. A grafikus felület struktúráját az alábbiakban mutatom be.

A bal oldali Picture felirattal lehet betölteni a kalibrációra használt képet, az alatta lévő Plot gombbal lehet megjeleníteni az aktuálisan beállított paraméterekkel levetített háromdimenziós koordinátákat.

A lenyíló menüben a megfelelő nézetet lehet kiválasztani, melyhez a kalibrációt készítjük. Az O. I. gomb az eredeti kép visszaállítására szolgál, amennyiben a programban a képmanipulációk hatásait szeretnénk megszüntetni. A nézetet jelölő lenyíló menü mellett az aktuális kamera rövid neve (a 38. ábra esetében ds), valamint a lövésszám látható. Alatta a fentebb említett kalibrációs paraméterek. A Fit gomb segítségével lehet az automatizált kalibrálást megvalósítani, ez esetben a négy bordó csillaggal jelölt pontot kell bejelölni a képen, majd jobb gombbal kattintva a program elvégzi a paraméterek optimalizálását. A mérések során a kép közepénél (ahol a pelletfelhők helyezkednek el) az egyezés néhány mm-es pontosságú, a kép széle felé ez a halszem-effektus, illetve a hordó torzítás miatt nőhet, hiszen ezeket a hatásokat a vetítésnél nem vettem figyelembe. Ugyanakkor a kép széle az ASDEX Upgrade-en végzett elemzések szempontjából lényegtelen, a középben elhelyezkedő felhőkre pedig pontos eredményeket kaptam.

A futási sebesség növelése érdekében abban az esetben, ha a felhasználó megváltoztatja egy paraméter értékét, a pontokat a program a régiok fölé plotolja. Lehetőség van még a kép tükrözésére és elforgatására, gamma-korrekciónak beállítására, mediánszűrő alkalmazására, a kép egy részének kivágására, és a kalibráció mentésére. A mentett kalibráció később bármikor visszatölthető, ráadásul a vetítő algoritmus a kalibrációs programon kívülről is használható, így egy már kalibrált felvételre bármikor, tetszőleges ismert pontot levetíthetünk, például a mágneses felületek koordinátáit, a pelletpályát stb., melyek a mért mennyiségek fizikai tulajdonságainak meghatározásánál fontosak.

A gamma-korrekciónak alkalmazása során a vizsgált kép fényességértékeit hatványozzuk. Egynél nagyobb hatványt (gamma faktort, vagy gammát) alkalmazva a sötétebb és világosabb régiók közötti kontraszt megnő, míg egynél kisebb gamma használatával ez a kontraszt csökken, a sötétebb régiók is jobban láthatóak lesznek a világosabbakhoz képest.

A mediánszűrő egy úgynevezett simítószűrő, melynek alkalmazásakor a vizsgált pixel értékét a szomszédos pixelek értékeinek figyelembevételével képzett mediánra cseréljük ki. Ily módon a nagy különbségek (például egy gamma-foton becsapódása következtében telítésbe ment képpont, vagy esetleg egy rosszul működő, „halott” képpont (dead pixel) torzító hatásai) kiküszöbölhetővé válnak.



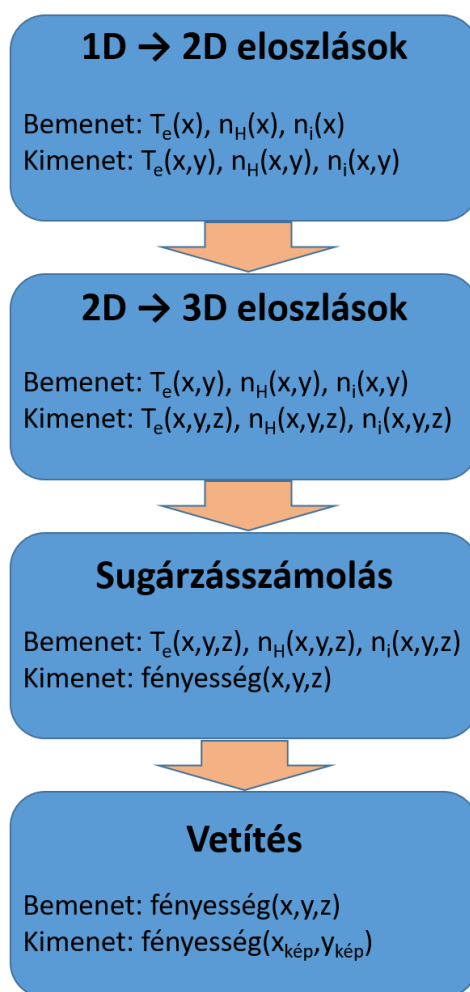
A kalibrációt később sikeresen alkalmaztam az ASDEX Upgrade többi nézetére, sőt, más berendezéseken is alkalmazhatónak bizonyult az itt leírt technika (lásd később). A programcsomagom segítségével tehát a plazmáról, a mágneses térről, illetve a berendezés falának elemeiről, vagy bármilyen vizsgálni kívánt objektumról (például pelletekről/pelletfelhőkről, vagy különböző, plazmába juttatott szondákról) értelmes interpretációt kaphatunk az éppen vizsgált kameranézethez a képre történő levetítés segítségével, melynek ismerjük a háromdimenziós koordinátáit.

## 3.2 A szintetikus diagnosztika

A szintetikus diagnosztikát az hívta életre, hogy a pelletfelhő mérések ellenőrzéséhez, illetve a mért eredmények háttérben zajló folyamatok mélyebb megértéséhez szükségesnek tartottam szimulálni magát a mérési elrendezést, illetve a mérés folyamatát. Ezen szimuláció végeredményeként a mérési eredményekkel megegyező formátumú adatot kaptam, így az közvetlenül összevethető a mérési eredményekkel.

Az itt ismertetett szintetikus diagnosztika célja azt meghatározni, hogy a pelletfelhők sugárzása hogyan képeződik le az ASDEX Upgrade-re felszerelt, háromkamerás megfigyelő rendszer szenzorain. A leképezés lineáris, a pelletfelhő sugárzását pedig létező, első elvekből levezetett szimulációk kimenete alapján számoltam ki. Mivel ezek a szimulációk nem számolják ki a pelletfelhő sugárzását, és általában egy-, vagy másfél dimenziósak, ezért a feladat kettős volt. Először is olyan algoritmust szerettem volna kifejleszteni, melynek segítségével meg tudom határozni a háromdimenziós pelletfelhő sűrűség- és hőmérséklet-eloszlásait, másrészt a háromdimenziós eloszlásokból, és a háttérplazma megfelelő paramétereiből meg akartam határozni a felhő sugárzását. Ez utóbbit a 2.4 fejezetben ismertetett ütközéses-sugárzásos atomfizikai modell segítségével tettem meg (lásd még [55] függelék), mely figyelembe veszi az elektronütközéses gerjesztést, a rekombinációt és a fékezési sugárzást.

A kapott háromdimenziós sugárzási képet ezután – feltételezve, hogy a felhő átlátszó a keletkezett sugárzás számára – levetítettem egy kétdimenziós síkra, ezzel pedig előállítottam a szintetikus kameraképet, mely így már közvetlenül összevethető a mérésekkel. Az algoritmus vázlatos működését a 39. ábra szemlélteti. Az  $x$ ,  $y$ , és  $z$  mindenhol a „virtuális” tokamak koordinátarendszer három dimenzióját jelenti, az  $x_{\text{kép}}$  és  $y_{\text{kép}}$  koordináták pedig a kétdimenziós, a kamera szenzorára levetített kép dimenzióit jelenti. A bemeneteknél  $T_e$  a felhőben mérhető elektronhőmérséklet,  $n_H$  a hidrogénatomok sűrűsége,  $n_i$  pedig a felhőben mérhető ionsűrűség.



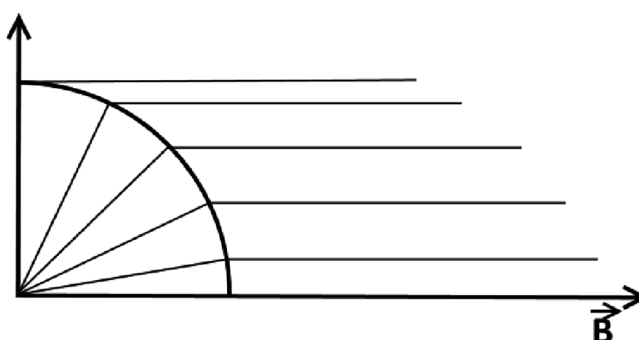
39. ábra A szintetikus diagnosztika működésének blokk-diagramja. Az  $n_H$  a hidrogénatom-sűrűséget, az  $n_i$  a felhő ionsűrűségét, a  $T_e$  pedig a felhő elektronhőmérsékletét jelenti.

A szintetikus diagnosztika kifejlesztésénél a következő modellt használtam. Feltételeztem, hogy az egydimenziós, erővonal menti elektronsűrűség, a hőmérséklet és az ionizációs fok adott (bemenet az első elvekből levezetett szimulációs modellből). Ezeket az egydimenziós eloszlásokat szintén egy együttműködés részeként volt lehetőségem megkapni a Garching-i IPP-től (lásd később), egy nagyobb projekt részeként. Szintén feltételeztem, hogy a pelletfelhő hengeresen szimmetrikus a mágneses erővonal körül, amely a felhő közepén megy át. A felhőparaméterek mágneses térre merőleges eloszlását nem adják meg a modellek, ennek megállapítása igen fáradságos feladatnak bizonyult. Több különböző módszert próbáltam ki és végül azt választottam, amely legjobban adta vissza a kísérletek során kapott fényességeloszlást.

A legegyszerűbb módszer lényege, hogy semmilyen gradienst nem tételeztem fel az erővonalra merőlegesen. Sajnos az ezzel a módszerrel kapott eloszlások kvalitatíve eltérő pelletfelhő képeket produkáltak, mint a kísérletek során megfigyeltek. Próbálkoztam exponenciális lecsengéssel is az

erővonalra merőlegesen, amely a megfigyelt kameraképekhez közelebbi, ám még mindig kvalitatíve eltérő eredményt szolgáltatott. A legsikeresebb megközelítés a [85] publikációban leírt módszer, a kvázi-kétdimenziós (Q2D) módszer volt. Ez a modell a neutrális pelletfelhő gömbszimmetrikus tágulásából a csatornaáramlásba (channel flow) való átmenetét írja le az erővonal mentén.

Az algoritmusban feltételezzük, hogy a szférikus felhő gömbszimmetrikusan tágul egy adott sugárig – ez a gyakorlatban az ionizációs sugár, melyet a kísérleti mérések alapján ebben a konkrét modellben 1 cm-nek választottam. Amint a felhő tágulása eléri ezt az előre kijelölt sugarat, a gömbszimmetria megtörik, a pelletfelhő anyaga a mágneses erővonalakkal párhuzamosan áramlik tovább. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy kiindulok az egydimenziós, a mágneses tér mentén, a pelletablációs szimulációkból számolt sűrűség- és hőmérséklet-eloszlásokból. Ezeket az eloszlásokat a pellet középpontjától kiindulva sugárirányban „egymás mellé másolom”. Amíg el nem érik a gömbszimmetrikus tágulás határát, addig gömbszimmetrikusan állítom be őket, majd a határ elérése után „befordítom” az eloszlásokat a mágneses tér irányába, függetlenül attól, hogy a gömbszimmetrikus tágulási szakaszban milyen szög alatt futottak a mágneses erővonalakhoz képest. Ezek után az eloszlások egymással párhuzamosan, a korábbi gömbszimmetria miatt kissé eltolva fognak haladni. Az eltolás nagyságát a gömbszimmetrikus szakasz után a mágneses erővonalától mért merőleges távolság fogja meghatározni. Tehát a legnagyobb eltérés két ilyen „másolt” eloszlás között 1 cm lehet ebben a konkrét modellben. Gyakorlati szempontból fontos megemlíteni, hogy a korábban ismertetett szimmetriamegfontolások miatt a felhő kétdimenziós eloszlásának elég a negyedét legenerálni ilyen módon, hiszen mind az  $x$ , mind az  $y$ -tengely mentén tükörszimmetriát tételezünk fel.



40. ábra A legsikeresebb, Q2D módszer sematikus ábrázolása (az ábra a kétdimenziós felhőeloszlás egynegyedét mutatja, mivel az eloszlás mindkét tengelyre szimmetrikus). A negyed gömbcikkejen megtörő vonalak az erővonal menti eloszlás „kiterítését” ábrázolják.

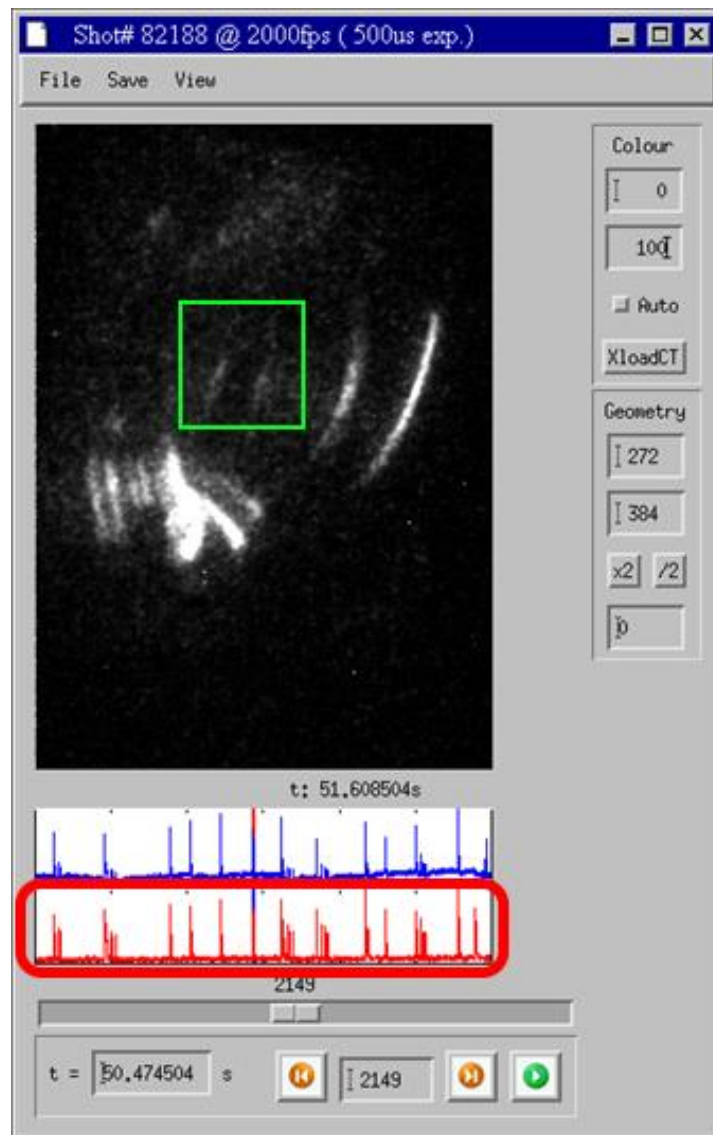
A fentebb leírt és az algoritmusban alkalmazott folyási mintázatot a 40. ábra mutatja. A pelletfelhő paramétereinek eloszlását a Q2D módszer szerint határoztam meg a pellettől való távolság függvényében. Az így kapott kétdimenziós eloszlásokat használtam fel a háromdimenziós eloszlás kiszámításához, hengerszimmetriát feltételezve a háromdimenziós eloszlásra az erővonal mentén.

A fénykibocsátást a háromdimenziós eloszlásokból számoltam a korábban ismertetett ütközéses-sugárzásos modell segítségével, mely figyelembe veszi a rekombinációt, a fékezési sugárzást és a teljes vonalas sugárzást. Mivel a méréseknél nem használunk hullámhossz-szelekciót, ezért a teljes sugárzást kiszámítottam. Mivel kiderült, hogy ennek a sugárzásnak a vizsgált hőmérséklet- és sűrűségterományokon a döntő többsége a  $D_\alpha$  vonalas sugárzásból ered, ezért nem volt szükséges a sugárzást külön a látható tartományra szűkíteni, s nem igényelt külön korrekciót a kamera szenzorának frekvenciafüggő elnyelése, illetve a szenzor kvantumhatásfoka sem. A szintetikus diagnosztika eredményeit lásd a 4.3 fejezetben.

### 3.3 A JET-hez készített képfeldolgozási szoftverek

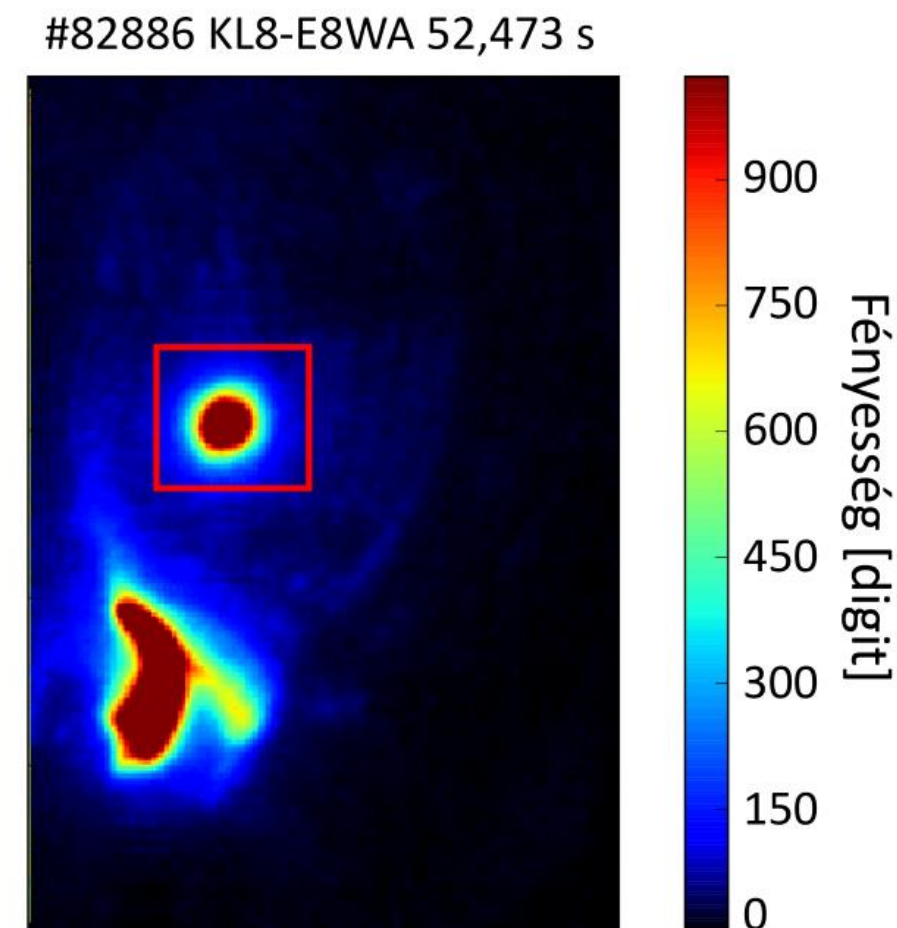
Az angliai, Oxford melletti Culham településen található JET tokamakon, világ jelenleg működő legnagyobb tokamak típusú berendezésén az 1.5.2 fejezetben ismertetett gyorskamerával végzett kísérletekbe, és e kísérletek adatainak feldolgozásába kapcsolódtam be. Ennek keretében több típusú mérésben is részt vettem, a plazma kialakulásának és indulásának megfigyelésétől (plasma breakdown) kezdve a pellet által triggerelt ELM-ek (lásd 43. ábra) megfigyelésén át a geodézikus akusztikus módusok (Geodesic Acoustic Modes – GAMs [86]) látható kamerával történő keresésén keresztül az ELM-filamentumok által létrehozott és a berendezés külső falán lévő limitereken megfigyelhető forró foltok (hot spotok) mozgásának és sebességének megfigyeléséig. Ezek közül dolgozatomhoz a pelletek által triggerelt ELM-ek megfigyelése tartozik szorosabban, mert ezen keresztül mutatom be az itt fejlesztett, a sikeres pellet ELM triggerelés megállapítására használható megoldást.

Elsőként ezen a berendezésen a felvételek megtekintéséhez használt szoftver kibővítését tűztem ki célul, lásd 41. ábra. Az ábrán egy standard grafikus felület látható, amelyet a mindenkori kameraoperátor használ a kamerával végzett mérések gyors áttekintéséhez.



41. ábra A KL8 kamerához írt megjelenítő szoftver átnézeti képe. A kék görbe jelzi a kamera képeinek integrált értékét. A bekarikázott piros grafikon helyére bármilyen jelet be lehet tölteni az adatgyűjtő rendszerből. A programnak ez az új funkciója saját hozzájárulásom eredménye. A zöld négyzet a pellet helyét jelöli. Az ábrán látható képen azért nem látható maga a pellet (illetve annak sugárzása), mert amikor jelen van, a pellet által kibocsátott sugárzás dominálja a teljes képet, így a berendezés falelemei (az ábrán látható, közel függőleges vonalak) egyáltalán nem látszódnának. A pelletet is tartalmazó, hamisszínes kamerakép megtekinthető a következő ábrán (42. ábra).

A kép alatt lévő keresősáv eredetileg csak a kameraképek integráljából álló idősort jelenítette meg. Ezt a rendszert egészítettem ki úgy, hogy ez alá az integrált jel alá be lehessen olvasni bármilyen más jelet a JET adatgyűjtő rendszeréből. Erre azért volt szükség, mert például az ELM-eknek jellegzetes jelalakja figyelhető meg a divertor berillium sugárzását vizsgáló diódák jeleiben (a 41. ábra piros görbéje), így sokkal könnyebb megállapítani, hogy az integrált jelben megfigyelt fényességnövekedés nagy valószínűséggel milyen plazmafizikai folyamat eredményeként jött létre.

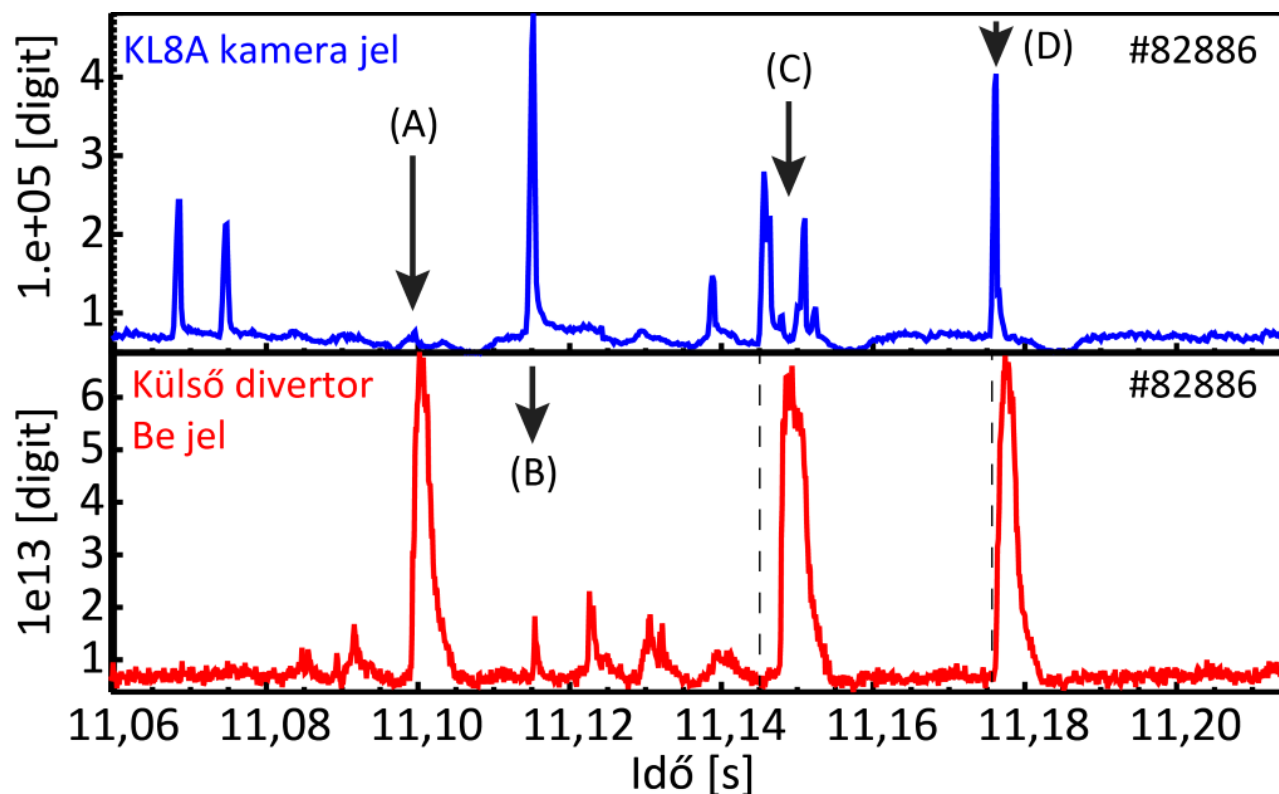


42. ábra A JET-re felszerelt gyorskamera hamisszínes képe a pelletet figyelő ROI megjelölésével (piros négyzet), valamint jobb oldalon a színskálával.

A kísérletek során felmerült az a probléma, hogy nem volt a JET-en olyan diagnosztika, melynek segítségével egyértelműen meg lehetett volna állapítani, hogy a plazmába lőtt pelletek valóban beérkeztek-e a plazmába. Könnyen előfordulhat ugyanis, hogy a pelletek a repülési csőrendszerben szétöredeznek, illetve kiszóródnak onnan azokon a helyeken, ahol az elszívás történik blower gun típusú pelletbelövő alkalmazása esetén (lásd 2.1.1 fejezet). Ennek észlelésére a következő módszert dolgoztam ki. Az LFS felől plazmába lőtt pelletek igen fényesek, a plazma szélénél több nagyságrenddel fényesebbek és meghatározott helyen láthatók a kameraképeken.

Megfelelő méretű érdekes régió (Region of Interest – ROI) definiálásával (lásd 42. ábra), illetve ennek a ROI-nak az integrált fényességének megfigyelésével a pelletek plazmába érkezése egyértelműen meghatározható, ugyanis egy kiugró csúcsként jelenik meg a kameraképek integrált jelében (lásd 43. ábra). A fentebb leírt módszerrel tehát meghatározható, hogy a pelletek mikor érkeztek a plazmába. Ezt az információt fel lehet használni például arra, hogy megállapítsuk, mely

pelletek triggereltek ELM-eket, és melyek nem [87]. Ebben a kutatásban az EuroFusion együttműködés keretében jómagam is részt vettem.



43. ábra Felül: a KL8 gyorskamera pellet ROI-jában összeintegrált időjel ábrázolása (lásd 42. ábra). A kiugró csúcsok jelölik a pelleteket. A két nagyobb csúcs egész pelleteket, míg az egymás utáni több kisebb csúcs széttörözött pelleteket jelöl. Alul: az ELM-ek megfigyelésére használt, berillium sugárzást figyelő dióda időjele a külső divertornál. A jelben látható, kiugró csúcsok jelölik az ELM-eket. Látható, hogy az első ELM (A) spontán módon keltődött, majd az utána következő pellet nem keltett ELM-et (B), csak a széttörözött pelletek (C). Az ábrán látható utolsó pellet (D) pedig keltett ELM-et.

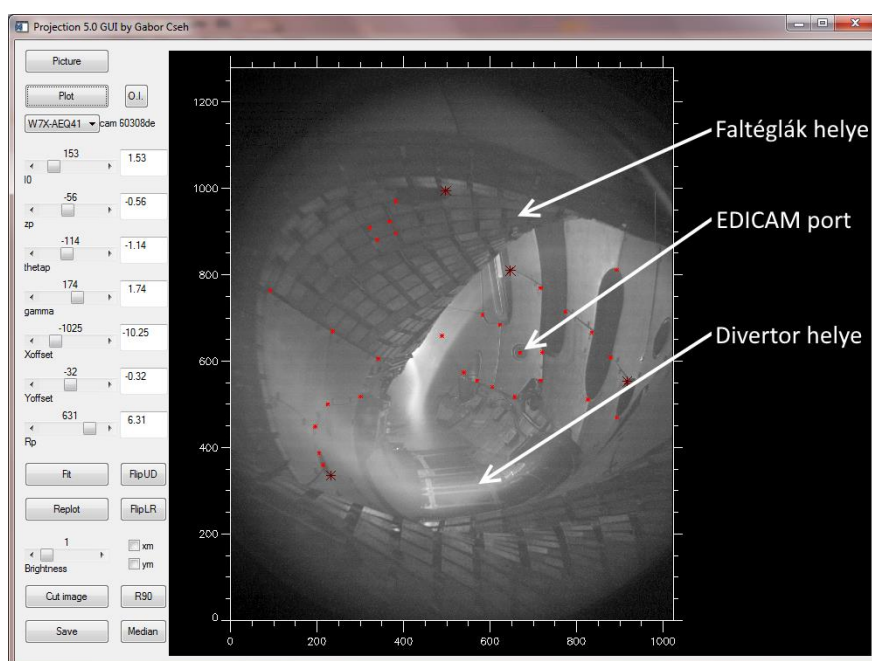
A 43. ábra két grafikonján ez jól látható. A felső grafikon a pellet sugárzását figyelő ROI integrált jelét mutatja (minden egyes ponthoz a ROI-ban lévő képpontok fényességeinek összegét rendelve), míg az alatta lévő grafikon a divertor berillium sugárzását figyelő dióda jele, amelyet az ELM-ek észlelésére használunk. Mivel a két jel időben szinkronizált, összehasonlításukkal megállapítható, hogy az egyes pelletek mely esetekben triggereltek ELM-et, és melyekben nem. Látható, hogy a kamera jelében látható első néhány kisebb pelletfragmentum nem keltett ELM-et, majd jött egy spontán ELM (A), melyet túl gyorsan követett egy teljes pellet (B), amely nem triggerelt ELM-et. Ez után egy széttörözött pellet (C) érkezett a plazmába, mely nem triggerelt ELM-et, végül egy egész pellet, mely ELM-et triggerelt (D). Ennek a módszernek a felhasználásával például [87] cikkben megállapították, hogy fémfalú (azaz ITER-releváns) berendezés esetén csak a nagyméretű pelletek

használatával érhető el megfelelő ELM-triggerelés, azonban elég a pelleteket közepes ismétlési frekvenciával (10-15 Hz) belőni az LFS oldalról. A triggerelés kis pelletekkel is elérhető, ekkor az ismétlési frekvenciát legalább 50 Hz-re kellett növelni. Az is kiderült, hogy a pelletek méretének és sebességének növekedésével azok ELM-triggerelési valószínűsége is növekedik, illetve, hogy a triggereléshez szükséges sebesség és méret arányos az előző ELM óta eltelt idővel is.

A fent ismertetett ROI-integrálási módszert a későbbiekben GAM-ok észlelésére, illetve az ELM-ek által keltett filamentumok vizsgálatára is fel lehet használni.

### 3.4 A W7-X-hez készített térbeli kalibráció és mágneses erővonalkövetés

A 1.5.2 fejezetben említett, a W7-X sztellarátoron üzembe helyezett tűzcsatornás videodiagnosztika rendszerénél is szükség volt térbeli kalibrációra, hiszen a mérések során észlelt jelenségekhez fizikai méreteket szerettünk volna rendelni. Ezért a 3.1 fejezetben ismertetett térbeli kalibrációt átalakítottam úgy, hogy ezen a berendezésen is alkalmazni lehessen (lásd 44. ábra).

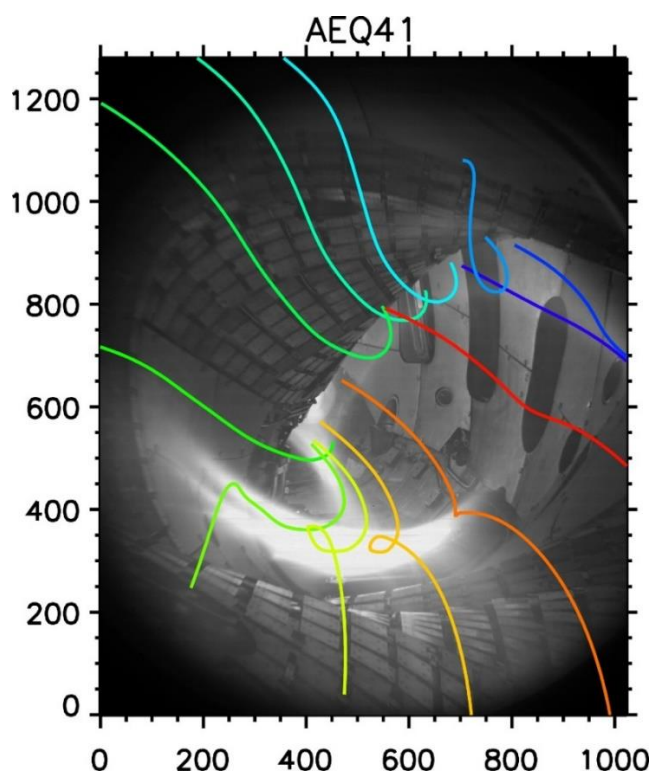


44. ábra A térbeli kalibráció alkalmazása a Wendelstein 7-X sztellarátoron. Az ábrán az AEQ-41-es porton benéző kamera kalibrációja látszik, ám a többi kamera is hasonló szeletet lát a tóruszból. A négyzet alakú részek a falelemek helyét jelölik (az első kampányban még nem voltak faltéglák a berendezésben), a kép alján lévő, rácsos szerkezet a majdani divertor helye, míg az ábra jobb oldalán látható ablakok a különböző portokat mutatják. Körülbelül a kép közepénél helyezkedik el a szemben lévő EDICAM kamera portja is.



A térbeli kalibráció összes kamerára történő sikeres alkalmazása után az volt a cél, hogy a felvételeken látható fényes struktúrákat be tudjuk azonosítani. Ehhez az első fontos kérdés az volt, hogy a megfigyelt fényes struktúrák (lásd 45. ábra) az erővonalak mentén, illetve a fluxusfelületeken helyezkednek-e el, vagy azoktól függetlenek.

Ehhez – a fentebb bemutatott térbeli kalibráció felhasználásával – elkészítettem egy olyan feldolgozó szoftvert, mely már meglévő mágneses erővonalkövetés-, illetve fluxusfelület-szimulációk felhasználásával képes az adott kísérlethez tartozó mágneses konfigurációhoz tartozó erővonalakat levetíteni az általunk mért felvételekre. E módszer alkalmazási területe igen széles, mivel segítségével a plazma szélén megfigyelhető turbulens áramlások tulajdonságaira, valamint az eddig tisztázatlan fényes régiók szerepére is fényt tudunk deríteni [88] [89].



45. ábra A W7-X-en az EDICAM kamera egy felvétele, rajta néhány mágneses erővonal e nézetből látható szakaszával. A különböző színek a poloidális szöveget jelzik.

### 3.5 Az EDVIS szoftver

Az Extended Data VISualisation Software (kiterjesztett adatvizualizációs szoftver, röviden EDVIS) a korábbi kameramérések, valamint a felvételek kiértékelésének tapasztalataiból született, komplett programcsomag. Megszületését az indokolta, hogy a W7-X-en a hosszú plazmakisülések (akár 30 perc) következtében nagyon sok adat gyűlik össze. Még abban az esetben is, ha a kamerák csak a

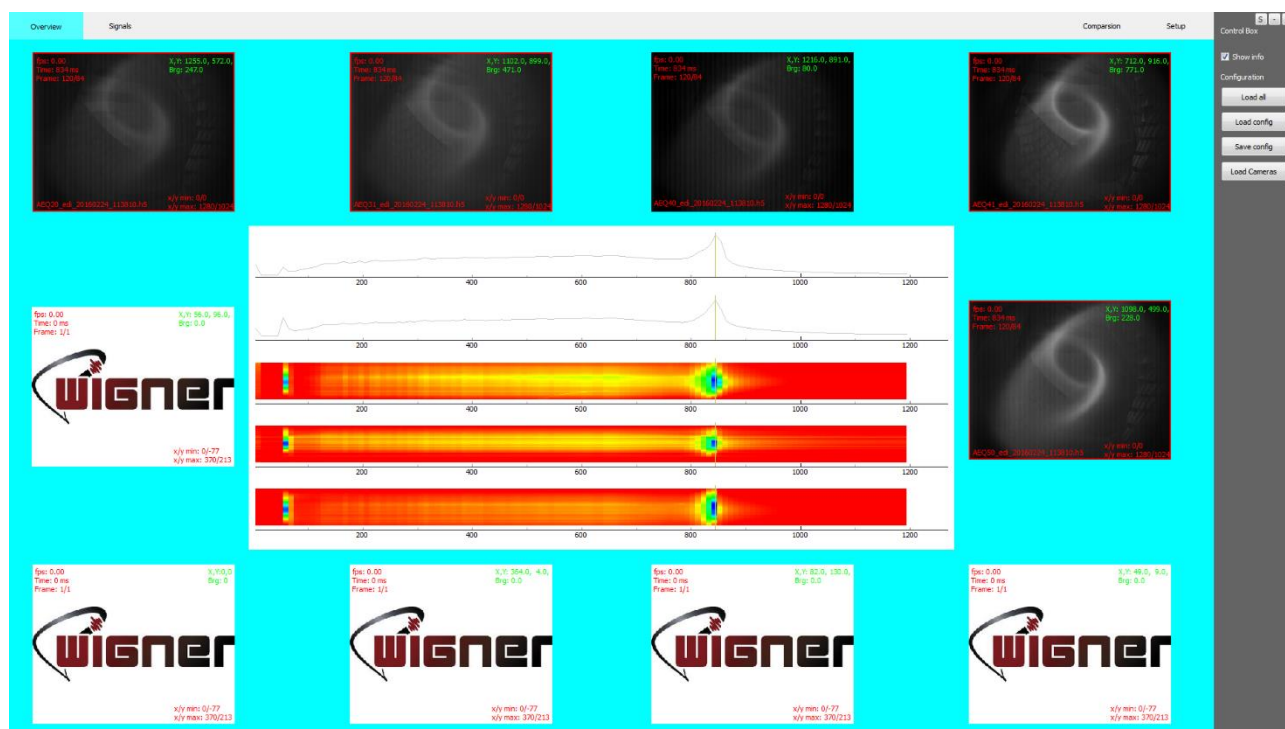
teljes látómezejükről készítenek képeket 100 Hz-es felbontással – tehát egyáltalán nem működnek a kis ROIk –, egy kép körülbelül 2,5 MB tárhelyet foglal, egy másodperc alatt egy kamera tehát 250 MB adatot termel, ez fél óra alatt kameránként 450 GB adatot jelent, tehát tíz kamera esetén körülbelül 4,5 TB adat keletkezik kísérletenként. Ez az adatmennyiség speciális adatkezelési, és vizualizációs megoldásokat kíván. Ráadásul ezt az adatmennyiséget – mint említettem – tíz kamera gyűjti, melyek a berendezésben létrehozott plazma teljes térfogatának nagy részét átlátják, s amelyek felvételeit időben szinkronizálva egyszerre szeretnénk megtekinteni azért, hogy a plazmában toroidálisan terjedő jelenségeket, illetve a berendezés ötfogású szimmetriájának bármilyen okból történő sérülése miatt az egyes szektorokban fellépő eltéréseket könnyebben feltérképezhessük és értelmezhessük.

Mivel a fenti követelményeket egyetlen ismert képfeldolgozó/megjelenítő szoftver sem képes teljesíteni, így megoldásként a saját fejlesztés kerülhetett csak szóba. Az EDVIS tehát a kamerákkal mért adatok vizualizációját, valamint egyszerű adatfeldolgozási módszereket hivatott megvalósítani, és amellett, hogy a korábbi hasonló szoftverekkel szerzett tapasztalataimat felhasználva készült, speciálisan arra terveztem, hogy a W7-X-re telepített, tíz kamerából álló kamerarendszer felvételeinek elemzésére lehessen használni (lásd még az 1.5.2 fejezet W7-X-ről szóló része). Tehát a cél egyrészt a könnyű használat, valamint a professzionális feldolgozási lehetőségek megvalósítása volt, másrészt pedig a W7-X-re vonatkozó fentebb leírt speciális igények kielégítése (a nagy adatmennyiség, a tíz kamera egyidejű vizualizációja).

Ezen kívül ezek a kamerák egy speciális fájlformátumot használnak, az úgynevezett Hierarchical Data Format 5 (hierarchikus adatformátum 5 – HDF5 [90]) formátumot, amelyet a megjelenítő programok nagy része nem tud beolvasni. Ráadásul ezekben a kamerákban jelenleg hat ROI tud párhuzamosan felvételt készíteni, ezért egy fájl valójában hat videofelvételt is tartalmazhat, melynek kezelését szintén meg kellett oldani, méghozzá úgy, hogy ezeket a fájlokat ne olvassuk be a memóriába, mivel nagy méretük miatt oda az esetek többségében nem fognak beférni.

Továbbá a tíz kamera felvételeit párhuzamosan szeretnénk megjeleníteni, mivel azokat a jelenségeket, melyek a tóruszon belül mozognak, úgy lehet megfigyelni, hogy megnézzük, mekkora időközéssel jelennek meg a különböző kamerák felvételein. Ezen kívül a kamerák felvételein látott jelenségeket össze szeretnénk hasonlítani más kamerák, illetve más diagnosztikák jeleivel is, ezért fontos, hogy be tudjunk olvasni adatokat a W7-X adatgyűjtő rendszeréből, melyre a későbbiekben ArchiveDB-ként hivatkozom. Tehát a feladatom egy olyan szoftver tervezése és megvalósítása volt, mely a fenti igényeket mind ki tudja elégíteni, grafikus felhasználói felülettel rendelkezik, ám a feldolgozási

funkciók a későbbiekben mások által írt rutinokból is használhatóak. Ezért a Python programozási nyelv 3-as verzióját választottam a feladat megvalósításához. A Python könnyen tanulható, ingyenes és nyílt forráskódú nyelv, melyet több különböző tudományágban – köztük a plazmafizikában is – széles körben használnak. Emiatt rengeteg olyan modul áll rendelkezésre kulcsra készen, melyek a különböző adatbeolvasási, képfeldolgozási feladatokat (pl. OpenCV, scikit-image, Pillow), valamint a különböző numerikus módszerek alkalmazását (pl. Numpy) nagyban megkönnyítik.

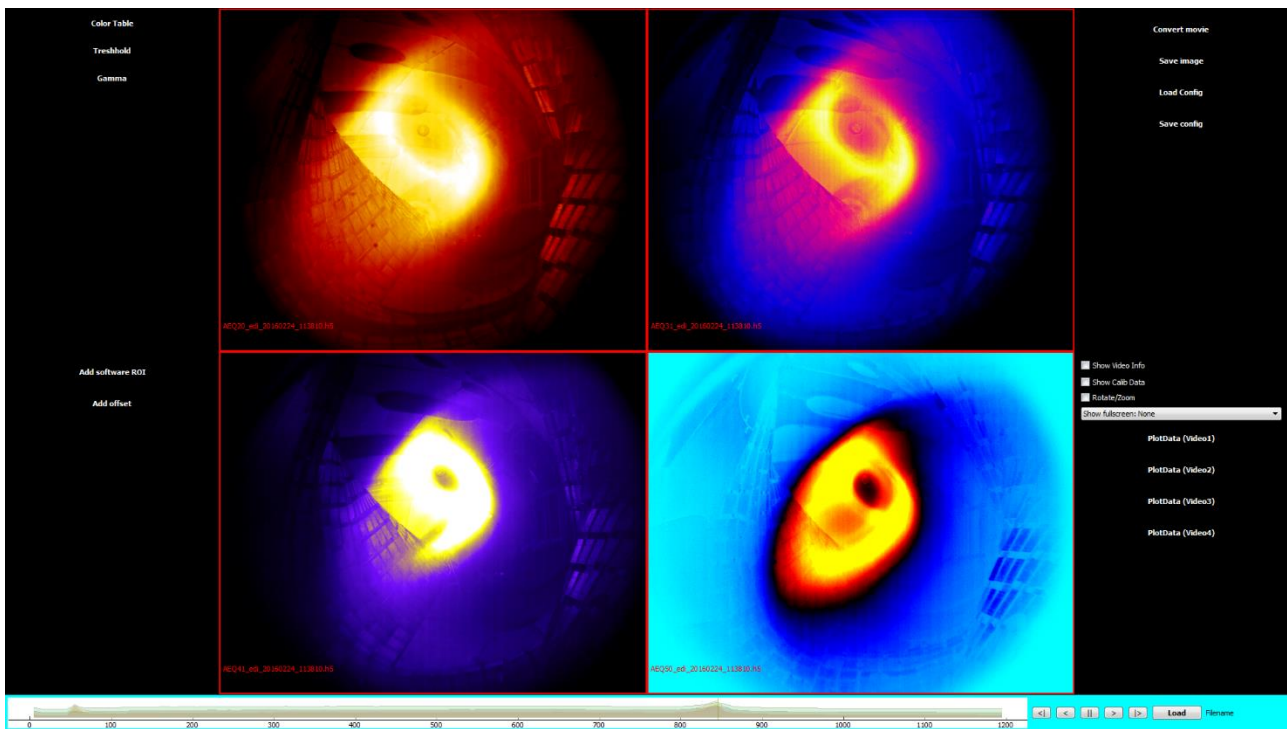


46. ábra Az EDVIS főképernyőjén az átnézeti lap képernyőképe. Középen a kamerák felvételeiből kiszámolt 1- és 2-dimenziós jelek láthatóak, körülötte a kamerák valódi felvételei. Jobb oldalt egy egyszerű menü segítségével lehet betölteni egy adott kisüléshez tartozó összes kamerafelvételt, vagy egy már korábban elmentett konfigurációt.

Hátránya, hogy mivel interpretált nyelv, ezért a programok végrehajtása nem olyan gyors, mint egy fordított nyelvé (compiled language), mint például a C, vagy a C++, ám ezen a problémán könnyen át lehet lendülni olyan modulok használatával, melyek eredetileg a fent említett nyelvek egyikén íródtak, és a Python C/C++ interfésze segítségével Pythonból is elérhetőek. Az általam használt modulok nagy része ilyen. Magában az EDVIS-ben nincsen külön szkriptnyelv, a program grafikus felülete csak egérrel használható. Azonban az EDVIS-ben használt adatstruktúrák használhatóak bármilyen, a felhasználó által – Python nyelven – írt felhasználói programban.

Az EDVIS szoftver két, fullHD felbontású (1920x1080 képpontos) képernyőre lett optimalizálva, ezeket főképernyőnek (Main Screen) és speciális képernyőnek (Special Screen) hívom (lásd 46. ábra és 47. ábra). A főképernyőn több lap (más néven fül) is található. Indítás után az átnézeti lap

(Overview tab) jelenik meg (lásd 46. ábra). Az átnézeti lapon mind a tíz kamera egy-egy ROI-ja betölthető, ezek körbevesznek egy régiót, ahol különböző 1-, illetve 2-dimenziós időjeleket jeleníthetünk meg. Ezen időjelek közé felvehetünk a videóból generált adatokat is, melyek tartalmazhatják a teljes integrált fényességet (azaz a felvétel egy képének összes pixelértékét összeadjuk, így a teljes felvételre egy görbét kapunk), illetve lehetnek vagy az x, vagy az y irányban integrált jelek, ebben az esetben minden képhez egy vektor fog tartozni, melyet a képpontok vízszintes, vagy függőleges összeadásából kapunk. Az utóbbi módszerrel kapott adatokat egy kontúr ábrával tudjuk megjeleníteni.

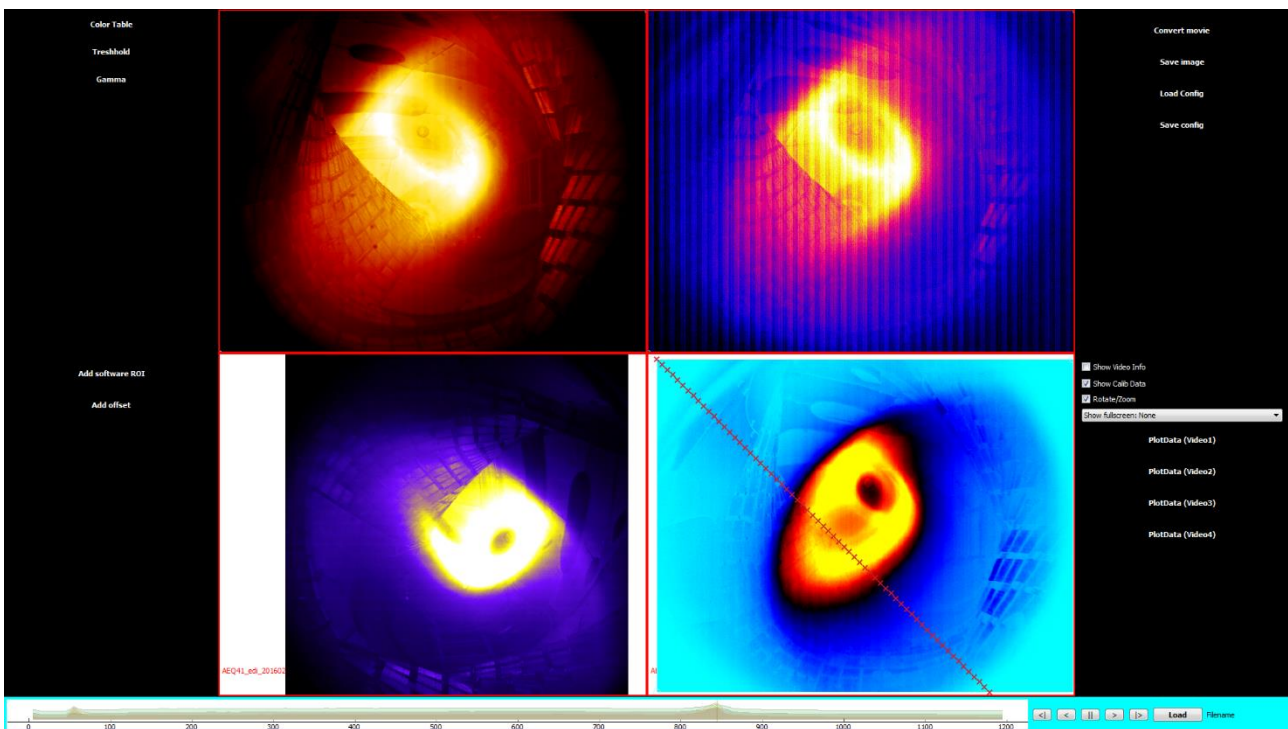


47. ábra Az EDVIS speciális képernyőjének képernyőképe. Középen egy négyosztatú területen négy különböző, érdekesnek ítélt kamera felvételeit lehet időszinkronizáltan összehasonlítani. A bal- és jobb oldali menük segítségével képmanipulációs, valamint különböző video- és képformátumokba történő exportálást lehet végrehajtani. Alul a kamerák teljes képének integrált jelét mutató idősáv csúszka helyezkedik el, jobboldalt alul pedig a szokásos lejátszást kezelő gombok.

A főképernyőn betöltött videók képein látható információkat úgy tudjuk összehasonlítani, hogy minden egyes videó betöltésekor a középső régióban megjelenik az adott videó integrált, vagy az egyik dimenzió mentén redukált fényességjele. Ezekon a grafikonokon egy adott pontra kattintva (vagy a megjelenített csúszkát oda húzva) az összes betöltött videó képe a megjelölt időpontra ugrik, hiszen a különböző videók idővektorai össze vannak szinkronizálva egymással. Így például megállapítható, hogy egy vizsgált jelenség toroidálisan mennyire terjed ki a plazmában. Természetesen az EDICAM kamerákkal készült felvételeknél a felhasználó eldöntheti, hogy melyik ROI jelét kívánja betölteni a főképernyő adott helyére. A betöltött videó minden egyes képéhez meg

lehet jeleníteni a kamera által mért fényesség pontos értékét (digitben), így össze lehet hasonlítani, hogy a háttérhez képest mennyivel fényesebb pontosan az adott vizsgált folyamat. Az időpontok pontos összevetését az könnyíti meg, hogy minden egyes videó ablakában megjelenik az adott kép készültének időpontja is.

A főablak másik fontos lapja a Signals (jelek) lap, melyen a betöltött videók helyén mindenütt a videofelvételek integrált képe jelenik meg. Ez főként akkor hasznos, amikor a felvételeket először látjuk és szeretnénk nagy vonalakban képet kapni arról, hogy mikor történtek érdekes jelenségek, melyeket érdemes a továbbiakban is vizsgálni. Amennyiben ilyen érdekes jelenségeket sikerült megállapítani a főképernyő használatával, utána lehetőség van ezeket – egyszerre maximum négy videót – részletesebben is megvizsgálni a speciális képernyőn. Itt alkalmazhatunk rájuk különböző színtáblákat (hiszen az EDICAM-ok felvétele 12 bites, szürkeárnyalatos felvétel), meghatározhatunk threshold-ot, azaz olyan tartományt, ami alatt nullának vesszük, illetve ami fölött maximálisnak vesszük a fényességet, végezhetünk a videókon gamma korrekciót, illetve definiálhatunk szoftveres ROI-kat is, hogy a felvételeken belüli érdekes tartományokról is kapjunk információt. A fent említett technikákkal könnyen, és gyorsan kiemelhetőek azok az eltérések, melyek alapján az érdekes jelenségek azonosíthatóak.



48. ábra Az EDVIS speciális ablaka, benne négy kamera betöltött videója. A bal felső sarokban egy háttérlevont (ezért sokkal élesebb) kép látható, a jobb felső sarokban egy nagyított kép, a bal alsó sarokban egy 90 fokkal elforgatott kép, a jobb alsó sarokban pedig egy ferde vonalat alkotó pontthalmazt ábrázoltam a felvételen. A különböző felvételeket különböző színtáblákkal ábrázoltam.

Ezen kívül a Speciális ablakban lehetőség van még egy videó egy érdekes időtartományának, vagy csak egy képének exportálására különböző formátumokba (JPEG, GIF, TIFF, PNG, SVG, vagy CSV formátumba képek esetén, illetve AVI, valamint MPEG formátumokba videók esetén).

Lehetőség van háttérkép-levonásra is, amely a kísérleti környezetben nagy hőterhelésnek, illetve (főként) gammasugárzásnak kitett kamerák esetén a szenzor elöregedése és a halott pixelek (dead pixels) megjelenésének következtében fontos tulajdonság. Ehhez többnyire a felvétel első néhány (még sötét) képét szokás választani, de lehetőség van bármilyen előre definiált levonandó háttérkép beolvasására, illetve akár több sötét kép összeadására is, amit szintén lehet levonandó háttérképként alkalmazni.

A fentiek felül lehetőség van a Speciális képernyőn a kameraképek elforgatására, valamint nagyítására is. Előbbire azért van szükség, mert a különböző kamerák a tórusz hasonló tartományát (annak ötfogású szimmetriája miatt) egymáshoz képest elforgatva mutathatják, mivel a behelyezésnél nem mindig sikerül tökéletesen egymáshoz pozícionálni őket. Ezért könnyebb úgy beazonosítani a kameraképeken látható falelemeket, ha azokat először a sztellarátor központi koordinátarendszerével összhangba hozzuk.

A nagyítás funkció azért fontos, hogy a képek érdekes részeit közelebbről is meg tudjuk vizsgálni. Ezen kívül a speciális képernyőn lehetőség van előre kalibrált pontok ábrázolására a betöltött videókra. Ennek segítségével például egy szimuláció eredményeit lehet közvetlenül ellenőrizni az ábrákon, vagy például magát a térbeli kalibrációt lehet validálni egy adott plazmakisüléshez. A fent említett négy funkciót a speciális képernyőn a 48. ábra szemlélteti.

## 4. A pelletfelhők vizsgálata

A pelletfelhők vizsgálata két szempontból is fontos kérdés. Egyrészt amennyiben a pelleteket szabályozott ELM-ek keltésére használjuk, abban az esetben a pelletfelhőre mint a plazmában keltett nyomásperturbációra gondolhatunk. Mivel az ELM-ek a plazma H-módjában a pedesztál miatt létrejövő nyomásgradiens következtében fellépő instabilitásoknak képzelhetőek el, ezért minden olyan jelenség, mely nyomásperturbációval jár, közreműködhet – és jó eséllyel közre is működik – az ELM-keltési folyamatban. Ez igaz a pelletek által keltett felhőkre is. Korábban csak a felhő sűrűség- és hőmérsékleteloszlásáról beszéltem, mely azonban közvetlen kapcsolatban van a felhő nyomásával is. Az összefüggést a jól ismert (4.1) formula adja meg:

$$p = n \cdot k_B \cdot T, \quad (4.1)$$

ahol  $p$  a nyomás,  $n$  a részecskesűrűség,  $T$  pedig a hőmérséklet.

A pelletek által történő ELM-keltési mechanizmus pontosabb megértéséhez fontos megvizsgálunk a pelletfelhő tulajdonságait, ezáltal finomítva ismereteinket e téren, mely végső soron hatásosabb ELM-keltéshez vezet.

Amennyiben a pelleteket üzemanyag-utánpótlásra szeretnénk használni, úgy a pelletfelhők driftjének a megértése válik fontossá, mert a felhők fizikai tulajdonságainak (elsősorban a geometriai alak, valamint a felhőket kialakító sűrűség- és hőmérséklet-eloszlások) megismerésével, illetve e felhők alakjára és anyagtartalmára ható jelenségek, instabilitások jobb megértésével effektívebb üzemanyag-utánpótlási mechanizmusokat tudunk tervezni.

Ebben a fejezetben ismertetem a pelletfelhők látható tartományban készített kameraképeinek vizsgálata során kapott eredményeket. Először bemutatom az empirikus úton osztályozott fő pelletfelhő típusokat, majd rátérek a pelletfelhő szélességének – ez alatt a látható tartományban mért sugárzáseloszlás félértékshélességét értem – skálázására, mely meghatározza az összefüggést a felhő mágneses erővonalak menti szélessége és a főbb pellet- illetve plazmaparaméterek között. Végül a korábban már ismertetett szintetikus diagnosztika eredményeit mutatom be, valamint azt, hogy az innen kapott eredmények hogyan kapcsolódnak össze a skálázással.

## 4.1 A fő pelletfelhő típusok

A pelletfelhők vizsgálatának egyik fontos eleme a pelletfelhők alakjának vizsgálata. Ilyen jellegű megfigyeléseket az 1980-as évek óta végeztek, az elsők között Durst és kollégái [91] a TEXT (Texas Experimental Tokamak) berendezésen az időfüggetlen pelletablációs modellek továbbfejlesztésére. Később, az 1990-es években az ASDEX Upgrade tokamakon is végeztek hasonló méréseket [92]. Itt a cél a mágneses tér pontos irányának meghatározása volt plazma jelenlétében, ugyanis plazmakisülés közben a mágneses tér alakja eltér a vákuumban mérhetőtől.

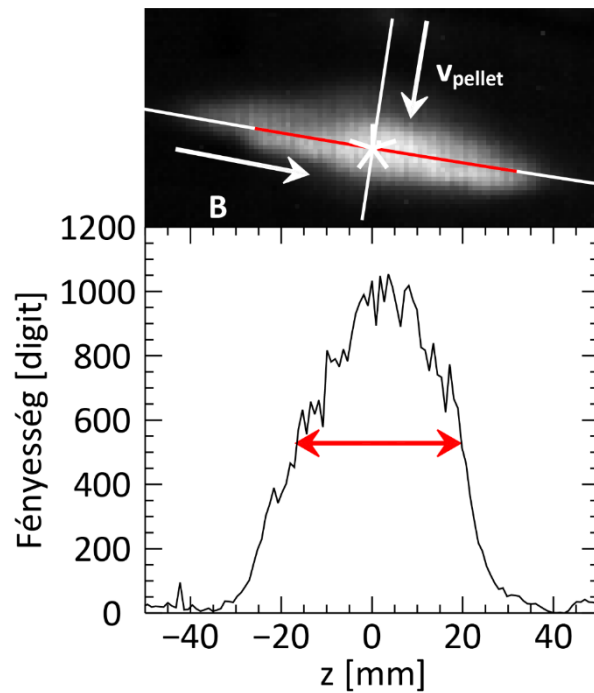
Az alakok vizsgálatával nemcsak a felhők fizikai kiterjedéséről nyerhetünk információkat, de a felhő pillanatnyi állapotáról is képet kapunk. A fizikai kiterjedés vizsgálatával a felhő által a plazmában keltett nyomásperturbáció tulajdonságait tudjuk megállapítani, míg a pillanatnyi állapot ismeretében a felhő és a plazma interakciójából létrejövő instabilitásokra következtethetünk.

Ebben az alfejezetben azokat a fő pelletfelhő típusokat ismertetem, melyeket a látható tartományban működő gyorskamerák segítségével figyeltem meg az ASDEX Upgrade tokamakon (a technikai részletekért lásd Az ASDEX Upgrade tokamakon működő, háromkamerás kamerarendszer című fejezetet). A lentebb ismertetett négy típus valamelyikébe a megfigyelt felhők 96%-a beletartozik. Azok, amelyek nem illeszkednek a e típusok egyikébe sem, azok feltehetőleg olyan megfigyelések, melyek során egy széttört pellet felhőjét figyeltük meg. Az általam megfigyelt négy fő pelletfelhő típusból kettő további két alkategóriába sorolható. Az alábbiakban látható ábrákon a közel függőleges vonal a pelletpályát, a közel vízszintes vonal pedig a pelletfelhő közepén áthaladó mágneses erővonalat jelöli. Felhő közepe alatt itt a felhők geometriai középpontját értem, mely nem feltétlenül esik egybe a legnagyobb sugárzási intenzitású tartománnyal. A felhő méretét a sugárzáseloszlás maximumának felénél (FWHM) határoztam meg, mely a mágneses erővonal mentén 1-9 cm-nek, az erővonalra merőlegesen pedig 0,5-2 cm-nek adódott a teljes adathalmazra.

### 4.1.1 Első alak

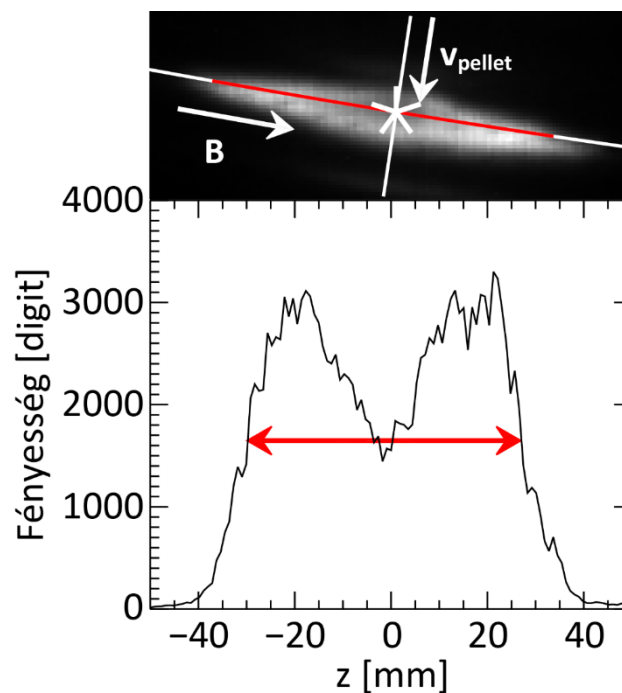
Ez a klasszikus, korábbi megfigyelések által is alátámasztott [91] [92], „szivar” alakú felhő, mely egy fényességmaximummal rendelkezik a mágneses erővonal mentén és arra merőlegesen is. E típus feltehetően a felhő fejlődési szakaszának elején figyelhető meg, amikor az elektronütközéses gerjesztés miatti sugárzást még nem a felhő elektronjai, hanem a háttérplazma bejövő elektronjai dominálják. Ennek alátámasztását lásd a 4.3 fejezetben.





49. ábra Fent: az első felhőalak kameraképe. A feldő közepén átmenő mágneses erővonal pirossal jelölt része megegyezik a lenti ábra piros nyila által átfogott tartománnyal. Lent: az erővonal menti fényességeloszlás. A piros nyíl a félértékszélességet jelöli. A mágneses erővonal koordinátáit z-vel jelöltem.

#### 4.1.2 Második alak

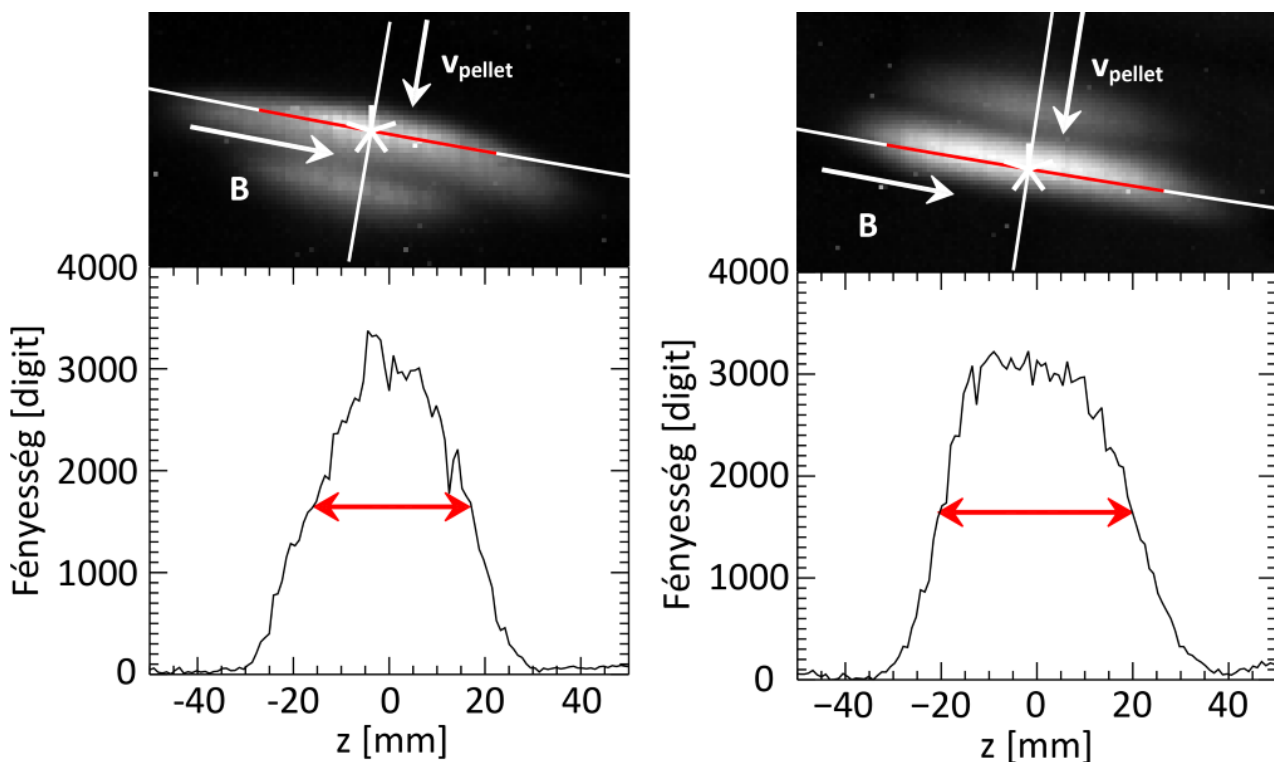


50. ábra Fent: a második alakú felhő képe. Lent: az erővonal menti fényességeloszlás. (A jelölések megegyeznek a 49. ábra jelöléseivel.)

A második felhőtípus szintén „szivar” alakú, ám a mágneses erővonal menti fényességeloszlása két maximummal rendelkezik (lásd 50. ábra). Ezt a felhőtípust néhány esetben megfigyelték [92] (jóllehet, nem vezették be, mint külön kategóriát), azonban [91]-ben nem tesznek róla említést. A sűrűség- és hőmérsékleteloszlást, amely ezt a megfigyelhető felhőtípus eredményezi részletesen is tárgyalom a 4.3 fejezetben.

### 4.1.3 Harmadik alak

A harmadik alak egy fő felhőt, valamint egy mellékfelhőt tartalmaz, azaz két „szivar” alakú felhőrészből áll, melyek párhuzamosak, de a mágneses térre merőlegesen egymástól el vannak tolva. Mindegyikük egy fényességmaximummal rendelkezik a mágneses erővonal mentén. Ennek két alkategóriája létezik, az egyiknél a szélesebb, fényesebb felhő (mely feltételezésünk szerint a pelletet tartalmazza) felül, a másikon pedig alul helyezkedik el.



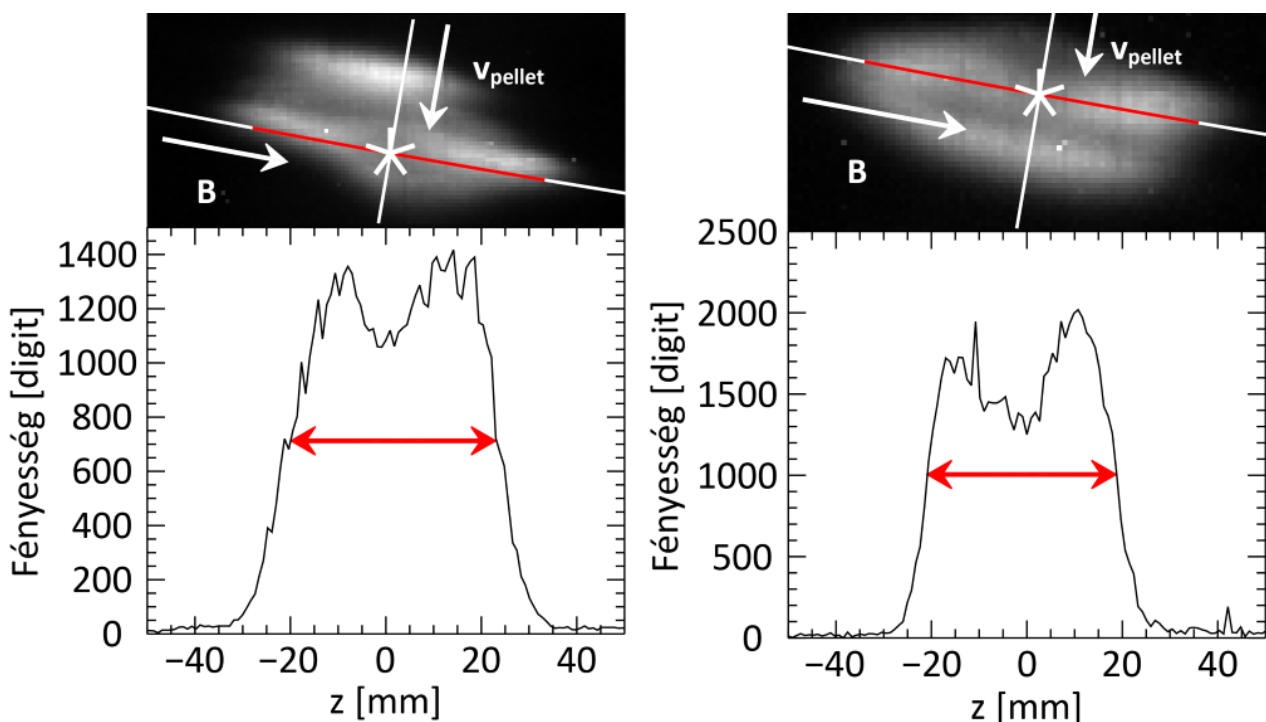
51. ábra A harmadik felhőalak két altípusa. Balra: a felső "szivar" fényesebb és hosszabb, jobbra pedig az alsó. Az ábrák jelölése megegyezik a 49. ábra jelölésével.

Ezt az alakot szintén észlelték korábbi megfigyelések során is [91] [92] [71]. A mérésekből arra következtethetünk ([71] [70] alapján), hogy ezt a felhőalakot a mágneses tér gradiense következtében kialakuló drift hozza létre, mely a felhő egy részét az LFS felé hajtja – azaz a felhő egy része leválik a fő felhőről –, még hozzá a pelletsebességnél több nagyságrenddel gyorsabban. Azonban az AUG

tokamaknál megfigyelték, hogy bizonyos esetekben ennek a driftnek létezik egy vertikális, felfelé mutató komponense is [92], melyet egy újabb megfigyelés is alátámaszt [70].

#### 4.1.4 Negyedik alak

A negyedik alak szintén két „szivar” alakú felhőből áll, ám ezek közül az egyik egy, a másik pedig két fényességmaximummal rendelkezik. Erről az alakról tudomásom szerint korábban senki nem számolt még be. Ennek az alaknak is két altípusa létezik, az egyik esetben a két fényességmaximummal rendelkező felhőcske a felső „szivar” helyét foglalja el, míg a másik típusnál az alsóét. Ezt a felhőtípust feltehetően hasonló driftfolyamatok alakítják ki, mint a harmadik alakot.

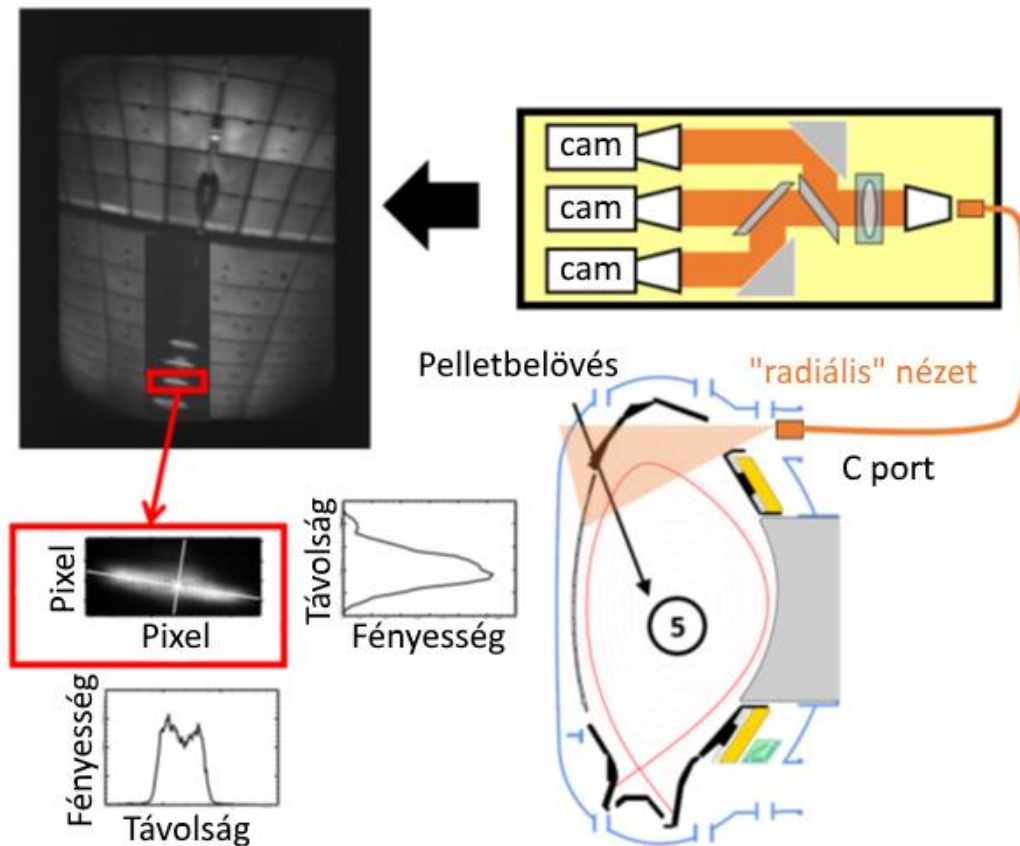


52. ábra A negyedik felhőalak. Balra: a felső szivar egy, míg az alsó két fényességmaximummal rendelkezik. Jobbra: a felső szivar kettő, az alsó pedig egy fényességmaximummal bír. A jelölések megegyeznek a 49. ábra jelöléseivel.

A teljes, nyers (tehát a túlexponált felhőképeket és a később ismertett, különböző izotópokat is tartalmazó) adatbázisban az első alak 130-szor, a második 125-ször, a harmadik 21-szer, a negyedik 5-ször fordult elő. Nem besorolható alakú felhőből 12 darabot találtam. A fentiekből látható, hogy a skálázás szempontjából, valamint előfordulási gyakoriság tekintetében a legnagyobb jelentősége az első, és a második alaknak van.

## 4.2 A pelletfelhők szélességének skálázása

A főbb pelletfelhő típusok megállapítása után a felhők fizikai paramétereinek meghatározása volt a következő lépés, hiszen a kalibráció és a felhőalakok meghatározása után így kvantitatív összefüggéseket is meg tudtam állapítani a felhők alakja és a főbb pellet-, illetve plazmaparaméterek között. Ezért alkalmaztam a 3.1 fejezetben ismertetett térbeli kalibrációt, majd szétválogattam a pelletfelhőket a stroboszkópszerű felvételekről.



53. ábra A diagnosztikai rendszer és az adatok útja az adatbázisba. Jobbra lent: a pelletpálya és a diagnosztikai rendszer keresztmetszeti képe. Jobbra fent: a kamerarendszer és a leképező optika sematikus ábrája. Balra fent: a stroboszkópszerű pelletfelhő-felvételek (a háttérben a tokamak belső falát montázsoltam a képre a könnyebb áttekinthetőség érdekében). Az egyedi pelletfelhők egyikét piros kiemeléssel jeleztem. Balra lent: az elkülönített pelletfelhő fizikai paramétereinek meghatározása, azaz a pelletpálya (közel függőleges vonal), valamint a mágneses erővonal (közel vízszintes vonal), a felhő geometriai közepe (csillag), illetve az ezek mentén mérhető fényesség-eloszlások.

Meghatároztam a felhők középpontjának fizikai koordinátáit a tokamak koordinátarendszerében, illetve a pelletpálya és a felhő középpontját átszelő mágneses erővonal koordinátáit is. A két „szivar” alakú felhővel rendelkező felhőtípusok esetén (a harmadik és negyedik alak a 4.1 fejezetben.) a fényesebb csík szélességét, egyúttal a legnagyobb toroidális irányban kiterjedő felhőt vettem

figyelembe azt feltételezve, hogy a felhő elsődleges részecskeforrása maga a pellet, tehát a fényesebb felhő fogja körül magát a pelletet (mivel ez hidegebb, így több fényt bocsát ki). Ezeket a koordinátákat a későbbiekben fluxusfelület címkékkal, hengerkoordinátákkal stb. tudom reprezentálni (a teljes folyamatot az 53. ábra szemlélteti).

Szintén összegyűjtöttem a kapcsolódó mennyiségek (plazmahőmérséklet és -sűrűség stb., részletesen lásd később) kezdeti, lokális, perturbálatlan értékeit (azaz közvetlenül a pellet érkezése előtti értéküket) is. Azért a pellet érkezése előtti értékeket használtam, mert a pellet részecsketartalma összemérhető a teljes plazma részecsketartalmával, emiatt a pellet plazmába érkezése jelentős perturbációt jelent mind a teljes plazma hőmérsékletében, mind a sűrűségében.

A hőmérséklet- és sűrűségértékeket illesztéssel előállított profilokból nyertem ki, melyeket Szepesi Tamás készített az AUGPED programmal. Ehhez a pellet középpontjának fluxusfelület címkékben kifejezett koordinátáit használtam fel, hiszen a profilok illesztése is ezek szerint a koordináták szerint történt.

Az összegyűjtött adatokat adatbázisba rendeztem, mely megkönnyíti a különböző mennyiségek összehasonlítását, illetve a függőségi-, valamint korrelációs viszonyok meghatározását. Az adatbázisban különböző kísérletekből származó felhőképek találhatóak. Ezek között vannak pelletes üzemanyag-utánpótlási kísérletek, valamint pelletes ELM-szabályozási kísérletek is. A plazmakisülések mind H-módban történtek, deutérium, hidrogén, vagy hélium plazmákban.

A pelletek anyaga deutérium vagy hidrogén volt. Az adatbázis sokszínűsége így lehetővé teszi nem csak a pelletfelhők fizikai paramétereit, illetve a különböző pellet- és plazmaparaméterek közötti összefüggés meghatározását, de a különböző pellet- illetve plazmaanyagok hatásának összehasonlítását is a pelletfelhők alakjára és méreteire. Az adathalmaz 254 darab megfigyelt pelletfelhőt tartalmaz (ebben a darabszámban már nincsenek benne a túlexponált felhők, mivel azokat kvantitatív analízishez nem tudtam felhasználni, ám a felhőtípusok meghatározásánál a túlexponáltság nem jelentett problémát).

Ám sajnos ez az adatbázis is tartalmaz olyan felhőket, melyekhez nem sikerült minden nélkülözhetetlen adatot meghatározni, mert például a sűrűségprofil visszaállításához nem állt rendelkezésre megfelelő mennyiségű adat a vizsgált időablakban. Ezek az adatok nem szükségesek például a pelletfelhő alakok osztályozásánál, de alapvető fontosságúak egy skálázás elkészítéséhez. Amennyiben csak azokat a felhőket számoljuk, melyekhez minden, a skálázáshoz szükséges adatot sikerült begyűjteni, úgy az adatbázis 242 db pelletfelhőt tartalmaz, ebből 109 db felhő deutérium pellettől származik, melyet deutérium plazmába lőttek be, 112 db származik hélium plazmába lőtt

hidrogén pelletektől, valamint 21 db felhő származik hidrogén plazmába lőtt hidrogén pelletektől. Az adatbázis mezői típus alapján (pellet, plazma, kamera, vagy pelletfelhő paraméterek), illetve dimenzió (pont, profil, vagy 2D-s profil) alapján kategorizálhatóak, lásd 3. táblázat.

Dimenzió	Plazmaparaméterek	Pelletparaméterek	Kamera-paraméterek	Pelletfelhő paraméterek
<b>Pont</b>	lövészszám	névleges tömeg	a kamera neve	felhőpozíció ( $l_c$ )
	a plazma anyaga (D, H, He)	redukált tömeg	expozíciós idő	a fényességeloszlás momentumai (z mentén)
	NBI fűtési teljesítmény	pelletanyag (D, H)	ismétlési idő	a fényességeloszlás momentumai (l mentén)
	ICRH fűtési teljesítmény	sebesség ( $v_p$ )	triggeridő	felhőméret z mentén (FWHM)
	ECRH fűtési teljesítmény	ablációs ráta ( $\dot{N}(l_c)$ )	a kép száma	felhőméret l mentén (FWHM)
	hőmérsékletprofil időablak	elektronsűrűség ( $n_e(l_c)$ )	a felhő száma	felhőalak
	sűrűségprofil időablak	elektronhőmérséklet ( $T_e(l_c)$ )		
		méret ( $r_p(l_c)$ )		
<b>Profil</b>	fluxuskoordináták ( $\rho_{pol}(l)$ )	pelletpálya ( $l$ )		mágn. erővonal koord. (z)
	elektronsűrűségprofil ( $n_e(l)$ )	méret a pálya mentén ( $r_p(l)$ )		fényességeloszlás z mentén
	elektronhőmérsékletprofil ( $T_e(l)$ )	ablációs ráta a pálya mentén ( $\dot{N}(l)$ )		fényességeloszlás l mentén
<b>2D-s profil</b>				a felhő képe

3. táblázat A pelletfelhő adatbázisban tárolt paraméterek összefoglalója.

- **Plazmaparaméterek:** az adatbázisban tárolt plazmaparaméterek a lövésszám, a plazma anyaga (deutérium, hidrogén, vagy hélium), a hőmérséklet- és a sűrűségprofil időablaka (ezek eltérhetnek egymástól), a fluxuskoordináták  $(\rho_{pol}(l))$  a pelletpálya mentén  $(l)$ . Az elektronsűrűség  $(n_e(l))$  és –hőmérséklet  $(T_e(l))$  profilok néhány ms-mal a pellet plazmába érkezése előtti időpontban készültek. A hőmérsékletprofilok a Thomson-szórás, illetve az ECE radiometriai diagnosztika, míg a sűrűségprofilok a Thomson-szórás, a lítiumnyaláb, illetve a reflektométer és interferométer diagnosztikák jelei alapján készültek el. A profilszámolásoknál minden olyan jel adatai benne vannak az illesztésben, amely elérhető volt az adott lövéshez. Az illesztés – mint azt korábban említettem – az AUGPED programmal készült. A profilok tipikusan 10-100 ms hosszú jelek integrálásának eredményeként születtek.
- **Pelletparaméterek:** a névleges (tervezett) pelletméret és a redukált méret. Ez utóbbi egy empirikusan becsült érték és függ a pellet névleges méretétől és sebességétől, figyelembe veszi a pellet anyagának fogyását, amikor az a repülési csövön halad keresztül. A fentiek eredményeként a redukált tömeg megadja a pellet méretét abban az időpillanatban, amikor az a tórusz bejáratához ér. A redukált pellettömeg számolása során figyelembe vettem, hogy nagyobb sebességnél a pellet anyagának fogyása jelentősebb, ugyanolyan kiindulási tömeg esetén is. Az erre vonatkozó méréseket és eredményeket a [93] forrás részletezi. A pellet méretét szintén kiszámoltam a pelletfelhő pillanatnyi, a felvételkor mért helyénél  $(r_p(l_c))$ , valamint a teljes pelletpálya mentén  $(r_p(l))$  is. Ehhez a számoláshoz a vákuumkamra belső falánál érvényes, fentebb már említett redukált pellettömeget használtam fel. A pelletméret számolásának módszerét később részletezem. A pelletpálya fizikai koordinátáit  $(l)$  minden egyes pelletre eltároltam az adatbázisban. A pellet anyaga (amely lehet deutérium, vagy hidrogén) szintén tárolásra kerül az adatbázisban, a pellet sebességével  $(v_p)$  egyetemben. A pelletsebességet állandónak tételezem fel a pelletpálya mentén a következő két jelenség miatt. A pellet lassulását egyrészt azért hanyagoltam el, mert az ASDEX Upgrade tokamakon egy olyan optimalizált repülési pályát és hozzá tartozó pelletbelövőt alakítottak ki, mely minimalizálja a pellet lassulását a repülési csőben. Más tokamakok hasonló rendszereihez képest (ahol a lassulás akár 50%-nál is nagyobb lehet), az ASDEX Upgrade-en ez mindössze néhány százalék, ezért ezt elhanyagoltam. A rakétamodell által leírt radiális pelletgyorsulás a plazmában, és e gyorsulás által okozott pályagörbület [94] szintén elhanyagoltam, mivel a pályának azon a részén, ahová a kameráink rálátunk, ez az effektus még nem számottevő. Tehát a fenti, egyszerűsített, ám megfelelően pontos közelítés szerint a pellet egyenes vonalú

egyenletes mozgást végez a plazmában, amíg anyaga el nem fogy. Ezután felhője – mivel az anyagutánpótlása megszűnik – nagyon gyorsan (néhány  $\mu\text{s}$  alatt) ionizálódik, azaz már nem fog látszódni a kamerafelvételeken. A kiszámított, elméleti ablációs ráta, amely a mért adatokon és a 2.3 fejezetben ismertetett egyszerű, de nagyon megbízható NGS ablációs modellen alapul a pelletfelhő helyénél  $(\dot{N}(l_c))$  és a teljes pelletpálya mentén  $(\dot{N}(l))$  szintén az adatbázis része. Az ablációs rátákat az (2.2) egyenlet alapján számoltam ki. Ez azt jelenti, hogy a kiszámított ablációs ráta tartalmazni fogja a plazmahőmérséklet, és –sűrűség hibáját, de a vizsgált lövéseknél még mindig ez a legmegbízhatóbb módszer a pellet anyagfogyásának becslésére. A lokális, perturbálatlan elektronsűrűséget és hőmérsékletet – amelyet a visszaállított profilokból határoztam meg – a pelletfelhő helyénél szintén letároltam az adatbázisban, ezeket  $(n_e(l_c))$  és  $(T_e(l_c))$  jelöli.

- **Kamera adatok:** a kamera neve (azonosítója), az expozíciós idő, az ismétlési idő (két egymást követő expozíció között), az aktuális felhőhöz tartozó kamerakép triggerideje, az aktuális képsorozaton belül a felhőt tartalmazó kép száma, illetve e képen belül a felhő sorszáma.
- **Pelletfelhő adatok:** a felhő pozíciója fizikai koordinátákban  $(l_c)$ , a felhő fényességeloszlása (digit vs. távolság) és ezeknek az eloszlásoknak az első négy momentuma (átlag, szórás, ferdeség (skewness) és lapultság (kurtosis) – lásd (4.2)-(4.5) formula) a mágneses tér mentén  $(z)$  és az arra merőleges irányban  $(l)$ . A felhőméret  $l$  és  $z$  mentén (FWHM), a felhő alakja (a 4.1 fejezet alapján), a felhő közepét átszelő mágneses erővonal koordinátái  $(z)$ , és végül maga a felhő képe.

$$\text{átlag} = \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} x_i \quad (4.2)$$

$$\text{szórás} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=0}^{N-1} (x_i - \bar{x})^2 \quad (4.3)$$

$$\text{ferdeség} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left( \frac{x_i - \bar{x}}{\sqrt{\text{szórás}}} \right)^3 \quad (4.4)$$

$$\text{lapultság} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left( \frac{x_i - \bar{x}}{\sqrt{\text{szórás}}} \right)^4 - 3 \quad (4.5)$$



### 4.2.1 A pelletméret időfüggésének kiszámítása

A pelletméretet az ablációs rátából számítottam ki a következőképpen. A pelletet gömb alakúnak tételeztem fel, amikor az a tórusz bejáratához érkezik. Ugyan az ASDEX Upgrade centrifuga pelletbelövőjével frissen legyártott pellet téglatest alakú, ám a repülési csőben történő áthaladása során az élek és a sarkok és egyéb kiszögellések termodinamikai effektusok révén lekopnak (hiszen a pellet és a cső között nincsen direkt kontakt) és a cső végén kijövő pellet már jó közelítéssel tekinthető gömb alakúnak. Azonban a pellet alakjának hatását vizsgálva az ablációs rátára azt találjuk, hogy a pellet alakja nem befolyásolja nagymértékben az ablációs rátát [95]. Mivel ismerjük a pellet redukált tömegét a tórusz bejáratánál, ezért az ablációs ráta a teljes pelletpályára kiszámítható. Azonban az ablációs ráta kiszámításával a szilárd pellet részecsketartalma is ismert lesz a pálya minden pontján. Ismerve a szilárd hidrogén és deutérium sűrűségét (az éppen használt pellettől függően), és feltételezve, hogy a pellet megtartja gömb alakját az abláció során (amely az NGS modell egyik feltételezése is), a pellet mérete meghatározható a fenti adatok alapján a teljes pelletpálya mentén.

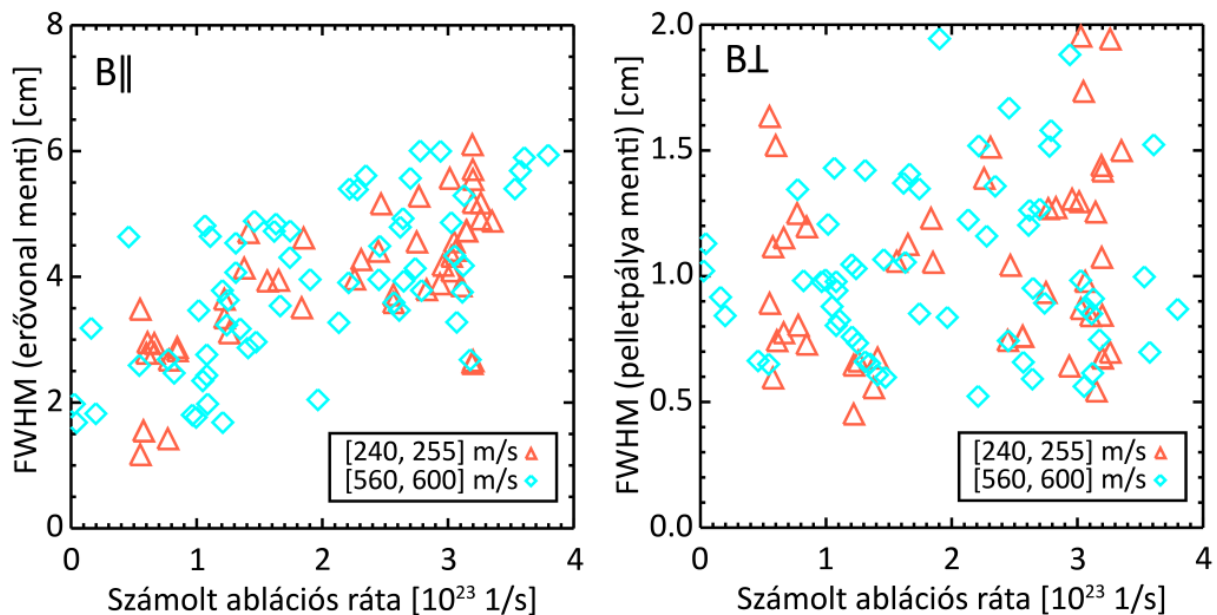
### 4.2.2 Az adatbázis vizsgálata

A fentebb leírt adatok felhasználásával egy skálatörvényt határoztam meg, melynek célja a különböző pellet-, illetve plazmaparaméterek, illetve a pelletfelhő szélessége közötti kapcsolat meghatározása. A skálázás kiszámítása során használt mennyiségek az adatbázisban tárolt tartományai megtekinthetők a 4. táblázat celláiban.

	$v_p \left[ \frac{m}{s} \right]$	$V_p [mm^3]$	$T_e [eV]$	$n_e [10^{19} m^{-3}]$	$\dot{N} [10^{23} s^{-1}]$	$l_{FWHM} [cm]$
<b>Paraméter-tartomány</b>	240, 255, 560, 600	0,4 – 3,68	37 – 787	1,3 – 8,1	0,03 – 4,10	1,17 – 8,73
<b>Átlag</b>	330	2,74	341,00	6,04	1,91	4,38
<b>Szórás</b>	154	0,85	132,57	1,70	0,96	1,28

4. táblázat Az adatbázisban tárolt, a skálázás szempontjából legfontosabb paraméterek tartományai. A pelletsebesség ( $v_p$ ) a tervezett érték, a hőmérséklet és a sűrűség ( $T_e, n_e$ ) mért, a pelletméret és az ablációs ráta ( $V_p, \dot{N}$ ) pedig számolt értékek – néhány ms-mal a pellet plazmába érkezése előtti időpontban.

Mivel a felhőt kialakító anyag forrása maga a pellet, és az anyagmennyiséget az ablációs ráta határozza meg, ezért fontos tudni, hogy a pelletfelhő tágulása milyen kapcsolatban áll az ablációs rátával. Itt fontos megemlíteni azt is, hogy az abláció egy önszabályozó folyamat, tehát a kialakult felhő vissza fog hatni az ablációs rátára. Azonban előfordulhat, hogy más paraméterek is lényeges szerepet játszanak a pelletfelhő méretének leírásában, mint például a pelletsebesség, mely az egyik fő pelletparaméter. Fontos megvizsgálni a (2.2) egyenlet paramétereit külön-külön is, mert előfordulhat, hogy az a súly, ahogy a pelletfelhő szélességének kialakításában részt vesznek, eltér attól, ahogy az ablációs ráta értékét meghatározzák. Először azonban szeretném az adatbázist vizualizálni, hogy az olvasó képet kapjon a különböző mért értékek relációjáról, valamint arról, hogy milyen trendek láthatóak az adatok különböző vetületeiben. Ez segít egy pontosabb egyenletet meghatározni a skálázás illesztéséhez, valamint az illesztés után összevethetőek a kapott trendek a látottakkal. Illetve kísérletet teszek az adatbázis vizuális vizsgálatával megtalálni a pelletfelhő méreteit meghatározó legfontosabb paramétereket.

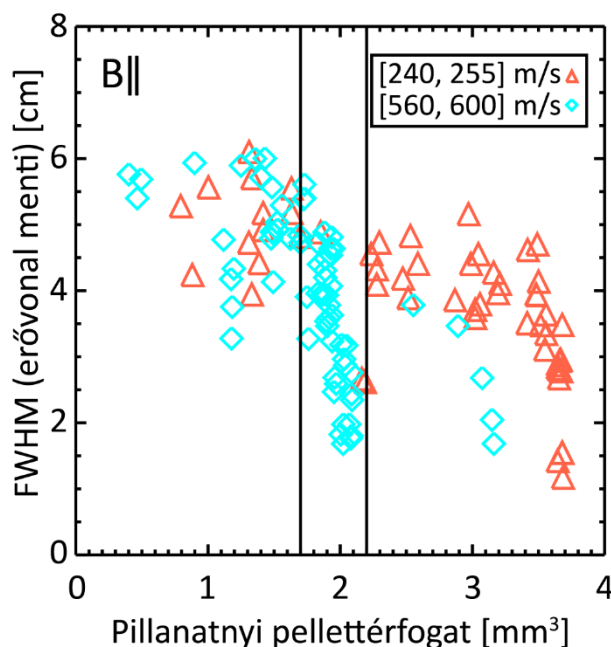


54. ábra Pelletfelhő szélesség - ablációs ráta plot. A piros háromszögek a [240, 255] m/s-os pelleteket, míg a cián négyszögek az [560, 600] m/s-os sebességű pelleteket jelölik. Balra: a felhő mérete a mágneses erővonal mentén az ablációs ráta függvényében (109 db felhő). Jobbra: a felhőméret a mágneses erővonalra merőlegesen az ablációs ráta függvényében (szintén 109 db felhő).

Az adatbázis adatainak körülbelül fele deutérium plazmába lőtt deutérium pelletektől származik. Ez a leggyakoribb konfiguráció a fúziós plazmafizikai kísérletekben, így a következő néhány oldalon az adatbázisnak csak ezt a részét vizsgálom, mielőtt rátérnék a különböző anyagfajták vizsgálatára. Először azt vizsgálom meg, hogy a felhőméret és az ablációs ráta milyen összefüggést mutat. Erről ad információt az 54. ábra. Az alábbi ábrákon az összes felhőtípus adatait ábrázolom. A különböző

pelletsebességekhez tartozó felhőket külön színnel és szimbólummal jelöltem, hogy az esetleges sebességbeli eltérésekből adódó különbségek láthatóak legyenek – ha vannak. Mivel azzal a fent említett feltételezéssel éltem, hogy a pelletfelhő anyagforrása maga a pellet, mely hidegebb, mint a plazma, de még a mellékfelhőjénél is, ezért a felhőszélesség meghatározásánál azoknál a felhőtípusoknál, melyek két felhőcskével rendelkeznek a fényesebb (tehát hidegebb) felhőt vettem figyelembe. A vizualizációt elvégeztem külön a felhőtípusok szerint is, de sajnos külön-külön nézve a felhőtípusokat nincs elég információ az alakfüggés meghatározásához, egy-egy típusba csak néhány tíz felhő tartozik, és ez a szám nem bizonyult elégnek egy stabil illesztés elvégzéséhez, illetve alakonkénti trendek meghatározásához.

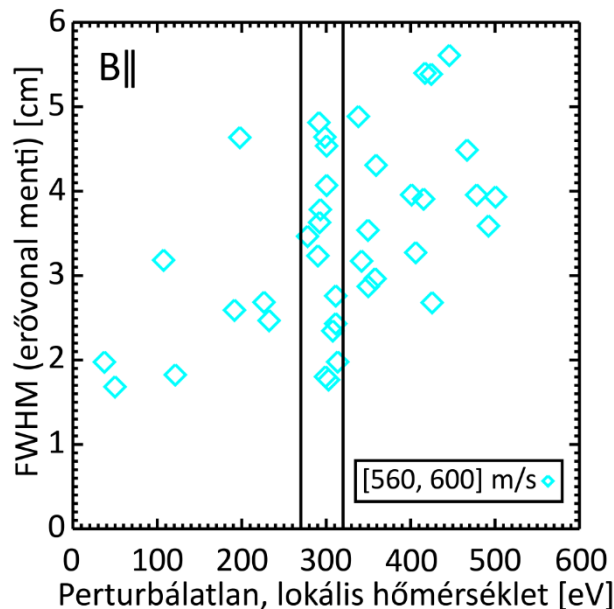
Az 54. ábra bal oldalán egyértelmű trend figyelhető meg (a trend kvantitatív ismertetését lásd a következő, 4.2.3 fejezetben). Nagyobb ablációs rátához nagyobb felhőszélesség tartozik a mágneses erővonal mentén. Az ábra jobb oldalán, mely a felhő erővonalra merőleges méretét tartalmazza, nem figyelhető meg ilyen trend, úgy tűnik, hogy az adatok egy átlagérték, az 1 cm-es méret körül szóródnak. Ez megegyezik a korábbi megfigyelésekkel is, illetve az NGS modellben a gömbszimmetrikus, neutrális felhő mérete is ennyinek adódik. Ez az érték azzal magyarázható, hogy a pellet felületéről kilépő atomok ezen a távolságon már teljesen ionizálódnak [96], ekkor pedig már csak a mágneses tér irányában tudnak terjedni, azaz a mágneses térre merőleges mozgás megszűnik.



55. ábra A pelletfelhő szélessége a maradék (gömbnek feltételezett) pellettérfogat függvényében. A piros háromszögek az [560, 600] m/s-os, a cían négyzet pedig a [240, 255] m/s-os pelletsebességeket jelölik. Ezen az ábrán 109 felhő adatai láthatóak. A két függőleges vonal által bezárt tartomány tartalmazza azokat a pontokat, melyek a következő ábrán láthatók: 56. ábra.

Ezt a jelenséget csatornafolyásnak (channel flow) nevezzük. Így viszont, mivel a mágneses erővonalra merőlegesen nem látható semmiféle trend az ablációs ráta és a felhőszélesség, azaz a felhő toroidális kiterjedésének tekintetében, így a további ábrákon már csak a felhők erővonal menti szélességét ábrázolom a többi mennyiség függvényében.

Az előzőleg megfigyelt trenddel ellentétben nem találni ilyen nyilvánvaló kapcsolatot a felhőméret és a pillanatnyi pellettérfogat között (lásd 55. ábra). A két mennyiséget egy ábrán megvizsgálva láthatjuk, hogy nagyobb pelletméret esetén a felhőszélesség valamilyen nemlineáris módon csökken, az összefüggés feltehetően tartalmaz rejtett paramétereket, amely tartalmazza a pelletsebességet is, hiszen jól látható elkülönülés figyelhető meg a különböző pelletsebességek szerint. Az ábrán három olyan pellettérfogat érték található, ahol a felhők szélessége számottevően változik úgy, hogy közben a pellettérfogat jó közelítéssel állandónak tekinthető, ezek pedig a 2; 3;  $3,7 \text{ mm}^3$ -es pellettérfogat-értékek.

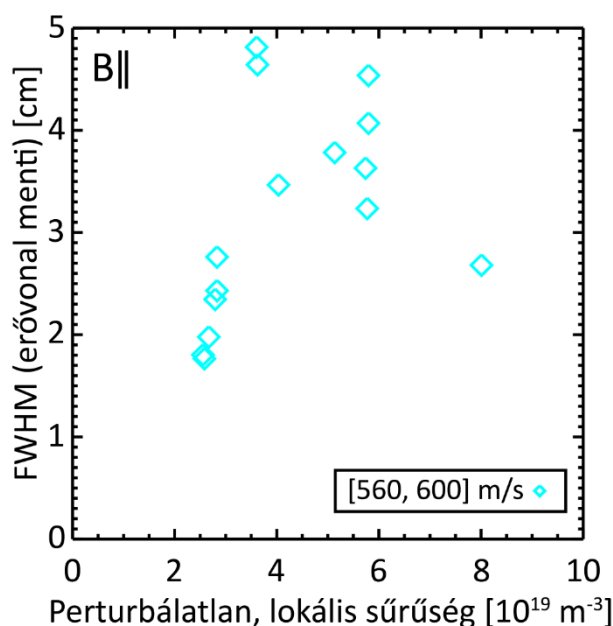


56. ábra A felhőszélesség és a kezdeti (a perturbálatlan háttérplazmához tartozó) lokális hőmérséklet az 55. ábra kiválasztott pontjaihoz. Csak az  $[560, 600] \text{ m/s}$ -os pelletsebesség látható az ábrán. Az ábrázolt felhők száma itt 39.

Mivel a felhők félértékszélessége az ablációs ráta NGS modellből kapott képletén keresztül inherensen tartalmazza a plazma elektronhőmérsékletének, illetve –sűrűségének a hatását, ezért kiválasztottam pontokat a  $2 \text{ mm}^3$ -es pellettérfogathoz tartozó,  $[560, 600] \frac{\text{m}}{\text{s}}$ -os tartományból a félértékszélesség–elektronhőmérséklet vizsgálatára. Mivel e pontok pellettérfogata jó közelítéssel állandó, ráadásul ez a régió tartalmazza a legtöbb pontot az állandó térfogatú tartományok közül, így

megfelelő jelöltnek tűnik a hőmérséklet és a sűrűség a felhőmérettel való összefüggésének vizsgálatára.

Az 55. ábra függőleges vonalakkal jelölt tartományának  $[560, 600] \frac{m}{s}$  sebességtartományába eső pelletektől származó felhők szélességének a perturbálatlan, lokális elektronhőmérséklet függvényében történő vizsgálatánál (lásd 56. ábra) pozitív trend látható, azaz magasabb hőmérséklethez szélesebb felhők tartoznak. Jóllehet, ez a trend nem olyan egyértelmű, mint a felhőszélesség–ablációs ráta esetben (54. ábra), azonban még mindig a sűrűség és a hőmérséklet kombinált hatásából származik, mivel az ábrázolt adatpontokat még nem szűrtem le sűrűség szerint. Ezért az előző esethez hasonlóan tovább szűrtem az adatokat, itt is kiválasztottam egy tartományt, ahol jó közelítéssel állandó hőmérsékletértékekhez sok különböző felhőszélesség tartozik, hogy így a hőmérséklet hatását is kiküszöböljem. Ez a tartomány a 300 eV körüli kis tartomány lett. A maradék pontokat a (perturbálatlan) sűrűség függvényében ábrázolva megfigyelhetjük önmagában az elektronsűrűség hatását a felhőszélességre (lásd 57. ábra). Látható, hogy a félértékszélesség nemlineáris módon függ a sűrűségtől.



57. ábra A felhőszélesség a kezdeti, lokális (perturbálatlan háttérplazma) sűrűség az 56. ábra kiválasztott pontjaihoz. Csak az  $[560, 600] \text{ m/s}$ -os sebességű pelleteket ábrázoltam. A háttérplazma hőmérséklete konstans, 300 eV. Az ábrán 15 felhő adatai láthatóak.

Összefoglalásul elmondható, hogy a pelletfelhő szélessége csökken növekvő pellettérfogat esetén, és növekszik, ha a háttérplazma elektronsűrűsége, illetve –hőmérséklete nagyobb. Azonban ez a kapcsolat nemlineárisnak tűnik, amely további – kvantitatív – vizsgálatokat tesz szükségessé.

### 4.2.3 A pelletfelhő skálázás

Az előző alfejezetben bemutatott ábrákon (54. ábra - 57. ábra) látható trendek tisztázására, illetve az ott megfigyelt nemlineáris összefüggések kvantitatív elemzéséhez egy skálázást készítettem, mely a mágneses tér mentén mérhető felhőszélességet köti össze az ábrákon bemutatott adatokkal. A skálázás az NGS modellen alapul és két változatban készítettem el. Az első változat a pelletsebességet, a pellettérfogatot, a plazmaelektron-sűrűséget, illetve –hőmérsékletet tartalmazza ((4.6) egyenlet). A továbbiakban ezt a formulát összes paraméteres egyenletként fogom hivatkozni.

$$l_{FWHM} = C \cdot v_p^{\alpha_1} \cdot V_p^{\alpha_2} \cdot T_e^{\alpha_3} \cdot n_e^{\alpha_4} \quad (4.6)$$

Mivel az NGS modell hatványfüggvény alakja igen megbízhatóan írja le a tokamak típusú berendezésekben mérhető ablációs rátát, és mivel az abláció szolgáltatja a felhőképződéshez szükséges anyagmennyiséget, ezért döntöttem a hasonló hatványfüggvényalak használata mellett. Mivel a fentiek alapján az ablációs ráta igen fontos paraméter a pelletfelhő leírásában, ezért a skálaegyenlet második változatában külön is megnéztem, hogy csak az ablációs ráta, illetve a pelletsebesség hogyan függ össze a felhők szélességével. Ez az egyenlet is hatványfüggvény alakú ((4.7) egyenlet). A továbbiakban ezt a formulát ablációs ráta formulaként fogom hivatkozni:

$$l_{FWHM} = C \cdot v_p^{\alpha_1} \cdot \dot{N}^{\alpha_2}. \quad (4.7)$$

Mindkét esetben a kitevők meghatározásánál nemlineáris illesztést alkalmaztam, mely a nemlineáris legkisebb négyzetek módszerét használja a gradient expansion algoritmus [97] segítségével. Ez egy iteratív algoritmus, mely a Jacobi-mátrix kiszámítása után és egy kezdeti, becsült paramétervektorból egy adaptívan változtatott paraméter segítségével általános esetben nagyon gyors konvergenciát képes biztosítani. Az iteráció során mindig meghatározásra kerül az optimális lépéshossz vektor, amit hozzáadunk a paramétervektorhoz. Ezután az így megváltoztatott paramétervektor alapján kezdődik a következő iterációs ciklus. Az iteráció addig tart, amíg a lépéshossz egy előre beállított érték alá nem esik, vagy el nem értünk egy előre beállított maximális iterációs számot.

A pelletfelhő méretének hibáját  $\pm 1$  cm-nek állítottam be az adatok szórása alapján (lásd 54. ábra, és a 4. táblázat). Az eredményeket az 5. táblázat mutatja. Az illesztést természetesen úgy is el lehetett volna végezni, hogy a fenti, (4.7) egyenlet logaritmusát veszem mindkét oldalon, majd lineáris illesztést végzek. Ebben az esetben azonban az illesztés során a paraméterek értékére kapott hiba nem lenne szimmetrikus. Nemlineáris illesztés esetén ez a probléma nem lép fel.

	$v_p$	$\dot{N}$	$V_p$	$T_e$	$n_e$	konstans	$\chi^2$
<b>Abl. rat.</b>	0,05 $\pm 0,05$	0,34 $\pm 0,05$	(0,15 $\pm 0,02$ )	(0,55 $\pm 0,08$ )	(0,11 $\pm 0,02$ )	$3,0 \pm 0,3$	0,772
<b>Stat. szign.</b>	1,0	6,8	---	---	---	---	---
<b>Összes param.</b>	-0,03 $\pm 0,05$	---	-0,09 $\pm 0,04$	0,40 $\pm 0,05$	0,13 $\pm 0,08$	$1,0 \pm 0,2$	0,691
<b>Stat. szign.</b>	0,6	---	2,25	8,0	1,625	---	---
<b>Abl. rat. <math>v_p</math> nélkül</b>	---	0,33 $\pm 0,05$	(0,15 $\pm 0,02$ )	(0,54 $\pm 0,08$ )	(0,11 $\pm 0,02$ )	$3,2 \pm 0,1$	0,773
<b>Stat. szign.</b>	---	6,6	---	---	---	---	---
<b>Összes param. <math>v_p</math> nélkül</b>	---	---	-0,08 $\pm 0,04$	0,41 $\pm 0,04$	0,15 $\pm 0,08$	$0,9 \pm 0,2$	0,689
<b>Stat. szign.</b>	---	---	2,0	10,25	1,875	---	---

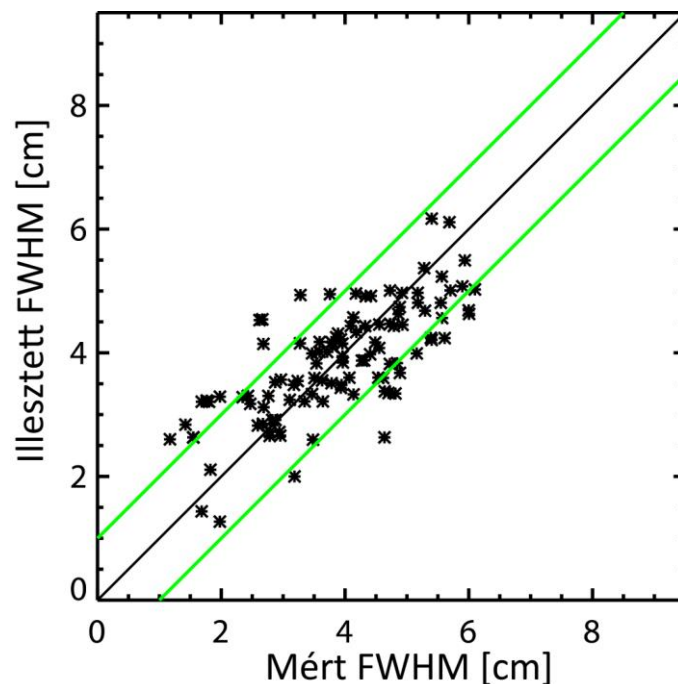
5. táblázat A különböző illesztési módszerekből kapott paraméterértékek. Mivel a pelletsebesség úgy tűnik, nincs számottevő hatással a felhőszélességre, az utolsó négy sorban még egyszer elvégeztem az illesztést a korábban ismertetett egyenletekre a pelletsebesség kihagyásával. A zárójelben látható koefficienseket az NGS formula alapján számoltam vissza az ablációs rátára kapott kitevő alapján (lásd (2.2) egyenlet).

Mindkét illesztésből látható, hogy a hőmérsékletnek van a legnagyobb hatása a felhőszélességre, 0,55-ös és 0,4-es kitevőkkel (az ablációs ráta és az összes paraméteres egyenlet alapján, ilyen sorrendben).

Ennek lehetséges oka az, hogy a felhő anyagforrása maga a pellet. A felhő felé áramló anyag mennyiségét az ablációs ráta adja meg. Az NGS modell alapján az ablációs ráta hőmérsékletfüggése hatványfüggvény alakú, 1,64-es kitevővel. Mivel ez a legnagyobb exponens, ezért számíthatunk rá, hogy a hőmérséklet fogja leginkább befolyásolni a felhőszélességet. Itt érdemes megjegyezni, hogy a kamerafelvételeken tulajdonképpen a semleges felhő sugárzását látjuk, hiszen hidrogén esetén az ionok fékezési sugárzása valószínűleg sokkal gyengébb. A pelletsebesség hatása elhanyagolható,

mivel az ablációs ráta illesztése során 0,05-ös, míg az összes paraméter illesztése során -0,03-as kitevőt kaptam rá. Hibán belül azonban mindkét esetben nulla ez a kitevő. Ez alátámasztja az NGS modell azon tulajdonságát, hogy nem tartalmazza a pelletsebességet. Ez annak a következménye, hogy a semleges felhő együtt mozog a pellettel, emiatt a pellet sebessége az árnyékoló hatást nem befolyásolja. Ezt továbbá alátámasztják a pelletsebesség nélküli illesztések is (lásd az 5. táblázat utolsó négy sorát), ahol sem a többi paraméter, sem a  $\chi^2$  értéke nem változik különösebben, a kitevők hibán belül ugyanazok maradnak. Mostantól a két illesztés összehasonlítása során a pellettérfogat, plazmaelektron-hőmérséklet és -sűrűség kitevőjét az ablációs ráta egyenlet esetén az NGS modell egyenletéből visszszámolt értékkel fogom kifejezni.

Úgy tűnik, hogy a sűrűség változása csak csekély mértékben járul hozzá a felhő szélességének változásához, amely mindkét illesztés esetén 0,1 körüli, habár az összes paraméteres egyenlet viszonylag nagy hibával adja ezt az értéket.



58. ábra Az illesztés alapján számolt pelletfelhőméret és a mért felhőszélesség a mágneses erővonal mentén. A két zöld segédvonal a feketével jelölt egyenes körüli  $\pm 1$  cm-es határokat jelöli.

A legkevésbé egyértelmű függést a pellettérfogat mutatja. Itt az ablációs ráta módszer 0,15-ös, míg az összes paraméteres módszer -0,09-es kitevőt ad. Ennek oka egyelőre nem tisztázott, de annyit bizonyos, hogy az ablációs ráta illesztés esetén, ha az ablációs ráta kitevője pozitív, akkor a pellet térfogat kitevője is csak pozitív lehet, hiszen az NGS modellben is pozitív kitevővel szerepel a pellet



térfogata. Ez azt jelenti, hogy vagy minden paraméter (vagyis maga az ablációs ráta kitevője) negatív, vagy egyik sem.

Ez alapján az összes paramétert tartalmazó illesztésből feltételezhetjük, hogy a pellettérfogat kitevője mégis inkább negatív, hiszen a két illesztés normalizált  $\chi^2$  értéke nem különbözik nagymértékben, és a hőmérséklet nagy pozitív kitevője az egész illesztés súlyát a pozitív irányba tudja elhúzni, így a sűrűség kis negatív kitevője elveszhet az ablációs ráta módszer esetén. Azonban éppen azért, mivel a  $\chi^2$  csak kis mértékben különbözik a két illesztés között, ezért nem könnyű eldönteni, hogy melyik illesztés írja le jobban az adathalmazt. Mivel az ablációs ráta biztosítja a pelletfelhő forrását, és mivel nincs nagy különbség a két módszer eredménye között, illetve mivel az ablációs ráta értéke sokszor rendelkezésre áll a kísérletek során (pontosabban erős közelítésekkel ugyan, de becsülhető), ezért az ablációs ráta használata tűnik a praktikusabbnak.

	$v_p$	$V_p$	$T_e$	$n_e$	$l_{FWHM} (fit)$
$v_p$	1.0				
$V_p$	<b>-0,58</b>	1.0			
$T_e$	0,08	<b>-0,69</b>	1.0		
$n_e$	-0,38	-0,05	<b>0,60</b>	1.0	
$l_{FWHM} (fit)$	-0,001	<b>-0,63</b>	<b>0,98</b>	<b>0,70</b>	1.0

6. táblázat A kitevők korrelációs mátrixa az összes paraméteres illesztés esetén. A szignifikáns ( $|korr. | > 0,5$ ) (anti)korrelációt vastag betűkkel jelöltem.

Az összes paraméter illesztése során kapott korrelációs mátrixból hasonló következtetések vonhatóak le. A paraméterek közötti korrelációkat a lineáris Pearson korrelációs koefficiensek alapján határoztam meg, melynek képlete két, n elemből álló vektor esetén a következő (4.8):

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}}, \quad (4.8)$$

ahol  $x_i$  és  $y_i$  a vektorok egyes elemeit,  $\bar{x}$  és  $\bar{y}$  pedig a két vektor átlagértékét jelöli. A(z anti)korrelációt akkor vettem szignifikánsnak és jelöltem vastag betűkkel, ha a  $|korr. | > 0,5$ .

A pellet sebessége és térfogata közötti antikorrreláció a sebességfüggő anyagfogyás eredménye a repülési csőben. Mivel a korreláció már eleve a redukált tömeggel történt, így ez azt jelzi, hogy a redukált tömeg becslése nem megfelelő minden esetben. A plazmahőmérséklet és a pellettérfogat szintén erősen korrelált, mert az ablációs ráta a hőmérséklettel növekszik. Szintén megfigyelhetünk korrelációt a plazmahőmérséklet és a sűrűség között, amely szintén egy ismert jelenség a tokamak plazmák esetén. Ez a sztellarátor plazmákra már nem minden esetben igaz, így a W7-X esetén hasonló mérés elvégzése és a skálázás újraillesztése válik szükségessé. A korrelációs mátrix még azt is mutatja, hogy a legerősebb korreláció a pelletfelhő mérete és a plazma elektronhőmérséklete között van, majd a plazma sűrűsége következik, majd egy antikorrreláció a felhő mérete és a pellettérfogat között, és nincs korreláció a felhő mérete és a pellet sebessége között. Az 58. ábrán a felhők mért félértékeinek függvényében ábrázoltam az illesztésből kapott félértékszélességeket. Jól látható, hogy az adatpontok nagy része az 1-1 egyenes, illetve az egyenes  $\pm 1$  cm-es környezetében található, azaz az illesztés megfelelő pontossággal adja vissza a mért értékeket.

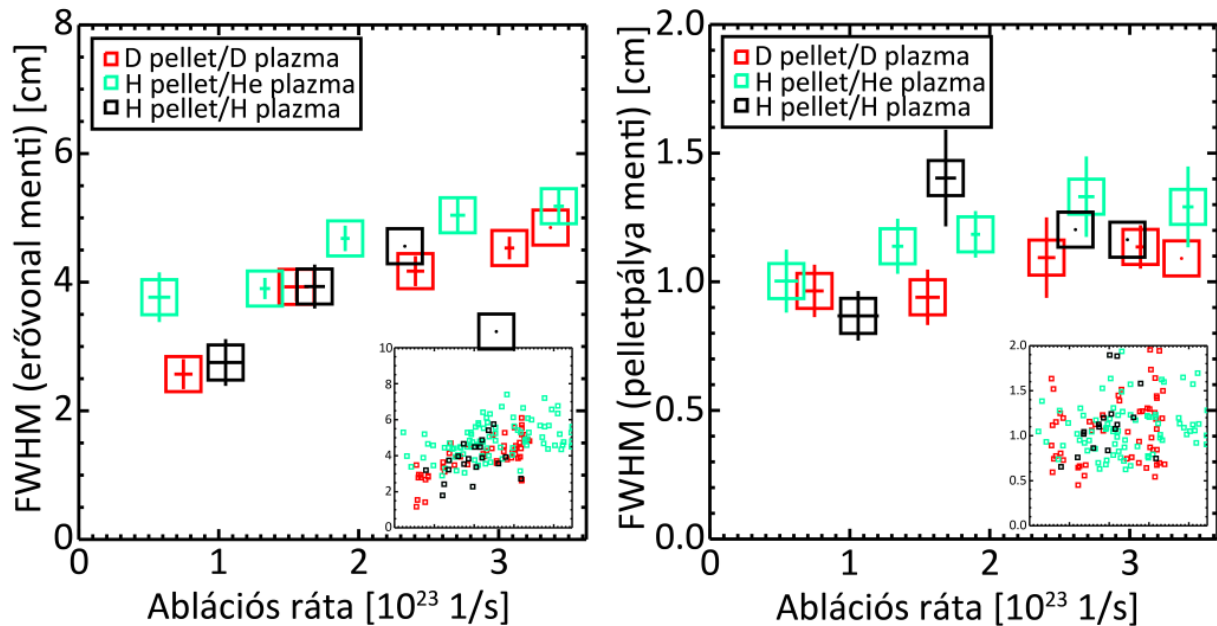
#### 4.2.4 A különböző pellet- és plazmaanyagok hatása

Fontos azt is megvizsgálni, hogy a fent megfigyelt jellemzők hogyan változnak különböző pelletanyagok, illetve háttérplazmák esetén. Például az ITER működését hélium plazmával és hidrogén pelletekkel fogja megkezdeni. A kérdés annyira fontos, hogy a JET tokamak C37 nevű kampányát (2016 nyarán) jelentős részben az izotópok hatásának vizsgálatára szentelték. Így megvizsgáltam azt is, hogy vajon a hidrogén pelletfelhők mérete más lesz-e hélium, vagy hidrogén plazmában, illetve látható-e bármilyen különbség a „standard” deutérium pellet és deutérium plazma esethez képest. Az analízis azt mutatja, hogy a trend ugyanaz marad, mint a standard esetben. Az átlagolt értékeket (és egy kiegészítő kis ábrán az összes adatpontot) az 59. ábra mutatja. Az x tengely mentén egyenletes térközt használtam, míg az y irányban átlagoltam az adott x térközbe eső adatpontok értékeit. A hibák mindkét irányban az átlag hibái. Sajnos a hidrogén pellet – hidrogén plazma esetre az adatbázis mindössze egy lövést tartalmaz (a 28503-as lövést), amelyben 21 pelletfelhőt sikerült felvenni. Ezek a felhők 10 db pellettől származnak, melyeket időben egymás után lőttek be a plazmába. S mivel az egyes felvételek készítésekor a pellet folyamatosan haladt keresztül a plazmán, ezért a különböző időpillanatokban mért hőmérséklet- és sűrűségértékek, valamint a pellet mérete eltérőek. A többi esetben sokkal több eseményt rögzítettünk (113 a hidrogén pellet – hélium plazma esetre, és 60 esemény a deutérium pellet – deutérium plazma esetre).

Ez a teljes adatbázisnak csak egy részhalmaza, hiszen csak a 240 m/s-os sebességű pelletek felhőit használtam fel, mivel a H/H és a H/He konfigurációkban csak ilyen sebességű pelletek kerültek

belövésre. Mindazonáltal a felhőkről készült felvételek alakját és fizikai kiterjedését megvizsgálva, arra a következtetésre juthatunk (ami az 59. ábra alapján vizuálisan is megbecsülhető), hogy nincsen számottevő különbség a pelletfelhők között a D/D, H/H és a H/He pellet/plazma konfigurációk esetén.

Megpróbáltam újraszámolni a skálázást a teljes adatbázisra az atomi tömeg hozzáadásával az ablációs ráta módszer és az összes paraméteres módszer esetén is, de sajnos, ha csak két értéket lehet illeszteni (az atomi tömeg 1 a hidrogénre és 2 a deutériumra), akkor a kitevők nem elég robusztusak, így az illesztés során az iteráció nem konvergál, emiatt nem használható.

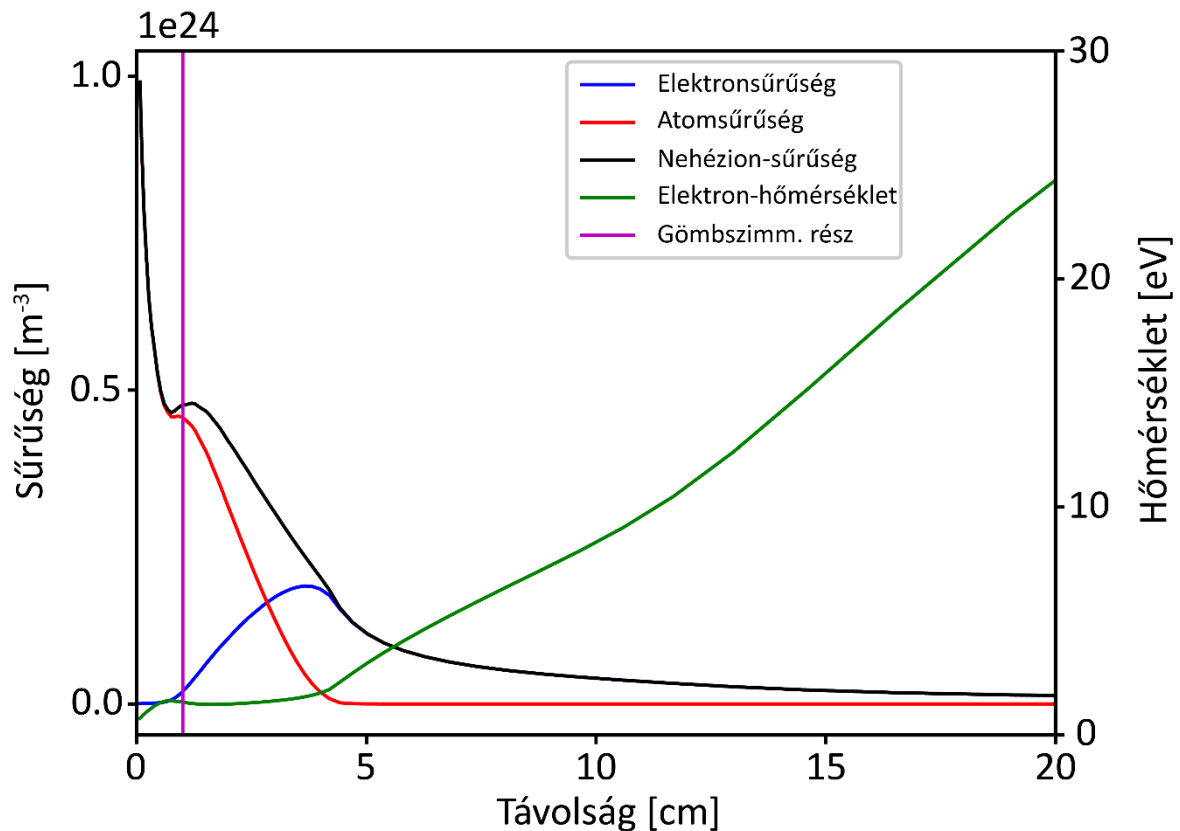


59. ábra Az izotópeffektus vizsgálata különböző pellet- és plazmakombinációkra. Az ábrán csak a 240 m/s-os pelletek felhői láthatóak, mivel a H/H és H/He esetekben csak ilyen sebességgel lóttak be pelleteket a plazmába. A nagy szimbólumok jelölik az átlagolt értékeket. A jobb alsó sarokban található kis ábrák pedig az összes vizsgált adatpontot tartalmazzák. Az x tengely ugyanaz, mint az átlagolt plot esetében, azonban az y tengely egy kicsit eltér a mágneses erővonal mentén, így azon az értékeket külön jelöltem.

### 4.3 A szintetikus diagnosztika eredményei

A 3.2 fejezetben ismertettem a szintetikus diagnosztika felépítését. Ebben a fejezetben a szintetikus diagnosztika használata során kapott eredményeket ismertetem. E diagnosztika célja legalább egy megfigyelt felhőkép helyreállítása volt első elvekből levezetett pelletfelhő szimulációk felhasználásával. Az egyetlen szimuláció, aminek az eredményei visszaadták a kísérletek során megfigyelt kis pelletfelhő méretet az erővonal mentén (5-10 cm) és amelynek a paraméter-eloszlásai elérhetőek voltak, az a 2.3.3 fejezetben már korábban említett hibrid kód. A kód figyelembe veszi mind a felhő gömbszimmetrikus tágulását, mint az erővonal menti csatornafolyást (channel flow).

Jelen analízishez [98] eredményeit használtam fel, azaz az egydimenziós eloszlást a felhő atom- és elektronsűrűségére, valamint az elektronhőmérsékletre. Ezeket az eloszlásokat a 60. ábra mutatja.

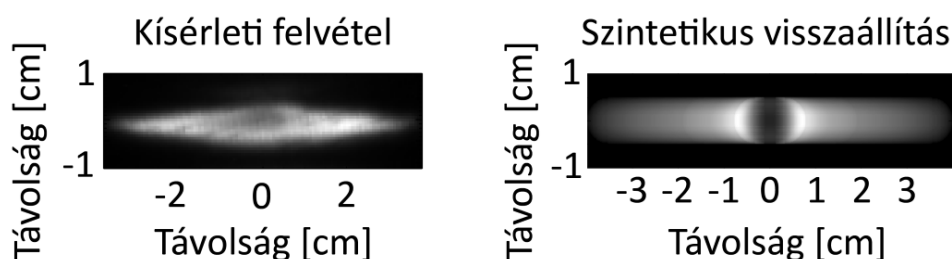


60. ábra Bemeneti egydimenziós, a mágneses erővonal mentén számolt eloszlások a szintetikus diagnosztikához. Az ábrán lilával jelöltem a felhő gömbszimmetrikus részének határát.

Ezt a modellszámolást az ASDEX Upgrade geometriában végezték. A perturbálatlan plazmasűrűség és –hőmérséklet  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  és  $800 \text{ eV}$  volt, míg a pelletméret és –sebesség  $2,14 \text{ mm}^3$  és  $500 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ , melyek standard értékek ennél a berendezésnél. Ezeket az értékeket abban a pillanatban kell érteni, amikor a pelletfelhő már teljesen kifejlődött, azaz a gömbszimmetrikus neutrális, valamint az erővonal menti ionizált felhők létrejöttek és stacionárius állapotot értek el. Ebben a fázisban – amint az a 60. ábra görbéin látható – a pellettől távolodva a mágneses tér mentén az atomsűrűség hirtelen leesik, míg a hőmérséklet kevésbé meredeken ugyan, de emelkedik. Másrészt a bejövő elektronok keltette ionizáció miatt az elektronsűrűség megemelkedik, a maximumát 4 cm körül éri el, majd lassan csökkenni kezd. A felhőben a domináló sugárzási folyamat a vonalas sugárzás, amely arányos az atomsűrűség és az elektronsűrűség szorzatával, az arányossági tényező pedig a folyamat hatáskeresztmetszete. Mivel az atomsűrűség és az elektronsűrűség egy pontban metszi egymást, így várható, hogy akörül a pont körül lesz a sugárzás maximuma. Mivel az 60. ábra csak a pelletfelhőtől

jobbra eső eloszlást mutatja az erővonal mentén, így a teljes képen két maximumot várunk, egyet a pellettől jobbra, egy másikat pedig a pellettől balra. Ezt láthatjuk is az 61. ábra jobb oldalán (a kísérleti felvétel az ábra a bal, a szintetikus diagnosztikával kapott eredmény pedig az ábra jobb oldalán látható). Szintén megfigyelhetjük, hogy bár a két kép nem egyezik meg tökéletesen, a fő jellemzők ugyanazok.

Ezek a fő jellemzők a sötét középpont és a két sugárzási maximum a mágneses erővonalak mentén (mely a szimulált és az eredeti képen is az ábrák közepén fut keresztül, az x tengellyel párhuzamosan). Az 62. ábra a szimulált (piros) és a mért (zöld), normalizált fényességeloszlásokat veti össze. Látható, hogy a pellet körüli sugárzásminimum majdnem ugyanakkora relatív értéknél helyezkedik el. Azonban a két sugárzási csúcs helye egy kicsit különbözik – a szimulált képen közelebb vannak egymáshoz.



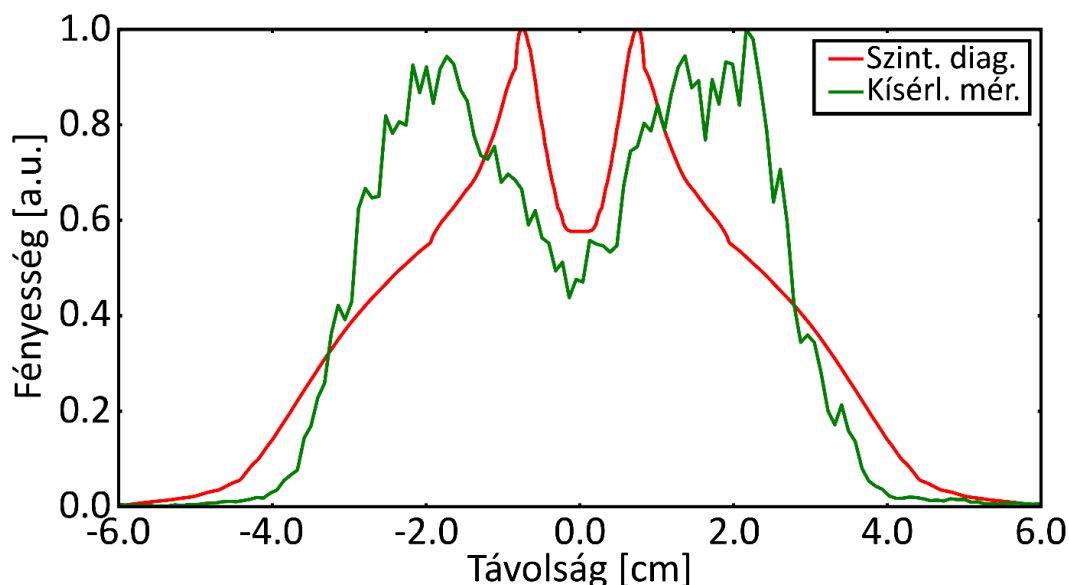
61. ábra Balra: eredeti felvétel a „szivar” alakú felhőről, két maximummal. Jobbra: a visszaállított felhőalak két sugárzási maximummal.

Az eloszlás szélessége tulajdonképpen megegyezik, ám a mért eloszlás esetén nagyobb meredekséget figyelhetünk meg az eloszlás szélén. Ez azt jelzi, hogy a két- és háromdimenziós eloszlást generáló módszerek még továbbfejleszthetőek, ugyanakkor a szimulált eloszlás így is kvalitatíve jó egyezést mutat a mért eloszlással.

Egy sugárzási csúccsal rendelkező pelletfelhő mintázatot (lásd 49. ábra) feltehetően csak akkor kaphatunk, ha a pelletfelhő ionizált része – azaz a felhőelektronok – nem dominánsak. Valószínűleg ez abban a rövid időablakban következik be, amikor az ionizált felhő leválik a fő felhőről és eldriftel – a mágneses tér gradiense következtében –, és főleg a felhő neutrális része marad meg a pellet körül. Ebben az esetben valószínűleg a homogén módon eloszló háttérplazma-elektronok fogják dominálni a sugárzási folyamatot, amely végül egy egy maximummal rendelkező eloszlást eredményez.

Miután a fenti módon validáltam a bemenetként alkalmazott pelletfelhő szimuláció eredményeit, a szimulációs adatok felhasználásával (62. ábra), a felhő elektronnyomását ( $n_e^f \cdot T_e^f$ ) is kiszámoltam és lenormáltam a szimulációban használt háttérplazma elektronnyomásával ( $n_e \cdot T_e$ ) azért, hogy a

pellet (és felhője) által okozott nyomásperturbációról becslést tudjak mondani. A számolás eredménye a következő.

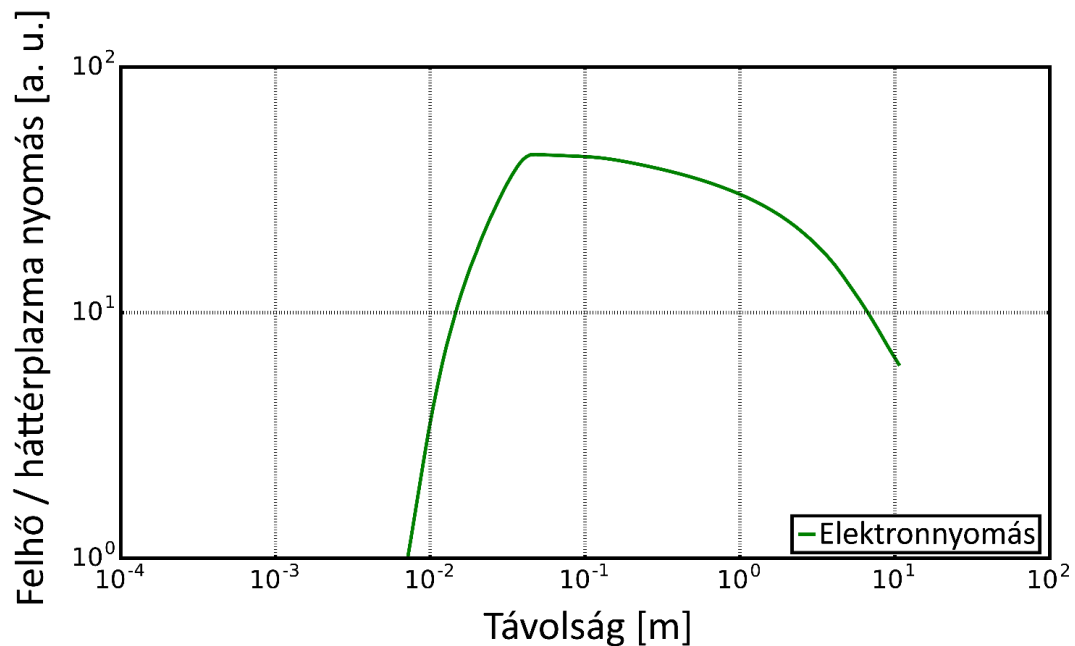


62. ábra A szimulált (piros) és a mért (zöld) felhőfényesség összehasonlítása a mágneses erővonal mentén, a felhő közepén.

A nyomásnak is két maximuma van a felhőben (lásd 63. ábra, mely a pellettől csak az egyik irányban mutatja a nyomáseloszlást, tehát az  $y$  tengely bal oldalán ugyanez az eloszlás még egyszer megjelenik), egy-egy a pellet két oldalán. A nyomáscsúcsok 5 cm-nél helyezkednek el (a felhő közepétől mérve – amely pont a látható régió széle), ahol a nyomás 45-szöröse a háttérplazma nyomásának és a felhőnyomás egészen 6 m-es hosszúságig a háttérplazma nyomásának 10-szerese marad az erővonal mentén.

Ez azt jelenti, hogy a nyomásperturbáció két maximuma éppen a felhő látható széle körül helyezkedik el – e két maximum helye pedig a pelletfelhő méretére vonatkozó, fentebb a 4.2 fejezetben bemutatott skálázás felhasználásával megbecsülhető –, valamint a pelletfelhő nagy nyomású része (ideértve a teljesen ionizált részt is) elérheti, sőt, meg is haladhatja a 10 m-t az ASDEX Upgrade-hez hasonló méretű berendezéseknél. Ez azért lényeges eredmény, mert az ASDEX Upgrade esetén a plazma toroidális irányú kerülete éppen a 10 m-es tartományban van. Tehát a pelletek által a plazmában keltett perturbáció a plazma teljes kerületére kiterjed, azaz nem pontszerű, hanem globális perturbációról beszélünk, jóllehet a perturbáció maximumai lokalizáltak, a felhő látható tartományban megfigyelhető sugárzáseloszlásának félértékszélességénél helyezkednek el. Ez a szélesség azonban csak a hőmérséklet gyökével arányosan változik, ezért például egy ITER-méretű berendezés esetén – ahol a tervezett pedesztálhőmérséklet meghaladhatja a 4 keV-ot, szemben az

ASDEX Upgrade tipikusan 1 keV-es pedesztálhőmérsékletével – felhőszélesség mindössze a kétszeresére változik, azaz 15-20 cm-es felhőkre számíthatunk, mely egyúttal azt is jelenti, hogy a két nyomáscsúcs elhelyezkedése a pellettől (és egymástól) jóval távolabb várható.



63. ábra A pelletfelhő nyomása a háttérplazma nyomásához képest. Látható, hogy az ionizált felhő nyomása körülbelül 5 cm-nél maximális, és még hat méter távolságban is körülbelül tízszerese a háttérplazma nyomásának. Az ábrán a felhő közepétől nézve csak az egyik (a jobb oldali) irány látható. A teljes felhő erővonalmenti ábrája a jelen ábra y tengelyre való tükrözésével kapható.

## 5. Összefoglalás

A doktori munkám során létrehoztam egy olyan szoftveres környezetet, mely többféle algoritmust tartalmaz a különböző berendezéseken található, sokszor különböző típusú és képességű gyorskamerák felvételeinek elemzéséhez. Ide tartozik a térbeli kalibráció megvalósítása, melyet sikerrel használtam mind az ASDEX Upgrade, mind a Wendelstein 7-X berendezések kameráinak kalibrálásánál is. Továbbá olyan képfeldolgozó algoritmusokat fejlesztettem a JET tokamakon, melyek lehetővé teszik a pelletek által keltett ELM-ek egyértelmű beazonosítását, melyre jelenleg egyetlen más diagnosztika sem képes ilyen megbízhatósággal. Ezen kívül a különböző berendezéseken a különféle típusú kamerák üzemeltetése és adataik feldolgozása során szerzett tapasztalatok alapján megterveztem és megvalósítottam egy olyan szoftvert, mely a W7-X berendezésre tervezett tízcatornás kamerarendszer felvételeinek párhuzamosan történő megjelenítésére, illetve az adatok összehasonlítására és párhuzamos feldolgozására használható, melyet csoportunk sikerrel alkalmazott a W7-X indulásától fogva. A szoftver alkalmas továbbá alapvető képfeldolgozási funkciók ellátására, érdekes jelenségek kimentésére, az adatok közvetlen letöltésére a W7-X adatgyűjtő rendszeréből, valamint az EDICAM-on kívül egyéb kamerák adatainak feldolgozására is használható.

A pelletfelhők kétdimenziós, a látható tartományban tett megfigyeléséből egy adatbázist építettem, mely tartalmazza a felhők és a hozzájuk tartozó lokális és globális pellet- és plazmainformációkat (plazmahőmérséklet, -sűrűség, pelletsebesség, pellettérfogat, ablációs ráta stb.). A felvételek alapján a fő felhőalakokat osztályoztam. A különböző pellet- és plazmaanyagok hatását a felhő alakjára és méretére szintén megvizsgáltam. Az összegyűjtött adatokon különböző megközelítések alapján illesztéseket végeztem és készítettem egy skálázást, amely a pelletfelhő méretét adja meg a legfontosabb pellet- és plazmaparaméterek függvényében. A skálázás alapján a legfontosabb paraméter az elektronhőmérséklet a maga 0,4-0,6-os kitevőjével, a legkevésbé fontos paraméter pedig pelletsebesség, melynek semmilyen látható hatása nincsen a felhő karakterisztikájára. A különböző anyagi tulajdonságok tekintetében a kapott pelletfelhők alakját, valamint fizikai kiterjedését megvizsgálva, illetve az 59. ábra alapján vizuális becsléssel arra jutottam, hogy nincsen szignifikáns különbség a különböző alkalmazott pellet- és plazmaanyagok között (hidrogén és deutérium a pelletekre; valamint hidrogén, deutérium és hélium a háttérplazmára) a pelletfelhő méretét és karakterisztikáját illetően, ideértve a felhőméret átlagértékét a különböző anyagokra, és az átlag hibáját. Tehát összességében elmondható, hogy az atomi tömeg nem befolyásolja számottevően a pelletfelhő karakterisztikáját. Megfelelően jó összefüggést találtam a pelletfelhő látható



sugárzásának kiterjedése és az ablációs ráta között (0,34-es kitevővel), így a paramétertér, amely meghatározza a pelletfelhő kiterjedését, nagymértékben csökkenthető, ezáltal egyszerűsítve az ilyen irányú számításokat.

A pelletfelhő látható sugárzéeloszlását kialakító sűrűség- és hőmérsékleteloszlások vizsgálatára kifejlesztettem egy szintetikus diagnosztikát, amely a mérési folyamatot szimulálja. A bemenetét pelletfelhő-szimulációk kimenetéből kapja és a megfigyelt kameraképekhez hasonló képeket állít elő. Jelen vizsgálatokhoz a bemenetet a hibrid kód eredményeiből vettem, amelynél a sugárzást a felhő elektronjai dominálják, melyek sűrűsége sokkal nagyobb, mint a háttérplazma elektronjaié. Ebben az esetben a szivar alakú felhőt sikerült visszaállítani, amely két sugárzási maximummal rendelkezik a mágneses erővonalak mentén (2. alak). Az eredmény bizonyítja, hogy amennyiben a felhő már elért egy stabil állapotot, úgy ennek az alaknak mindenképpen meg kell jelennie. Feltehetően egy fényességmaximummal rendelkező eloszlás akkor érhető el (1. alak), ha a háttérplazma elektronjai dominálják a sugárzási folyamatot. Az általam vizsgált esetben a két maximum a pellettől 5 cm-re foglal helyet (ez a látható régió széle), ahol a felhő nyomása a szimulációs eloszlásokból számolva eléri a háttérplazma 45-szörösét. A különböző pellet- és plazmakonfigurációkra a nyomásmaximumok helyét a fentebb ismertetett skálázás segítségével lehet megbecsülni. A teljes felhőméret a fentiek alapján a közepes méretű tokamak berendezésekben a 10 m-es nagyságrendbe esik, melynek nagy része teljesen ionizált. A skálázásban a hőmérséklet hozzávetőlegesen gyökös kitevője azt jelenti, hogy tízszer magasabb hőmérséklet a látható felhő méretében mindössze háromszoros növekedést idéz elő.

## 6. Summary

During my doctoral work, I have created a software environment that contains a variety of algorithms for analyzing the recordings of different types of fast cameras (recording in the visible range) with capabilities. This includes the implementation of spatial calibration, which I successfully used both at ASDEX Upgrade and Wendelstein 7-X. Moreover, I have developed image processing algorithms on JET tokamak, that allow the unambiguous identification of pellet triggered ELMs, a task, which cannot be performed by any other diagnostics with the required reliability. In addition, based on the experience gained during the operation and data processing of different cameras on different fusion machines, I have designed and implemented a software that can be used to simultaneously display, compare and analyse the data of the 10-channel (EDICAM) camera system specifically designed for W7-X, which software was used in our group with great success from the start of W7-X. The software is also capable of performing basic image processing tasks, exporting interesting phenomena (to a common video format or image file), direct downloading of data from the W7-X data acquisition system, as well as processing data of cameras other than EDICAMs.

From the observation of the two-dimensional pellet cloud brightness distributions in the visible range, I built a database containing the images of the clouds and the local and global pellet and plasma information associated with them (plasma temperature, density, pellet speed, pellet volume, ablation rate, etc.). Based on the recordings I derived an empirical classification of the main cloud shapes. I also investigated the effect of different pellet and plasma materials on the shape and size of the cloud. On the collected data, I performed different nonlinear fits based on different approaches and made a scaling that determines the size of the pellet cloud as a function of the most important pellet and plasma parameters. Based on this scaling, the most important parameter is the electron temperature with its 0.4-0.6 exponent, the least important parameter is the pellet speed, which has no visible effect on the characteristics of the cloud. With regard to the effect of different materials, by examining the shape and physical extent of the pellet clouds obtained and based on the visual estimation using Figure 59 I concluded that there is no significant difference between the effect of the different pellet and plasma materials used (hydrogen and deuterium for pellets; hydrogen, deuterium and helium for the background plasma) regarding the size and characteristics of the pellet cloud, including the mean value of the cloud size for the different materials, and the average error. Thus, overall, the atomic mass – in these cases – does not significantly affect the pellet cloud characteristics. I have found a good correlation between the extent of the visible radiation in the pellet

cloud and the ablation rate (with a 0.34 exponent), so that the parameter space that determines the extent of the pellet cloud can be greatly reduced, thereby simplifying the pellet cloud size calculations.

To study the density and temperature distributions causing the visible radiation distribution of the pellet cloud, I have developed a synthetic diagnostic that simulates the measurement process. Its input is derived from the output of pellet cloud simulations and produces images similar to the observed camera images. For the present studies, the input was taken from the results of the hybrid code, where the radiation is dominated by the electrons of the cloud, which density is much higher than that of the background plasma electrons. In this case, the cigar-shaped cloud was restored, which has two radiation maxima along the magnetic lines (shape 2). The result indicates that if the cloud has already reached a stable state, then this form must appear. Presumably, a distribution with one radiation maximum can be achieved (shape 1) if the background plasma electrons dominate the radiation process. In the case I investigated, the two maxima are 5 cm from the pellet (this is the edge of the visible region), where the cloud pressure calculated from the simulation distributions reaches 45 times the background plasma pressure. For the different pellet and plasma configurations, the location of these pressure maxima can be estimated using the scaling described above. Based on the above, the entire cloud size in medium-size tokamaks is in the order of 10 m, most of which is fully ionized. In the scaling, the 0.4-0.6 exponent (approximately the square root) of the temperature means that ten times the temperature only causes a three times increase in the cloud extent.

## 7. Tézispontok

1. Létrehoztam egy virtuális szoftveres környezetet, melynek segítségével a különböző fúziós kísérleti berendezéseken (JET, ASDEX Upgrade, Wendelstein 7-X) lévő gyorskamerák felvételein látható háromdimenziós tranziens folyamatok elemezhetők (az egyedi képek feldolgozhatóak, illetve térbeli kalibráció valósítható meg rajtuk), valamint ugyanezen programcsomag segítségével elkészíthető a valódi mérések szimulációja, ez az úgynevezett szintetikus diagnosztika. A csomag segítségével a felvételeken vizsgálhatóvá váltak a pelleték által keltett plazmaszéli instabilitások (Edge Localized Modes – ELMs), a pelleték pillanatnyi helyzete, a pelletfelhők pillanatnyi alakja, illetve azok fizikai méretei, valamint turbulens, háromdimenziós, filamentáris struktúrák [87] [99] [100] [101] [102].
2. A fenti szoftveres környezet felhasználásával létrehoztam egy pelletfelhő adatbázist, mely az ASDEX Upgrade tokamak nagyobb mágneses terű oldala (High Field Side – HFS) felől belőtt pelleték felhőinek fizikai paramétereit, alakját, sugárzáseloszlását, illetve az ezekhez tartozó legfontosabb pellet- illetve plazmaparamétereket tartalmazza. Az adatbázis felhasználásával osztályoztam a felhőalakokat és meghatároztam azt a négy fő felhőalakot, melybe a megfigyelt felhők 96%-a besorolható [99].
3. Az adatbázis adatainak felhasználásával meghatároztam egy skálázást, mely a pelletfelhők szélessége és a legfontosabb pellet- (sebesség, méret), illetve plazmaparaméterek (sűrűség, hőmérséklet) között teremt kapcsolatot. Több különböző eljárással is meghatároztam, hogy a felhőszélesség hogyan függ ezektől a paraméterektől [99].
4. A szintetikus diagnosztika és egy pelletablációs szimulációs kód eredményeinek felhasználásával – hengerszimmetriát feltételezve – meghatároztam a felhők háromdimenziós fényességeloszlását, majd ezt az eloszlást levetítve előállítottam a szintetikus „kameraképet”. Ezen módszer felhasználásával előállítottam az egyik leggyakrabban megfigyelhető felhőtípust. Az így validált pelletablációs szimulációs adatok segítségével összefüggést találtam a felhők szélessége és az általuk okozott nyomásperturbáció között, mely az egyik legfontosabb paraméter a pelleték által keltett ELM-ek vizsgálatánál [99].

## 8. Köszönetnyilvánítás

Elsősorban témavezetőmnek, Kocsis Gábornak szeretném megköszönni mindazt az iránymutatást, tanácsot, magyarázatot és biztatást, amit a közös munka során kaptam tőle. Az ő segítségével ez a dolgozat biztosan nem készülhetett volna el.

Szeretném megköszönni Szepesi Tamásnak a sok beszélgetést és vitát a különböző plazmafizikai témákról, amik nagyban segítettek a plazmafizikai világképem kialakulását. Köszönöm továbbá a korrekciókat, ötleteket, melyekkel jelen dolgozat érthetőbbé és könnyebben olvashatóvá vált és hogy kezdő IDL-es koromban mindig számíthattam a segítségére.

Köszönöm Veres Gábornak a sok segítséget, amik az ütközéses-sugárzásos modell jobb megértéséhez és az ADAS adatbázis használatának elsajátításához segítettek hozzá.

Szeretném megköszönni Peter Langnak, az IPP Garching Pellet Csoport vezetőjének azt a sok segítséget, melyet a kísérletek elvégzésénél és az adatok kiértékelésénél tőle kaptam. Rengeteg olyan tapasztalathoz segítettek hozzá, melyet nélküle aligha szerezhettem volna meg.

Köszönöm továbbá a JET, az ASDEX Upgrade és a Wendelstein 7-X minden munkatársának a tapasztalatot és beszélgetéseket, akikkel együtt dolgozhattam a doktori éveim alatt, és akiktől egyig rengeteget tanultam.

S végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni szeretteimnek és barátaimnak a támogatást és a biztatást, valamint köszönetet mondok mindenkinek, aki bármilyen módon hozzájárult e dolgozat elkészültéhez.

## 9. Függelék

### 9.1 Jelölések

$a$ : kis sugár

$A_{ul}$ : átmeneti valószínűség

$\mathbf{B}$ : mágneses tér

$c$ : fénysebesség

$e$ : az elektron töltése, elemi töltés

$\mathbf{E}$ : elektromos tér

$E_{tor}$ : toroidális elektromos tér

$\epsilon_0$ : a vákuum dielektromos állandója

$f_c$ : ciklotronfrekvencia

$f_{Maxwell}(v, T_e)$ : ahhoz a  $T_e$  elektronhőmérsékletéhez tartozó elektronok száma, melyek sebessége  $v$  és  $v + dv$  közé esik

$\phi$ : az elektromágneses hullámok fázisa

$g_v$ : Voigt-vonalprofil

$h$ : Planck-állandó

$I_p$ : plazmaáram

$I_{pot}$ : ionizációs potenciál

$j_\nu$ :  $\nu$  frekvenciájú sugárzás kibocsátási együtthatója

$k$ : hullámszám

$k_B$ : Boltzmann-állandó

$K(x, y)$ : Voigt-függvény

$\kappa_\nu$ :  $\nu$  frekvenciához tartozó fényelnyelési együttható

$l$ : a pelletpálya menti koordináta

$l_c$ : a pelletfelhő helye a pelletpálya mentén, vagyis a pelletfelhő közepének koordinátája

$L$ : a plazma karakterisztikus mérete, a látóirányba eső méret

$l_{FWHM}$ : a pelletfelhő félértékszélessége

$\lambda_D$ : Debye-hossz

$\ln \Lambda$ : Coulomb-logaritmus

$\mu_0$ : a vákuum permeabilitása

$m_e$ : az elektron tömege

$M_i$ : atomtömeg

$N_t$ : törésmutató

$\dot{N}$ : ablációs ráta

$n$ : részecskesűrűség

$n_c$ : levágási (más néven kritikus-, vagy cutoff-) sűrűség

$n_e$ : elektronsűrűség

$n_e^f$ : a pelletfelhő elektronsűrűsége

$n_H$ : a nehéz ionok sűrűsége (azaz az atomok és ionok együttes sűrűsége)

$n_i$ : ionsűrűség

$n_l$ : az átmenet alsó szintjén lévő populáció

$n_n$ : a semleges atomok sűrűsége

$n_s$ : az s-szeresen ionizált atomok sűrűsége

$n_u$ : az átmenet felső szintjén lévő populáció

$n_z$ : a z töltésű ionok sűrűsége [ $m^{-3}$ ]

$\nu_0$ : az átmenet frekvenciája

$p$ : nyomás

$p_n$ : főkvantumszám

$P_{OH}$ : Ohmikus fűtési teljesítmény

$P_{tot}$ : teljes kisugárzott teljesítmény

$\psi_{pol}^r \equiv \psi_{pol}$ : poloidális (szalag) fluxus

$\psi_{pol}^d$ : poloidális diszk fluxus

$\psi_{tor}$ : toroidális fluxus

$r_L$ : Larmor-sugár

$r_p$ : pelletsugár

$R_p$ : plazmaellenállás

$T$ : hőmérséklet

$T_e$ : elektronthőmérséklet

$T_e^f$ : a pelletfelhő elektronthőmérséklete

$\tau_\nu$ :  $\nu$  frekvenciájú sugárzáshoz tartozó optikai mélység

$\omega$ : körfrekvencia

$\omega_p$ : plazmafrekvencia

$r, \varphi, \vartheta$ : toroidális koordináták

$R, z, \varphi$ : hengerkoordináták

$R_0$ : nagysugár

$r_p$ : pelletsugár

$\rho_{pol.}$ : normált poloidális fluxuskoordináta

$\sigma$ : vezetőképesség

$\sigma_{rek}(h\nu, I_{pot}, n)$ : sugárzási rekombinációs hatáskeresztmetszet az ion  $n$  főkvantumszámához tartozó energiaszintnél, melynek ionizációs potenciálja  $I_{pot}$ .

$s$ : az ionizáció mértéke (pl.  $s$ -szeresen ionizált)

$T$ : (gáz)hőmérséklet

$T_e$ : plazmaelektron-hőmérséklet

$T_i$ : plazmaion-hőmérséklet

$U$ : feszültség

$U_{hurok}$ : hurokfeszültség

$U_i$ : ionizációs energia

$v_{\perp}$ : a mágneses tér irányára merőleges sebességkomponens

$v_e$ : az elektronok termális sebessége

$v_p$ : pelletsebesség

$V_p$ : pellettérfogat

$W_D$ : Doppler-féltértékszélesség

$W_L$ : Lorentz-féltértékszélesség

$z$ : a mágneses tér menti koordináta

$Z_{eff}$ : effektív töltés

## 9.2 Rövidítések

ASDEX: Axially Symmetric Divertor Experiment – axiálisan szimmetrikus divertorkísérlet

AVI: Audio Video Interleave – összeillesztett audió és videó

CFC: Carbon Fiber Composite – szénzálas kompozit

CMOS: Complementary Metal-Oxide-Semiconductor – komplementer fém-oxid félvezető

CSV: Comma Separated Values – vesszővel elválasztott értékek

ECE: Electron Cyclotron Emission – elektroniciklotron-emisszió

ECEI: ECE Imaging – ECE képalkotás

ECRH: Electron Cyclotron Resonance Heating – elektroniciklotron-rezonancia fűtés



- 
- EDICAM: Event-Detection Intelligent Camera – eseménydetektáló, intelligens kamera
- EDVIS: Extended Data Visualisation Software – kiterjesztett adatvizualizációs szoftver
- EFCC: Error Field Correction Coil – térbűtéket korrigáló tekercs
- ELM: Edge Localized Mode – plazmaszéli instabilitás
- ENSZ: Egyesült Nemzetek Szervezete
- ETB: Edge Transport Barrier – széltranszport-gát
- FWHM: Full Width at Half Maximum – félértékszélesség
- GAM: Geodesic Acoustic Mode – geodézikus akusztikus módus
- GIF: Graphics Interchange Format – grafikai csereformátum
- H-mód: High Confinement Mode – magas összetartású mód
- HDF5: Hierarchical Data Format 5 – hierarchikus adatformátum 5
- HFS: High Field Side – nagy mágneses terű oldal
- ICRH: Ion Cyclotron Resonance Heating – ionciklotron-rezonancia fűtés
- IDL: Interactive Data Language – interaktív adatnyelv
- IPCU: Image Processing and Control Unit – képfeldolgozó és irányító egység
- IPP: Max Planck Institute für Plasmaphysik – Max Planck Plazmafizikai Kutatóintézet
- ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor – Nemzetközi Termonukleáris Kísérleti Reaktor
- JET: Joint European Torus – Közös Európai Tórusz
- JPEG: Joint Photographic Experts Group – egyesült fényképészeti szakértők csoportja
- L-mód: Low Confinement Mode – alacsony összetartású mód
- LBO: Laser Blow-Off – lézerablációs belövés
- LFS: Low Field Side – alacsony mágneses terű oldal
- LLP: Lajos Lengyel's Pellet Code – Lengyel Lajos pellet kódja
- MCP: Micro-channel Plate – mikrocsatornás lemez
- MHD: Magnetohydrodynamics – magnetohidrodinamika
- MPEG: Motion Picture Experts Group – mozgóképszakértők csoportja
- NBI: Neutral Beam Injection – semlegesnyaláb-belövés
- NGPS: Neutral Gas and Plasma Shielding – semleges gáz- és plazmaárnyékolás
- NGS: Neutral Gas Shielding – semleges (gáz)árnyékolás

PNG: Portable Network Graphics – hordozható hálózati grafika

Q2D: quasi two-dimensional – kvázi kétdimenziós

RMP: Resonant Magnetic Perturbation – rezonáns mágneses perturbáció

ROI: Region of Interest – érdekes régió

SM: sensor module – szenzor modul

SOL: Scrape-Off Layer – határréteg-plazma

SVG: Scalable Vector Graphics – skálázható vektorgrafika

TEXT: Texas Experimental Tokamak – Texasi Kísérleti Tokamak

TIFF: Tagged Image File Format – címkézett képi fájlformátum

VSO: Viewing System Officer – megfigyelőrendszer-felelős

W7-X: Wendelstein 7-X

## 10. Irodalomjegyzék

- [1] U. N. D. of Economic, S. Affairs and P. Division, "World Population Prospects: The 2015 Revision, Key Findings and Advance Tables.," *Working Paper, No. ESA/P/WP. 241.*, 2015.
- [2] I. E. Agency, Key world energy statistics, International Energy Agency, 2016.
- [3] B. Petroleum, *BP statistical review of world energy*, London: British Petroleum, 2016.
- [4] J. P. Freidberg, Plasma physics and fusion energy, Cambridge university press, 2008.
- [5] F. Romanelli, "Euro-Fusion.org," Euro-Fusion, 2013.. [Online]. Available: <https://www.euro-fusion.org/wpcms/wp-content/uploads/2013/01/JG12.356-web.pdf>. [Accessed 3. feburár 2017.].
- [6] F. Romanelli, P. Barabaschi, D. Borba, G. Federici, L. Horton, R. Neu, D. Stork and H. Zohm, "A roadmap to the realization of fusion energy," in *Proc. IEEE 25th Symp. Fusion Eng*, 2013.
- [7] K. Ikeda and others, "Progress in the ITER physics basis," *Nucl. Fusion*, vol. 47, p. S1, 2007.
- [8] ITER, „ITER.org,” 2018. 07. 05. June 2018. [Online]. Available: <https://www.iter.org/mag/9/65>. [Hozzáférés dátuma: 5 June 2018].
- [9] F. C. Schuller, "Disruptions in tokamaks," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 37, p. A135, 1995.
- [10] T. S. Pedersen, M. Otte, S. Lazerson, P. Helander, S. Bozhenkov, C. Biedermann, T. Klinger, R. C. Wolf, H.-S. Bosch, T. Wendelstein and others, "Confirmation of the topology of the Wendelstein 7-X magnetic field to better than 1: 100,000," *Nature Communications*, vol. 7, 2016.
- [11] P. Helander, C. D. Beidler, T. M. Bird, M. Drevlak, Y. Feng, R. Hatzky, F. Jenko, R. Kleiber, J. H. E. Proll, Y. Turkin and others, "Stellarator and tokamak plasmas: a comparison," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 54, p. 124009, 2012.

- 
- [12] J. Nührenberg, W. Lotz, P. Merkel, C. Nührenberg, U. Schwenn, E. Strumberger and T. Hayashi, "Overview on Wendelstein 7-X theory," *Fusion Technology*, vol. 27, 1995.
- [13] A. Team and others, "The H-mode of ASDEX," *Nuclear Fusion*, vol. 29, p. 1959, 1989.
- [14] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke and others, "Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak," *Physical Review Letters*, vol. 49, p. 1408, 1982.
- [15] L. Schmitz, "The role of turbulence--flow interactions in L-to H-mode transition dynamics: recent progress," *Nuclear Fusion*, vol. 57, p. 025003, 2017.
- [16] T. Hatae, M. Sugihara, A. E. Hubbard, Y. Igitkhanov, Y. Kamada, G. Janeschitz, L. D. Horton, N. Ohya, T. H. Osborne, M. Osipenko and others, "Understanding of H mode pedestal characteristics using the multimachine pedestal database," *Nuclear fusion*, vol. 41, p. 285, 2001.
- [17] A. E. Hubbard, "Physics and scaling of the H-mode pedestal," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 42, p. A15, 2000.
- [18] H. Zohm, "Edge localized modes (ELMs)," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 38, p. 105, 1996.
- [19] A. Herrmann, "Overview on stationary and transient divertor heat loads," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 44, p. 883, 2002.
- [20] A. Zhitlukhin, N. Klimov, I. Landman, J. Linke, A. Loarte, M. Merola, V. Podkovyrov, G. Federici, B. Bazylev, S. Pestchanyi and others, "Effects of ELMs on ITER divertor armour materials," *Journal of nuclear materials*, vol. 363, pp. 301-307, 2007.
- [21] P. T. Lang, G. D. Conway, T. Eich, L. Fattorini, O. Gruber, S. Günter, L. D. Horton, S. Kalvin, A. Kallenbach, M. Kaufmann and others, "ELM pace making and mitigation by pellet injection in ASDEX Upgrade," *Nuclear Fusion*, vol. 44, p. 665, 2004.

- 
- [22] L. R. Baylor, N. Commaux, T. C. Jernigan, N. H. Brooks, S. K. Combs, T. E. Evans, M. E. Fenstermacher, R. C. Isler, C. J. Lasnier, S. J. Meitner and others, "Reduction of edge-localized mode intensity using high-repetition-rate pellet injection in tokamak H-mode plasmas," *Physical review letters*, vol. 110, p. 245001, 2013.
- [23] P. T. Lang, A. Burckhart, M. Bernert, L. Casali, R. Fischer, O. Kardaun, G. Kocsis, M. Maraschek, A. Mlynek, B. Plöckl and others, "ELM pacing and high-density operation using pellet injection in the ASDEX Upgrade all-metal-wall tokamak," *Nuclear Fusion*, vol. 54, p. 083009, 2014.
- [24] R. A. Moyer, T. E. Evans, T. H. Osborne, P. R. Thomas, M. Becoulet, J. Harris, K.-H. Finken, J. A. Boedo, E. J. Doyle, M. E. Fenstermacher and others, "Edge localized mode control with an edge resonant magnetic perturbation  $a$ ," *Physics of plasmas*, vol. 12, p. 056119, 2005.
- [25] W. Suttrop, T. Eich, J. C. Fuchs, S. Günter, A. Janzer, A. Herrmann, A. Kallenbach, P. T. Lang, T. Lunt, A. S. D. E. X. U. Team and others, "First observation of edge localized modes mitigation with resonant and nonresonant magnetic perturbations in ASDEX Upgrade," *Physical Review Letters*, vol. 106, p. 225004, 2011.
- [26] K. H. Burrell, K. Barada, X. Chen, A. M. Garofalo, R. J. Groebner, C. M. Muscatello, T. H. Osborne, C. C. Petty, T. L. Rhodes, P. B. Snyder and others, "Discovery of stationary operation of quiescent H-mode plasmas with net-zero neutral beam injection torque and high energy confinement on DIII-D," *Physics of Plasmas*, vol. 23, p. 056103, 2016.
- [27] P. T. Lang, K. Büchl, M. Kaufmann, R. S. Lang, V. Mertens, H. W. Müller, J. Neuhauser and N. I. Teams, "High-efficiency plasma refuelling by pellet injection from the magnetic high-field side into ASDEX Upgrade," *Physical review letters*, vol. 79, p. 1487, 1997.
- [28] A. U. Team, "ASDEX Upgrade," *Fusion Science and Technology*, vol. 44, pp. 569-742, 2003.
- [29] P. H. Rebut, R. J. Bickerton and B. E. Keen, "The Joint European Torus: installation, first results and prospects," *Nuclear fusion*, vol. 25, p. 1011, 1985.

- 
- [30] G. F. Matthews, M. Beurskens, S. Brezinsek, M. Groth, E. Joffrin, A. Loving, M. Kear, M. L. Mayoral, R. Neu, P. Prior and others, "JET ITER-like wall—overview and experimental programme," *Physica Scripta*, vol. 2011, p. 014001, 2011.
- [31] C. Beidler, G. Grieger, F. Herrnegger, E. Harmeyer, J. Kisslinger, W. Lotz, H. Maassberg, P. Merkel, J. Nührenberg, F. Rau and others, "Physics and engineering design for Wendelstein VII-X," *Fusion Science and Technology*, vol. 17, pp. 148-168, 1990.
- [32] P. B. Snyder, H. R. Wilson, J. R. Ferron, L. L. Lao, A. W. Leonard, T. H. Osborne, A. D. Turnbull, D. Mossessian, M. Murakami and X. Q. Xu, "Edge localized modes and the pedestal: A model based on coupled peeling--ballooning modes," *Physics of Plasmas*, vol. 9, pp. 2037-2043, 2002.
- [33] P. B. Snyder, H. R. Wilson and X. Q. Xu, "Progress in the peeling-ballooning model of edge localized modes: Numerical studies of nonlinear dynamics," *Physics of Plasmas*, vol. 12, p. 056115, 2005.
- [34] A. J. H. Donné, C. J. Barth and H. Weisen, "Chapter 4: Laser-aided plasma diagnostics," *Fusion Science and Technology*, vol. 53, pp. 397-430, 2008.
- [35] T. N. Carlstrom, G. L. Campbell, J. C. DeBoo, R. Evanko, J. Evans, C. M. Greenfield, J. Haskovec, C. L. Hsieh, E. McKee, R. T. Snider and others, "Design and operation of the multipulse Thomson scattering diagnostic on DIII-D," *Review of scientific instruments*, vol. 63, pp. 4901-4906, 1992.
- [36] H. Murmann, S. Götsch, H. Röhr, H. Salzmann and K. H. Steuer, "The Thomson scattering systems of the ASDEX upgrade tokamak," *Review of scientific instruments*, vol. 63, pp. 4941-4943, 1992.
- [37] A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul and J. Chamberlain, "Electron cyclotron emission from a tokamak plasma: experiment and theory," *Physical Review Letters*, vol. 33, p. 758, 1974.
- [38] J. Wesson és D. Campbell, *Tokamaks (The international series of monographs on physics)*, Oxford: Oxford University Press, 2004.

- [39] T. J. Dolan, R. W. Moir, W. Manheimer, L. C. Cadwallader és M. J. Neumann, *Magnetic fusion technology*, Springer, 2017.
- [40] N. C. Luhmann Jr, H. Bindslev, H. Park, J. Sanchez, G. Taylor and C. X. Yu, "Chapter 3: Microwave Diagnostics," *Fusion Science and Technology*, vol. 53, pp. 335-396, 2008.
- [41] B. H. Deng, C. W. Domier, N. C. Luhmann Jr, D. L. Brower, G. Cima, A. J. H. Donné, T. Oyevaar and M. J. van de Pol, "ECE imaging of electron temperature and electron temperature fluctuations," *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, pp. 301-306, 2001.
- [42] L. Fattorini, P. T. Lang, M. E. Manso, J. Santos, L. D. Horton, G. D. Conway and others, "High temporal and spatial resolution reflectometry investigations of type-I ELMs induced edge barrier collapse at ASDEX Upgrade," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 50, p. 125001, 2008.
- [43] H. K. Park, "A new asymmetric Abel-inversion method for plasma interferometry in tokamaks," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 31, p. 2035, 1989.
- [44] K. McCormick, S. Fiedler, G. Kocsis, J. Schweinzer and S. Zoletnik, "Edge density measurements with a fast Li beam probe in tokamak and stellarator experiments," *Fusion Engineering and Design*, vol. 34, pp. 125-134, 1997.
- [45] R. Brandenburg, J. Schweinzer, S. Fiedler, F. Aumayr and H. P. Winter, "Modelling of fast neutral Li beams for fusion edge plasma diagnostics," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 41, p. 471, 1999.
- [46] B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda and B. Pohlmeier, "Electron temperature and electron density profiles measured with a thermal He-beam in the plasma boundary of TEXTOR," *Journal of nuclear materials*, vol. 196, pp. 174-178, 1992.
- [47] G. Kocsis, „Lézer blow-off vizsgálatok, PhD értekezés,” 1991.
- [48] D. Dunai, „Fúziós plazma turbulenciájának és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával, PhD értekezés,” 2010.

- [49] I. H. Hutchinson, "Principles of plasma diagnostics," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 44, p. 2603, 2002.
- [50] G. Arnoux, S. Devaux, D. Alves, I. Balboa, C. Balorin, N. Balshaw, M. Beldishevski, P. Carvalho, M. Clever, S. Cramp and others, "A protection system for the JET ITER-like wall based on imaging diagnostics a," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, p. 10D727, 2012.
- [51] „B & H - photo - video - pro audio,” [Online]. Available: [https://www.bhphotovideo.com/c/product/554058-REG/Hitachi\\_KP\\_M1AP\\_KP\\_M1AP\\_2\\_3\\_Ultra.html](https://www.bhphotovideo.com/c/product/554058-REG/Hitachi_KP_M1AP_KP_M1AP_2_3_Ultra.html). [Hozzáférés dátuma: 9. November 2018.].
- [52] J. A. Alonso, P. Andrew, A. Neto, J. L. de Pablos, E. de la Cal, H. Fernandes, J. Gafert, P. Heesterman, C. Hidalgo, G. Kocsis and others, "Fast visible camera installation and operation in JET," in *AIP Conference Proceedings*, 2008.
- [53] I. Barlow, M. Bigi, J. Bird, G. Bonizzoni, R. Buttery, R. Clay, M. De Benedetti, T. Dobbing, T. Gallagher, G. Gervasini and others, "The error field correction coils on the JET machine," *Fusion engineering and design*, vol. 58, pp. 189-193, 2001.
- [54] R. Neu, V. Bobkov, R. Dux, J. C. Fuchs, O. Gruber, A. Herrmann, A. Kallenbach, H. Maier, M. Mayer, T. Pütterich and others, "Ten years of W programme in ASDEX Upgrade—Challenges and conclusions," *Physica Scripta*, vol. 2009, p. 014038, 2009.
- [55] G. Kocsis, S. Kálvin, G. Veres, P. Cierpka, P. T. Lang, J. Neuhauser, C. Wittman and A. S. D. E. X. U. Team, "A fast framing camera system for observation of acceleration and ablation of cryogenic hydrogen pellet in ASDEX Upgrade plasmas," *Review of scientific instruments*, vol. 75, pp. 4754-4762, 2004.
- [56] A. Szappanos, G. Kocsis, A. Molnar, J. Sarkozi and S. Zoletnik, "Event detection intelligent camera development," *Fusion Engineering and Design*, vol. 83, pp. 370-374, 2008.
- [57] S. Zoletnik, T. Szabolics, G. Kocsis, T. Szepesi and D. Dunai, "EDICAM (Event Detection Intelligent Camera)," *Fusion Engineering and Design*, vol. 88, pp. 1405-1408, 2013.



- 
- [58] G. Náfrádi, S. Czifrus, G. Kocsis, G. Pór, T. Szepesi and S. Zoletnik, "Analysis of dark current images of a CMOS camera during gamma irradiation," *Fusion Engineering and Design*, vol. 88, pp. 3169-3175, 2013.
- [59] J. L. Terry, E. S. Marmor, J. A. Snipes, D. Garnier and V. Y. Sergeev, "Imaging of lithium pellet ablation trails and measurement of q profiles in TFTR," *Review of scientific instruments*, vol. 63, pp. 5191-5194, 1992.
- [60] L. L. Lengyel, K. Büchl, G. Pautasso, L. Ledl, A. A. Ushakov, S. Kalvin and G. Veres, "Modelling of impurity pellet ablation in ASDEX Upgrade (neon) and Wendelstein W7-AS (carbon) by means of a radiative (killer) pellet code," *Nuclear Fusion*, vol. 39, p. 791, 1999.
- [61] G. Kocsis, J. S. Bakos, R. Burhenn, B. Kardon, S. Kálvin, L. Ledl, G. Mank, G. Petravich, A. Pospieszczyk and S. Zoletnik, "On the fluctuation of line radiation emitted during aluminum micro-pellet ablation in magnetized plasmas," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 41, p. 881, 1999.
- [62] L. Ledl, R. Burhenn, L. Lengyel, F. Wagner, V. Y. Sergeev, V. M. Timokhin, B. V. Kuteev, V. G. Skokov, S. M. Egorov, E. C. R. H. Group and others, "Study of carbon pellet ablation in ECR-heated W7-AS plasmas," *Nuclear fusion*, vol. 44, p. 600, 2004.
- [63] H. W. Kugel, M. G. Bell, J.-W. Ahn, J. P. Allain, R. Bell, J. Boedo, C. Bush, D. Gates, T. Gray, S. Kaye and others, "The effect of lithium surface coatings on plasma performance in the National Spherical Torus Experiment a," *Physics of Plasmas*, vol. 15, p. 056118, 2008.
- [64] R. Maingi, S. M. Kaye, C. H. Skinner, D. P. Boyle, J. M. Canik, M. G. Bell, R. E. Bell, T. K. Gray, M. A. Jaworski, R. Kaita and others, "Continuous improvement of H-mode discharge performance with progressively increasing lithium coatings in the National Spherical Torus Experiment," *Physical review letters*, vol. 107, p. 145004, 2011.
- [65] P. T. Lang, R. Maingi, D. K. Mansfield, R. M. McDermott, R. Neu, E. Wolfrum, R. A. Parra, M. Bernert, G. Birkenmeier, A. Diallo and others, "Impact of lithium pellets on plasma performance in the ASDEX Upgrade all-metal-wall tokamak," *Nuclear Fusion*, vol. 57, p. 016030, 2016.

- 
- [66] S. K. Combs, "Pellet injection technology," *Review of scientific instruments*, vol. 64, pp. 1679-1698, 1993.
- [67] A. Geraud, M. Dentan, A. Whitehead, P. Butcher, D. Communal, F. Faisse, J. Gedney, G. Gros, D. Guillaume, L. Hackett and others, "The JET high frequency pellet injector project," *Fusion Engineering and Design*, vol. 82, pp. 2183-2188, 2007.
- [68] B. Plöckl and P. T. Lang, "The enhanced ASDEX Upgrade pellet centrifuge launcher," *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, p. 103509, 2013.
- [69] H. W. Müller, K. Büchl, M. Kaufmann, P. T. Lang, R. S. Lang, A. Lorenz, M. Maraschek, V. Mertens, J. Neuhauser and A. S. D. E. X. U. Team, "High- $\beta$  plasmoid drift during pellet injection into tokamaks," *Physical Review Letters*, vol. 83, p. 2199, 1999.
- [70] G. Kocsis, L. Barrera, J. E. Boom, T. Craciunescu, G. Cseh, P. T. Lang, N. C. Luhmann Jr, G. Náfrádi, H. K. Park, T. Szepesi and others, "Investigating pellet ablation dynamics at ASDEX Upgrade," in *Conference on Plasma Phys. Stockholm*, 2012.
- [71] R. Sakamoto and H. Yamada, "Observation of cross-field transport of pellet plasmoid in lhd," *Plasma and Fusion Research*, vol. 6, pp. 1402085-1402085, 2011.
- [72] V. Rozhansky, I. Senichenkov, I. Veselova and R. Schneider, "Mass deposition after pellet injection into a tokamak," *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 46, p. 575, 2004.
- [73] P. B. Parks and R. J. Turnbull, "Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma," *The Physics of Fluids*, vol. 21, pp. 1735-1741, 1978.
- [74] W. A. Houlberg, S. L. Milora and S. E. Attenberger, "Neutral and plasma shielding model for pellet ablation," *Nuclear fusion*, vol. 28, p. 595, 1988.
- [75] B. Pégourié, J.-M. Picchiottino, H.-W. Drawin, A. Geraud and M. Chatelier, "Pellet ablation studies on TORE SUPRA," *Nuclear fusion*, vol. 33, p. 591, 1993.

- 
- [76] L. Garzotti, B. Pegourie, A. Geraud, D. Frigione and L. R. Baylor, "Neutral gas and plasma shielding scaling law for pellet ablation in Maxwellian plasmas," *Nuclear fusion*, vol. 37, p. 1167, 1997.
- [77] K. Gál, É. Belonohy, G. Kocsis, P. T. Lang, G. Veres and others, "Role of shielding in modelling cryogenic deuterium pellet ablation," *Nuclear Fusion*, vol. 48, p. 085005, 2008.
- [78] G. T. A. Huysmans and O. Czarny, "MHD stability in X-point geometry: simulation of ELMs," *Nuclear fusion*, vol. 47, p. 659, 2007.
- [79] L. L. Lengyel, V. A. Rozhanskij and L. Y. Veselova, "Electrostatic shielding of vaporizing surfaces exposed to hot plasmas," *Nuclear fusion*, vol. 36, p. 1679, 1996.
- [80] G. Veres and L. L. Lengyel, "A collisional--radiative cooling model for light impurity elements in hot plasmas under non-equilibrium conditions," *Journal of nuclear materials*, vol. 250, pp. 96-102, 1997.
- [81] Wikipedia, „Wikipedia,” 9 február 2018. [Online]. Available: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:ABERR4.svg>. [Hozzáférés dátuma: 9 február 2018].
- [82] T. Szepesi, S. Kálvin, G. Kocsis, P. T. Lang, I. Senichenkov and A. U. Team, "Comparison of pellet acceleration model results to experimentally observed penetration depths," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 390, pp. 507-510, 2009.
- [83] A. Iserles, *Numerical Recipes in C: The art of scientific computing*, JSTOR, 1989.
- [84] J. A. Nelder and R. Mead, "A simplex method for function minimization," *The computer journal*, vol. 7, pp. 308-313, 1965.
- [85] S. Kalvin, K. Gal, G. Kocsis, G. Petravich, G. Veres and S. Zoletnik, "Quasi 2D modelling of the expansion and radiation of the pellet cloud in hot plasma," in *30th EPS Conference on Plasma Physics*, 2003.

- 
- [86] N. Winsor, J. L. Johnson and J. M. Dawson, "Geodesic acoustic waves in hydromagnetic systems," *The Physics of Fluids*, vol. 11, pp. 2448-2450, 1968.
- [87] P. T. Lang, D. Frigione, A. Géraud, T. Alarcon, P. Bennett, G. Cseh, D. Garnier, L. Garzotti, F. Köchl, G. Kocsis and others, "ELM pacing and trigger investigations at JET with the new ITER-like wall," *Nuclear Fusion*, vol. 53, p. 073010, 2013.
- [88] G. Kocsis, A. Alonso, C. Biedermann, G. Cseh, A. Dinklage, M. Jakubowski, R. König, M. Krychowiak, M. Otte, T. S. Pedersen and others, "Investigation of edge filament dynamics in W7-X limiter plasmas," in *43rd EPS Conference on Plasma Physics*, 2016.
- [89] T. Szepesi, A. Alonso, C. Biedermann, G. Cseh, A. Dinklage, M. Jakubowski, G. Kocsis, R. König, M. Otte, T. S. Pedersen and others, "Observations with the visible overview video diagnostic system during the first operational campaign of Wendelstein 7-X," in *43rd EPS Conference on Plasma Physics*, 2016.
- [90] T. H. D. F. Group, "Hierarchical Data Format, version 5," 1997-2017. [Online]. Available: <https://www.hdfgroup.org/solutions/hdf5/>.
- [91] R. D. Durst, W. L. Rowan, M. E. Austin, R. A. Collins, R. F. Gandy, P. E. Phillips and B. Richards, "Experimental observations of the dynamics of pellet ablation on the Texas Experimental Tokamak (TEXT)," *Nuclear fusion*, vol. 30, p. 3, 1990.
- [92] H. W. Müller, P. T. Lang, K. Buechl, M. Kaufmann, B. V. Kuteev, P. J. McCarthy, V. Mertens, I. Miroshnikov, W. Schneider and H. Zohm, "Improvement of q-profile measurement by fast observation of pellet ablation at ASDEX Upgrade," *Review of scientific instruments*, vol. 68, pp. 4051-4060, 1997.
- [93] P. T. Lang, P. Cierpka, O. Gehre, M. Reich, C. Wittmann, A. S. D. E. X. U. Team, A. Lorenz, D. Frigione, S. Kalvin, G. Kocsis and others, "A system for cryogenic hydrogen pellet high speed inboard launch into a fusion device via guiding tube transfer," *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, pp. 3974-3983, 2003.

- [94] T. Szepesi, S. Kálvin, G. Kocsis, P. T. Lang és A. S. D. E. X. U. Team, „Radial acceleration of solid hydrogen pellets in hot tokamak plasmas,” in *34th EPS Conference on Plasma Physics*, 2007.
- [95] *Személyes kommunikáció Gál Kingával és Bernhard Pégouriével.*
- [96] M. Kaufmann, K. Lackner, L. Lengyel and W. Schneider, “Plasma shielding of hydrogen pellets,” *Nuclear fusion*, vol. 26, p. 171, 1986.
- [97] R. Philip és D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, McGraw-Hill, New York, 2003.
- [98] T. Feher, "Szénnel adalékolt pelletek és forró plazmák kölcsönhatása, diplomamunka," Budapest, 2008.
- [99] G. Cseh, G. Kocsis, P. T. Lang, B. Plöckl, T. Szepesi, G. Veres and others, "Pellet cloud characterisation, scaling and estimation of the material-and temperature distribution inside the cloud," *Nuclear Fusion*, vol. 57, p. 016022, 2016.
- [100] G. Kocsis, T. Baross, C. Biedermann, G. Bodnár, G. Cseh, T. Ilkei, R. König, M. Otte, T. Szabolics, T. Szepesi and others, "Overview video diagnostics for the W7-X stellarator," *Fusion Engineering and Design*, vol. 96, pp. 808-811, 2015.
- [101] T. Szabolics, G. Cseh, G. Kocsis, T. Szepesi and S. Zoletnik, "Event Detection Intelligent Camera: Demonstration of flexible, real-time data taking and processing," *Fusion Engineering and Design*, vol. 96, pp. 980-984, 2015.
- [102] M. Valovič, P. T. Lang, A. Kirk, W. Suttrop, M. Cavedon, G. Cseh, M. Dunne, L. R. Fischer, L. Garzotti, L. Guimaraes and others, "Pellet refuelling of particle loss due to ELM mitigation with RMPs in the ASDEX Upgrade tokamak at low collisionality," *Nuclear Fusion*, vol. 56, p. 066009, 2016.
- [103] P. B. Parks, “Theory of pellet cloud oscillation striations,” *Plasma physics and controlled fusion*, vol. 38, p. 571, 1996.



# ADATLAP

## a doktori értekezés nyilvánosságra hozatalához\*

### I. A doktori értekezés adatai

A szerző neve: Cseh Gábor

MTMT-azonosító: 10040402

A doktori értekezés címe és alcíme:

Pelletek által keltett háromdimenziós tranzienstruktúrák vizsgálata forró plazmákban

DOI-azonosító<sup>46</sup>: 10.15476/ELTE.2019.042

A doktori iskola neve: ELTE Fizika Doktori Iskola

A doktori iskolán belüli doktori program neve: Statisztikus fizika, biológiai fizika és kvantumrendszerek fizikája program

A témavezető neve és tudományos fokozata: Kocsis Gábor (PhD)

A témavezető munkahelye: Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpont

### II. Nyilatkozatok

#### 1. A doktori értekezés szerzőjeként

a) hozzájárulok, hogy a doktori fokozat megszerzését követően a doktori értekezésem és a tézisek nyilvánosságra kerüljenek az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban. Felhatalmazom a Természettudományi kar Dékáni Hivatali Doktori, Habilitációs és Nemzetközi Ügyek Csoportjának ügyintézőjét, hogy az értekezést és a téziseket feltöltse az ELTE Digitális Intézményi Tudástárba, és ennek során kitöltse a feltöltéshez szükséges nyilatkozatokat.

b) kérem, hogy a mellékelt kérelemben részletezett szabadalmi, illetőleg oltalmi bejelentés közzétételéig a doktori értekezést ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban;

c) kérem, hogy a nemzetbiztonsági okból minősített adatot tartalmazó doktori értekezést a minősítés (*dátum*)-ig tartó időtartama alatt ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban;

d) kérem, hogy a mű kiadására vonatkozó mellékelt kiadó szerződésre tekintettel a doktori értekezést a könyv megjelenéséig ne bocsássák nyilvánosságra az Egyetemi Könyvtárban, és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban csak a könyv bibliográfiai adatait tegyék közzé. Ha a könyv a fokozatszerzést követően egy évig nem jelenik meg, hozzájárulok, hogy a doktori értekezésem és a tézisek nyilvánosságra kerüljenek az Egyetemi Könyvtárban és az ELTE Digitális Intézményi Tudástárban.

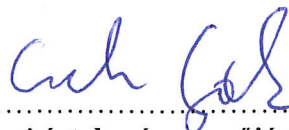
#### 2. A doktori értekezés szerzőjeként kijelentem, hogy

a) az ELTE Digitális Intézményi Tudástárba feltöltendő doktori értekezés és a tézisek saját eredeti, önálló szellemi munkám és legjobb tudomásom szerint nem sértem vele senki szerzői jogait;

b) a doktori értekezés és a tézisek nyomtatott változatai és az elektronikus adathordozón benyújtott tartalmak (szöveg és ábrák) mindenben megegyeznek.

3. A doktori értekezés szerzőjeként hozzájárulok a doktori értekezés és a tézisek szövegének plágiumkereső adatbázisba helyezéséhez és plágiumellenőrző vizsgálatok lefuttatásához.

Kelt: Budapest, 2019. február 25.



.....  
a doktori értekezés szerzőjének aláírása

\*ELTE SZMSZ SZMR 12. sz. melléklet