

# **Tokamak diszrupciókban keletkező elfutó elektronok vizsgálata**

**TDK dolgozat**

**Erdős Boglárka**

BSc IV. évfolyam, BME GPK

**Témavezetők:**

**Dr. Papp Gergely** tudományos munkatárs

Max Planck Plazmafizikai Intézet

**Dr. Pokol Gergő** egyetemi docens

BME Nukleáris Technikai Intézet

2015

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>1</b>
1.1. Fúziós energiatermelés . . . . .	1
1.2. Elfutó elektronok . . . . .	2
<b>2. Kísérletek az ASDEX Upgrade tokamakon</b>	<b>6</b>
2.1. Az ASDEX Upgrade tokamak . . . . .	6
2.2. A 2015-ben zajlott elfutó elektronos kísérletek . . . . .	7
<b>3. Elfutó elektronok numerikus modellezése</b>	<b>10</b>
3.1. A GO kód . . . . .	10
3.2. Keletkezések függése a diszrupció alapparamétereitől . . . . .	11
3.3. Gázbefecskendezéses szimulációk . . . . .	18
3.3.1. A filamentumok vizsgálata . . . . .	19
3.3.2. A filamentumok elnyomása . . . . .	24
3.4. Mágneses perturbáció hatásának szemléltetése szimulációval . . . . .	27
<b>4. Összefoglalás, kitekintés</b>	<b>30</b>

## Kivonat

A növekvő energiaigények mellett napjaink fontos kérdése a korszerű energiatermelés, melyre jó válaszul szolgálhat a magfúzió is. Jelenleg a tokamakok tűnnek a legalkalmasabbnak ennek megvalósítására, azonban még számos feladatot kell megoldanunk az erőművi alkalmazásáig.

A megoldandó problémák közé tartozik a plazmában üzemzavari körülmények között létrejövő úgynevezett diszrupció is. Ennek hatására keletkezhetnek elfutó elektronok, melyek nagyenergiájú részecske nyalábot alkotva súlyos károkat tehetnek a berendezés belső falában [1].

A diszrupciók kezelésére és az elfutó elektronok elnyomására nemesgáz (pl. argon) befecskendezéseket használnak. Ilyen kísérletek folynak a németországi ASDEX Upgrade tokamakon is, amelynek idén nyáron végzett kísérletinél én is részt vettem.

A kísérletekben tapasztalt folyamatok mélyebb megértéséhez elméleti modellek alapján felépített numerikus szimulációkat használunk. A dolgozatom elkészítésénél a GO szimulációs kódot használtam [2]. Ez egy egydimenziós numerikus kód, amely önkonzisztensen számolja az elektromos tér változását. Első körben a diszrupció alapparamétereinek (posztdiszruptív hőmérséklet, hűlési sebesség, sűrűség, stb.) hatását vizsgáltam az elfutó elektronok keletkezésére és dinamikájára. Ezután tértem át a gázbefecskendezéses esetek tanulmányozására, ahol már az atomfizikai folyamatokat is figyelembe vesszük.

Céлом az ASDEX-en végzett kísérletek jobb megértése volt, ezért a modell alapparamétereit ennek megfelelően állítottam be. Ezeknél a szimulációknál azonban adott anyagösszetétel mellett, adott hőmérsékleten és sűrűségen megjelent egy lokális termikus instabilitás, ún. filamentáció, mely során a plazmaáram fűtési teljesítménye és a lesugárzott teljesítmény közötti különbség pozitív és nő a hőmérséklettel, ami egy pozitív visszacsatolást okoz. Részletesen kielemeztem, hogy milyen körülmények között alakulhat ki a filamentáció, majd egy Larmor-sugár mérettartományába eső paraméterátlagolással fizikailag indokolható módon megoldottam az elnyomásukat. Ezáltal a numerikus számításaim közvetlenül az ASDEX Upgrade tokamakra is alkalmazhatóak lettek.

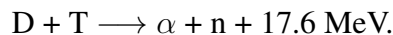
# 1. fejezet

## Bevezetés

Villamos energia nélkül ma már elképzelni sem tudjuk az életünket. A világon folyamatosan növekszik az energiaigény [3], amelyet folyamatos kapacitásbővítésekkel lehet csak fenntartani. A jelenleg hatályban lévő szabályozásokkal azonban a CO<sub>2</sub> kibocsátásra is figyelniünk kell [3]. A megújuló jó megoldást jelenthetnek a jövőre, de mivel nem folyamatos a rendelkezésre állásuk, a tárolási technológiák pedig nem állnak olyan szinten, hogy nagy kapacitások tárolása is megvalósítható legyen, nem támaszkodhatunk teljes mértékben ezekre. A nukleáris energiatermelés is jó kiegészítésül szolgálhat ezeknek a technológiáknak, hiszen ez sem jár CO<sub>2</sub> kibocsátással [4].

### 1.1. Fúziós energiatermelés

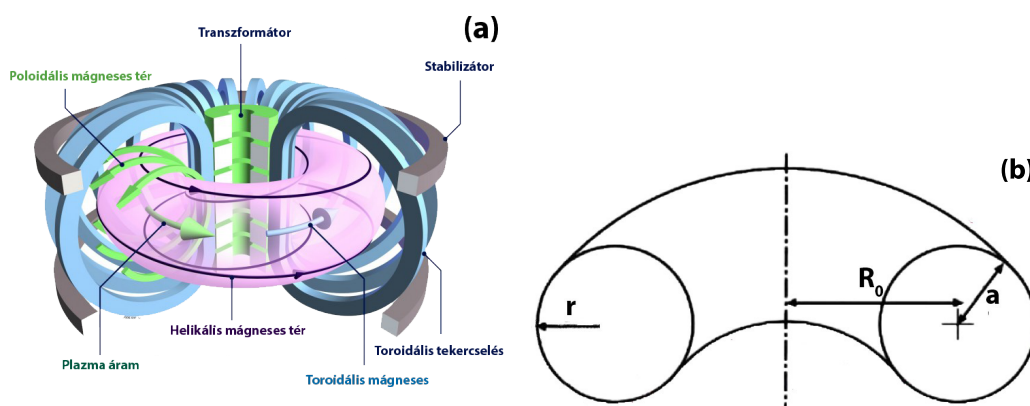
A nukleáris energiatermelés egyik kutatási iránya a fúziós energiatermelés [5]. Ennek során a Napban is lejátszódó folyamatokhoz hasonló reakciókat használunk fel energia előállítására. Két kis tömegszámú elemet egyesítve magenergiát szabadíthatunk fel. Erre a legpraktikusabb megoldás a deutérium-trícium reakció használata, hiszen ekkor nagy energia szabadul fel és a reakció hatáskeresztmetszete is magas [5] :



1 elektronvolt az az energia, amelyet egy elektron 1 V potenciálkülönbség hatására nyer. Ezt a hőmérséklet mértékegységként is használhatjuk a Boltzmann-állandó segítségével, hiszen az kapcsolatot teremt egy részecske hőmérséklete és mozgási energiája között:  $1 \text{ eV} = 11605 \text{ K}$ .

A fúzió létrehozásához termikus közegre van szükség, hogy az atommagok közötti erős taszítást le tudjuk győzni. Ezen a magas hőmérsékleten ( $\sim 100$  millió

K) az anyag már plazma állapotban van és nehezen összetartható. A fúzió megvalósítására jelenleg a tokamak típusú berendezések tűnnek a legalkalmasabbnak. Ennek során a plazma összetartását, ahogy azt a 1.1. ábra mutatja, egy külső mágneses térrel (toroidális irányban) és egy a plazmában futtatott áram által keltett térrel (poloidális irányban) oldjuk meg. Erre azért van szükség, hogy kialakulhasson a helikális mágneses tér, amely már képes egyben tartani a plazmát [6].

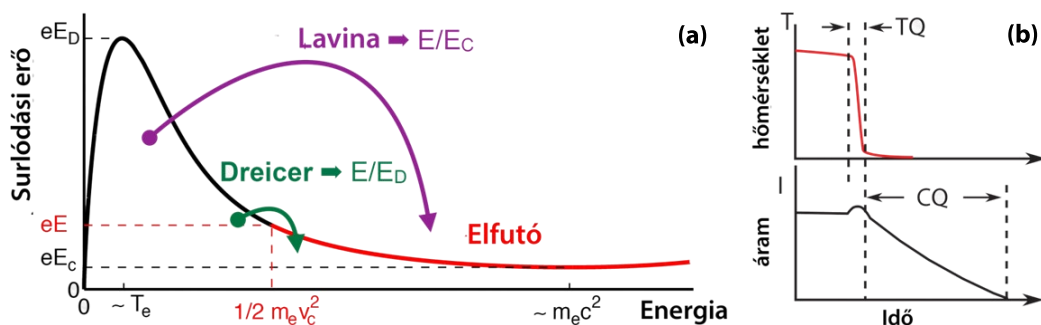


**1.1. ábra.** (a) A tokamak elvi felépítése és a plazmaösszetartó mágneses terek irányai, (b) a tórusz geometria definíciói, ahol  $a$  a kissugár,  $r$  a radiális koordináta és  $R_0$  a nagysugár.

## 1.2. Elfutó elektronok

A fúziós energiatermelés megvalósításáig még számos problémát kell megoldanunk. Ezek közé tartozik a plazmában üzemzavari körülmények között kialakuló úgynevezett diszrupció is [6]. Ez egy globális instabilitás, melynek során a mágnesesen összetartott plazma összeomlik. A diszrupció intenzív hőmérséklet csökkenéssel jár, amely a plazma vezetőképességének romlásához vezet. A Spitzer által meghatározott fajlagos ellenállás alapján  $\eta \sim T^{-3/2}$  a plazma fajlagos ellenállása fordítottan arányos a hőmérséklet  $3/2$ -ik hatványával. Ahogy a 1.2. (b) ábra mutatja, az áram a plazma induktivitása miatt nem tud a hőmérséklet csökkenés időskáláján eltűnni a plazmából, ezért az Ohm-törvény értelmében egy elektromos tér keletkezik.

Ahogy azt a 1.2. (a) ábra mutatja, magas energiákon a súrlódási erő már nem lassítja a részecskéket, mint ahogy azt egy közegben mozgó tárgy tenné. A plazmában lévő töltött részecskékre egy adott energia felett a súrlódás erő csökkenni kezd a kinetikus energia növelésével. Ha a keletkezett elektromos tér a kritikus tér érték (1.1. egyenlet) fölé növekszik, az elektronokat olyan energiákra tudja



**1.2. ábra.** (a) A súrlódási erő a kinetikus energia függvényében és a (b) diszrupció során zajló hőmérséklet és áramcsökkenés relatív időskálái.

gyorsítani, ahol már a súrlódási erő egyre kevésbé hat rájuk. Így az elektronok relativisztikus sebességre tudnak gyorsulni. Ezeket hívjuk elfutó elektronoknak. Egy ilyen elfutó elektron nyaláb veszélyes, hiszen nagy energiájú részecskenyalábként súlyos károkat tehet a berendezés belső falában.

A legkisebb tér, ami felett az elektronok már elfuthatnak, a kritikus térerősség [7]. Ezt a súrlódási erő minimuma határozza meg. Ekkor az elektronok nyugalmi energiája megegyezik a kritikus energiával:

$$E_C = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{1}{m_e c^2}, \quad (1.1)$$

ahol  $m_e$  a nyugalmi elektrontömeg és  $c$  a fénysebesség.

Létezik egy térerősség, ami felett a plazmában megtalálható összes elektron el tud futni, ez a Dreicer tér [8]:

$$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{1}{T_e}, \quad (1.2)$$

ahol  $n_e$  az elektronsűrűség,  $e$  az elektrontöltés,  $\ln \Lambda$  a Coulomb logaritmus és  $T_e$  az elektronthőmérséklet energia egységben.

## Dreicer keletkezés

A Dreicer keletkezés az elfutó elektronok elsődleges keletkezése, amely az elektronok folyamatos gyorsulása a kritikus sebességen keresztül [7]:

$$\left(\frac{dn_{\text{run}}}{dt}\right)^{\text{Dreicer}} \simeq \frac{n_e}{\tau} \left(\frac{m_e c^2}{2T_e}\right)^{3/2} \left(\frac{E_D}{E}\right)^{3(1+Z_{\text{eff}})/16} \exp\left(-\frac{E_D}{4E} - \sqrt{\frac{(1+Z_{\text{eff}})E_D}{E}}\right), \quad (1.3)$$

ahol  $Z_{\text{eff}} = (\Sigma n_z Z^2)/n_e$  az effektív töltésszám,  $n_z$  a  $Z$  töltésszámú ionok sűrűsége és  $\tau$  a relativisztikus elektron-elektron ütközési idő. Az 1.2. (a) ábra mutatja, hogy a súrlódási erő maximuma a termikus energiánál ( $T_e$ ) található. Ha a keletkezett elektromos tér annyira erős, hogy a kritikus sebesség meggyezik a termikus sebességgel, akkor a plazmában lévő termikus elektronok is el tudnak futni. A plazmában a sebességeloszlás mindig törekszik a Maxwell eloszlás visszaállítására ütközések segítségével. A sebességtérbeli diffúzió hatására folyamatosan kerülnek át elektronok a kritikus sebesség felé, ez egy folyamatos utánpótlást biztosít az elfutó elektron keletkezéshez.

## Lavina keletkezés

A lavina keletkezés [9] során a már relativisztikus sebességre gyorsult elektronok ütköznek a lassabb termikus elektronokkal. Ennek során a termikus elektron is akkora energianyereségre tud szert tenni, hogy az ütközés után mind a két elektron sebessége a kritikus sebesség felett lesz.

$$\left(\frac{dn_{\text{run}}}{dt}\right)^{\text{lavina}} \simeq n_{\text{run}} \frac{E/E_C - 1}{\tau \ln \Lambda} \sqrt{\frac{\pi \varphi}{3(Z_{\text{eff}} + 5)}} \times \left(1 - \frac{E_C}{E} + \frac{4\pi(Z_{\text{eff}} + 1)^2}{3\varphi(Z_{\text{eff}} + 5)(E^2/E_C^2 + 4/\varphi^2 - 1)}\right)^{-1/2}, \quad (1.4)$$

ahol  $\varphi = (1 + 1.46\varepsilon^{1/2} + 1.71\varepsilon)^{-1}$  és  $\varepsilon = r/R$ , amely az inverz sugár arány. Ugyan az elsődleges keletkezés mindenképp szükséges elfutó elektronok megjelenéséhez, a lavina keletkezés is adhatja az elfutó áram nagy részét. Ez a fajta keletkezés a nagyobb időskálán történő megjelenése miatt jobban kontrollálható, ezért fontos foglalkoznunk vele az elfutó áram elnyomása szempontjából.

## 2. fejezet

# Kísérletek az ASDEX Upgrade tokamakon

A tavalyi évtől kezdődően az ASDEX Upgrade tokamakon is zajlanak elfutó elektron kísérletek, melyek főként a gázbefecskendezés hatását vizsgálják, de vannak mágneses perturbációt hatására irányuló kísérletek is.

A kísérletek során kör alakú plazmát hozunk létre, annak fűtést elektron ciklotron rezonancia fűtéssel biztosítjuk. A kísérletekben általában 2,5 T mágneses teret használunk, körülbelül  $2,85 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  sűrűség mellett. A plazmaáram átlagosan 760 kA.

### 2.1. Az ASDEX Upgrade tokamak

Az ASDEX (Axially Symmetric Divertor EXperiment) Upgrade tokamak Németországban, München mellett Garchingban található. A Max Planck Plazmafizikai Kutatóintézet üzemelteti 1991 óta. Ez a berendezés a közepes méretű tokamakok közé tartozik. Több fajta fűtéssel és áramhajtó rendszerrel van felszerelve. Az összes beépített fűtési teljesítménye 27 MW. Belső fala volfrámmal borított.

A fúziókutatás előrehaladásának szempontjából egy nagyon fontos berendezés, hiszen plazmaalakja megegyezik az ITER-ben is tervezett alakhoz, így a skálázási szabályokat figyelembe véve [6], az itt elért eredmények felhasználhatóak az ITER-re is.



**2.1. táblázat.** Az ASDEX Upgrade legfontosabb paraméterei [10].

Teljes magasság	7 m
Nagysugár	1,6 m
Kissugár	0,5/0,8 m
Maximális plazmaáram	2 MA
Kisülés hossza	10 s
Plazma térfogat	14 m <sup>3</sup>
Plazma tömeg	3 mg
Plazmahőmérséklet	10 <sup>8</sup> K

## 2.2. A 2015-ben zajlott elfutó elektronos kísérletek

A 2015. július végén és október elején zajlott elfutó elektron kísérleteknél én is részt vettem. Nyáron 14, míg ősszel 9 sikeres plazmadiszrupciót hoztunk létre, amelyek tartalmaztak gázbefecskendezéses és mágneses perturbáció hatását vizsgáló kísérletek is. A kísérletek során a keletkező elfutó áram nagyságát és élettartamát állapítottam meg az ábrázolt nyers adatokból (lásd 2.2. táblázat), majd ezeket az adatokat felvittem a kísérlet Eurofusion wiki oldalára is [11]. Ezen kívül a kisüléseknél használt elektron ciklotron rezonancia fűtés által bevitt teljesítményt és a fűtési idő hosszát is kigyűjtöttem.

Az első lövés (#32007) során egy megbízható alap esetet paramétereztünk előre, majd hoztunk létre, melyet felhasználhatunk a későbbi lövések összehasonlításához. A további eseteknél nem tudjuk egyértelműen, hogy milyen hatások alakítják az elfutó áram mennyiségét és a nyaláb életben maradási idejét, ezért szükségünk van egy alapesetre, amelyhez hasonlíthatjuk ezeket. A lövés sikerült, egy körülbelül 280 kA-es elfutó áram nyaláb alakult ki, melyet a berendezés szabályozó rendszere csökkentett le.

A második lövés (#32008) a másodlagos argon befecskendezés hatását vizsgálta, melyet az elfutó elektronok elnyomására fecskendezünk be. Alap esetben a szabályozó rendszer csökkentené le fokozatosan az áramot, de ezt megelőzve, a gázbefecskendezéssel gyorsíthatjuk a folyamatot. A szelep térfogata, amellyel a befecskendezést végeztük 100 cm<sup>3</sup>. Ez a lövés is sikeresnek bizonyult, 2,9 bar argon befecskendezésével az áramcsökkenés ideje a felére csökkent. A #32035-es lövésben szintén másodlagos gázbefecskendezést vizsgáltunk, itt már azonban 6,97 bar neont fecskendeztünk be. Ebben szintén sikerült feleznünk az áramcsökkenés idejét a referencia esethez képest. Látható, hogy argonból sokkal kisebb mennyiség is elég ugyanazon hatás eléréséhez.

**2.2. táblázat.** A nyáron és az ősszel végzett elfutó elektron kísérletek kísérletei, az az lövései. A szelep térfogata, amellyel a befecskendezést végeztük  $100 \text{ cm}^3$ .

Lövészszám	Bt (T)	1. Ar bef.[bar]	2. bef. [bar]	$I_{RE0}$ [kA]	$t_{RE}$ [ms]
#32007	2.5	0.89	-	280	347
#32008	2.5	0.85	2.9 Ar	195	156
#32009	2	0.83	-	100	217
#32011	2.5	0.835	-	350	344
#32012	2.5	0.88	-	315	350
#32013	2.5	0.86	-	294	345
#32014	2.5	0.66	-	232	480
#32015	2.5	0.71	-	194	410
#32016	2.5	0.71	-	352	341
#32033	1.83	0.55	-	0	-
#32034	2.5	0.63	0 Ar táv.	418	469
#32035	2.5	0.65	6.97 Ne	276	134
#32036	2.5	0.77	-	240	328
#32037	2.5	0.76	-	160	362
#32246	2.5	0.84	-	184	364
#32247	2.5	0.83	-	137	189
#32250	2.5	0.86	-	179	283
#32251	2.5	0.83	10 Ar táv.	163	195
#32252	2.5	0.86	-	216	227
#32262	1.82	0.8	-	0	-
#32263	2.5	0.8	14 Ar táv.	218	118
#32264	1.88	0.84	-	0	-
#32270	1.8	0.64	-	0	-

A következő lövésnél (#32009) azt vizsgáltuk, hogy melyik az a legalacsonyabb mágneses tér érték, ahol még keletkeznek elfutó elektronok. 2 Tesla mágneses tér mellett még egy körülbelül 100 kA-es nyaláb alakult ki. Alacsonyabb tér mellett ( $B \simeq 1,8 \text{ T}$ ) is történt három lövés (#32262, #32264, #32270) különböző fűtések mellett, de egyik esetben sem keletkezett elfutó elektron nyaláb. Ennek okait még nem ismerjük.

A nyári #32012 és #32013 és az őszi #32246 és #32247 számú lövések az elektron ciklotron rezonancia fűtés hatását vizsgálták. A fűtés által keltett gyors elektronok alapként szolgálhatnak az elfutó elektron keletkezésekhez, ezért ennek megértéséhez és modellezéséhez kísérleti eredményekre van szükség. Az elektron ciklotron rezonancia fűtés alapvetően merőlegesen hatol a plazmába, de  $\pm 15$  fok-

kal eltéríthetjük, mellyel így több vagy kevesebb energiát adhatunk az elektronok párhuzamos sebesség komponensének. A nyári kísérleteknél mindkét elfordított fűtést kipróbáltuk, de egyik sem okozott szignifikáns változást az elfutó elektron nyaláiban. Erről arra következtethetünk, hogy ha keletkezik is alap az elfutó elektronok kialakulásához, az túl kevés a diszrupció utáni elsődleges keletkezéshez viszonyítva. Az őszi kísérletek végzett két lövésben hamarabb kapcsoltuk ki az elektron ciklotron rezonancia fűtést, így csökkentve a fűtési teljesítményt, de mégis megtartva a gyors elektronokat. Az első esetben olyan szögben lett a fűtés a plazmába löve, hogy jobban gyorsítsa az elektronokat. Ekkor történt egy kis növekedés, de még nem túl jelentős. A második lövésnél ellentétes irányban löve a fűtést, az elfutó elektron nyaláb jelentősen lecsökkent.

Történt másodlagos gázbefecskendezéses lövés (#32034) egy más pozícióban lévő, a plazmától távolabb elhelyezkedő szelepből is, de ez a szelep hibája miatt nem valósult meg. Ennek vizsgálatára azért van szükség, mert a JET tokamakon hasonló geometriában történik a gázbefecskendezés, és ennek dinamikáját szeretnénk jobban megérteni. Az őszi kísérletek során megismételtük a távoli szelepből történő gázbefecskendezést (#32251, #32263), itt már sikerrel. Az első lövésben csak egy enyhe csökkenés volt megfigyelhető, de a második esetben sikerült szignifikáns csökkenést elérni a közeli szelepnél tapasztaltakhoz képest.

Két lövésben (#32014, #32015) a szabályzó rendszer segítségével megnöveltük az elfutó áram lecsökkentetésének idejét. Ezzel be akartuk mutatni, hogy csak szabályzó rendszer segítségével is változtatható az áramcsökkenés lefutása. Az őszi lövések közül két lövés szintén ezt vizsgálta. Az első lövésben (#32250) nem sikerült változtatnunk, de a másodikonál (#32252) sikerült lecsökkenteni a nyaláb élettartamát.

A maradék 5 lövésben (#32011, #32016, #32033, #32036, #32037) mágneses perturbáció hatását teszteltük az elfutó elektron nyalábra. Az első két esetben növelni sikerült a keletkező áramot, míg az utolsó három esetben nem sikerült nyalábot kelteni. Az ősszel végzett utolsó három lövésben nem sikerült állandó értékre beállítani a mágneses teret és ennek mérése sem volt megfelelő. Hogy pontosan tudjuk, hogy milyen mágneses értékek mellett történtek ezek a lövések, érdemes újra elvégeznünk őket. Ilyen alacsony térnél már lehet átléptük azt a határértéket is, ahol már nem tudnak elfutó elektronok keletkezni. Az első két lövésben tapasztalt folyamatok szemléltetéséhez én is végeztem szimulációkat, melynek eredményei a 3.4 fejezetben találhatóak.

## 3. fejezet

# Elfutó elektronok numerikus modellezése

A numerikus modellezésre szükségünk van az elfutó elektronok viselkedésének megértéséhez is, hiszen nem végezhetünk minden vizsgálatot valós kísérletek során. Ha nem jól állítjuk be a paramétereket a kísérletekhez, könnyen olyan méretű elfutó elektron nyalábot hozhatunk létre, amelyet már a berendezés szabályozó rendszere nem képes kezelni, és károkat okozhat a belső falban. Ennek kiküszöbölésére szimulációk segítségével felmérhetjük körülbelül hogyan viselkedik a rendszerünk adott paraméterek mellett, ezáltal jobban tervezhetővé válik a kísérleti megvalósítás is.

### 3.1. A GO kód

A numerikus szimulációs kód, amelyet használtam a GO [2, 12–14]. Ez egy MATLAB-ban írt egy dimenziós (kissugár mentén) szimulációs kód, mely önkonzisztensen számolja az elektromos tér változását. Az áramprofil alakulását a korábban definiált (1.3) és (1.4) keletkezési egyenletek és az elektromos tér diffúziója (3.1. egyenlet) határozza meg:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_{\parallel} E + n_r e c), \quad (3.1)$$

ahol  $n_r$  az elfutó elektronok részecskesűrűsége és  $\sigma_{\parallel}$  a Spitzer vezetőképesség neoklasszikus korrekcióval [6].

Ezzel a szimulációs kóddal gázbefecskendezéses szimulációk is végezhetőek [2]. Ekkor a hőmérséklet és a sűrűség alakulását külön modellezzük minden plazmaalkotóra: elektronokra és a különböző ionokra. Az energiákra egyensúlyi egyenleteket tudunk felírni, melyekben a vonalas és a fékezési sugárzás és az io-

nizációs energiaveszteség van figyelembe véve. Ezekhez pedig csatolva vannak ütközéses energiacsere egyenletek.

A szimulációban differenciálegyenletek kerülnek megoldásra, melyekhez peremfeltételeket kell definiálnunk az elektromos térhez. A sugár menti legelső rácspont a plazma közepének felel meg, ahol másodfajú peremfeltétel van alkalmazva, az az a fluxus egyenlő nullával. A plazma szélét az utolsó zárt fluxusfelületként definiáljuk. Feltételezzük, hogy a berendezés belső fala ideális vezető és hogy közte és a plazma széle között vákuum van. A két felület között megoldhatóak a Maxwell egyenletek, melyek így kiadják a plazma szélési értékeket.

### 3.2. Keletkezések függése a diszrupció alapparamétereitől

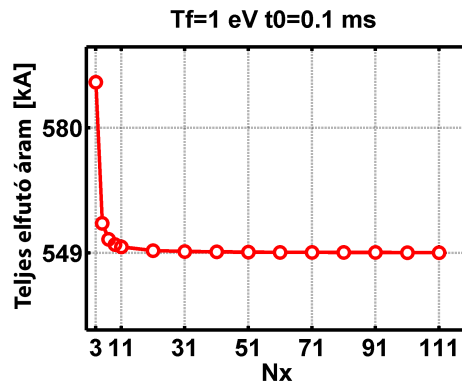
Ahhoz, hogy meg tudjuk vizsgálni a keletkezések függéseit a diszrupció alapparamétereitől, érdemes először egy kevesebb folyamatot tartalmazó szimulációt alkalmaznunk. A GO kód futtatható olyan módban, ahol csak a keletkezések alap-egyenletei (1.3 és 1.4) és az elektromos diffúziója (3.1) van figyelembe véve. Itt a kezdeti hőmérséklet- és sűrűségprofil egy az ASDEX Upgrade tokamakon 2014 nyarán végzett kísérletből, a #31311-es számú lövésből vesszük. A hőmérséklet lefutását előre definiáljuk egy időben exponenciálisan csökkenő függvényként:

$$T(r, t) = T_f + (T_i - T_f) * \exp\left(\frac{-t}{t_0}\right), \quad (3.2)$$

ahol  $T_f$  a véghőmérséklet profil,  $t_0$  pedig a csökkenés időállandója. A sűrűséget szintén egy időben exponenciálisan, de itt már növekvő függvényként definiáljuk. Erre azért van szükség, hogy elhanyagolhassuk a szimulációból a komplexebb hőmérséklet és sűrűségszámolási metódusokat és ezzel egyszerűsíteni tudjuk a szimulációt.

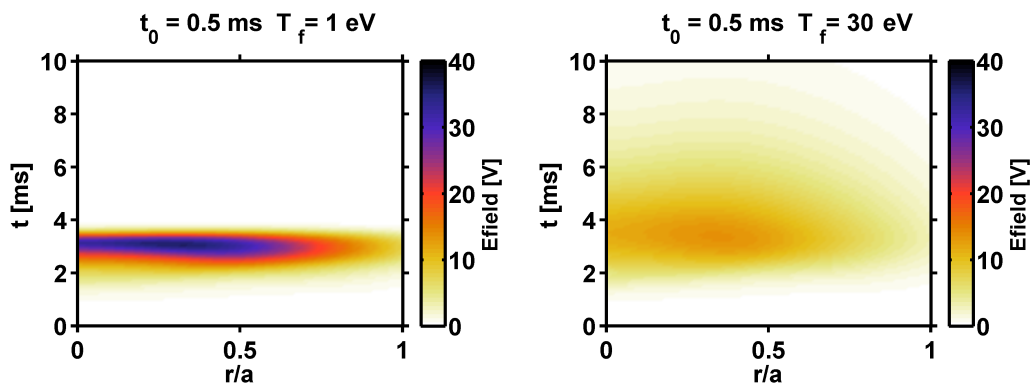
A szimulációhoz számos egyéb paramétert is be kell állítanunk, melyeket nem a fizikai folyamatokhoz, hanem a numerikus számításokhoz kapcsolódnak. Ilyen például a rácspontok száma ( $N_x$ ), amely azt adja meg, hogy a sugár mentén hány pontban számoljuk ki a keresett mennyiségeket. Azt is be kell állítanunk, hogy a valós időben mérve milyen hosszan akarjuk futtatni a szimulációt (*time*). A szimuláció során a diszrupció után eltelt 10 ms-t modellezzük.

Mielőtt megvizsgálják a keletkezési egyenletekben is szereplő paraméterek hatását, szükséges rácsfüggetlenségi vizsgálatot végezni. Ezzel megállapíthatjuk, hogy minimálisan hány darab rácspontra van szükségünk ahhoz, hogy a szimuláció már pontos eredményt adjon a rácspontok függvényében. Ez akkor fog bekövetkezni, mikor már a keresett érték, jelen esetben az elfutó áram mennyisége

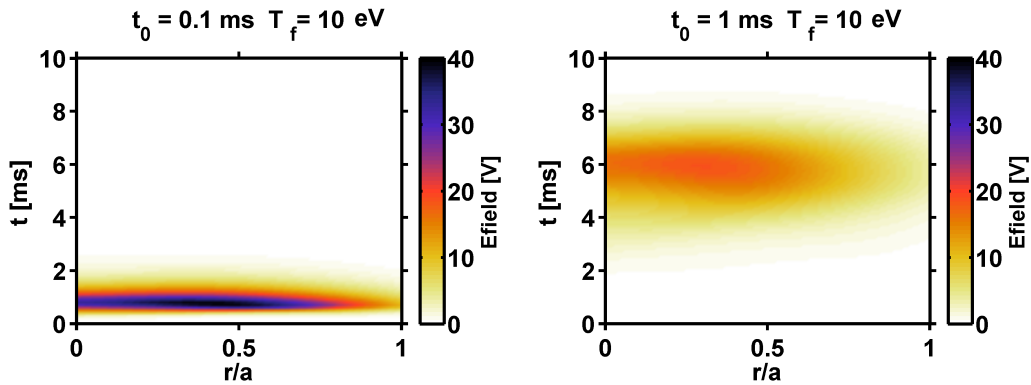


**3.1. ábra.** A keletkező elfutó áram nagysága a rácspontok függvényében. (Az effektív töltésszám értéke 1,2.) Látható, hogy körülbelül 31 rácspont után állandósul az elfutó elektron áram értéke ezen paraméterek mellett.

bekonvergál egy adott értékre, és a rácspontok növelése ellenére sem változik tovább. Ahogy azt a 3.1. ábra is mutatja, ez 31 rácspont után állandósul az egyéb paraméterek mellett. Mivel más paramétertartományokban máshová eshet ez a pontos rácspontszám, érdemes egy magasabb darabszámot választanunk, ami még a paramétertartomány szélén is helyes eredményt ad. Túl magasra viszont nem érdemes állítani, mivel jelentősen megnöveli a szimuláció futási idejét. A rácspontok számát így 101 darabra állítottam, ami mellett még elfogadható a szimuláció futási ideje, de még a vizsgált paramétertartomány szélén is biztosan pontos eredményeket ad. Ezt a további vizsgálatok során nem változtattam.



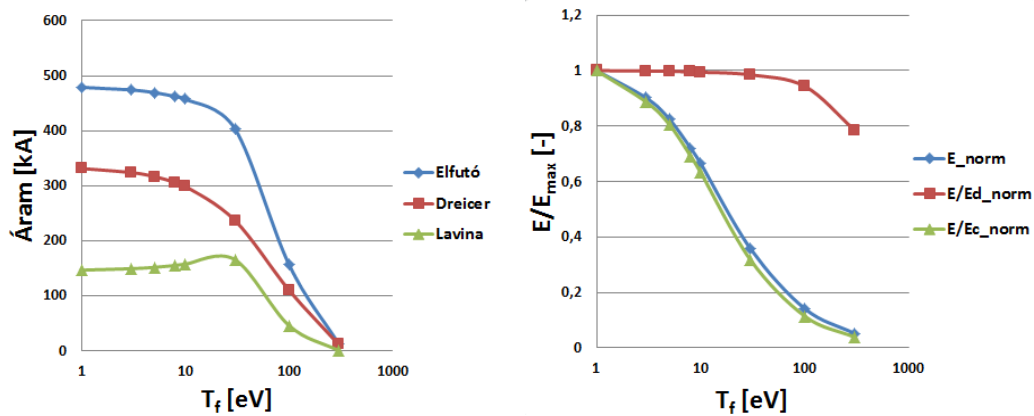
**3.2. ábra.** Az elektromos tér változása a véghőmérséklet függvényében, ahol  $r/a$  a normalizált sugár, a radiális koordináta és a küssugár aránya. Látható, hogy a véghőmérséklet növelésével csökkenteni tudjuk a keletkező teret. (Az effektív töltésszám értéke 1,2.)



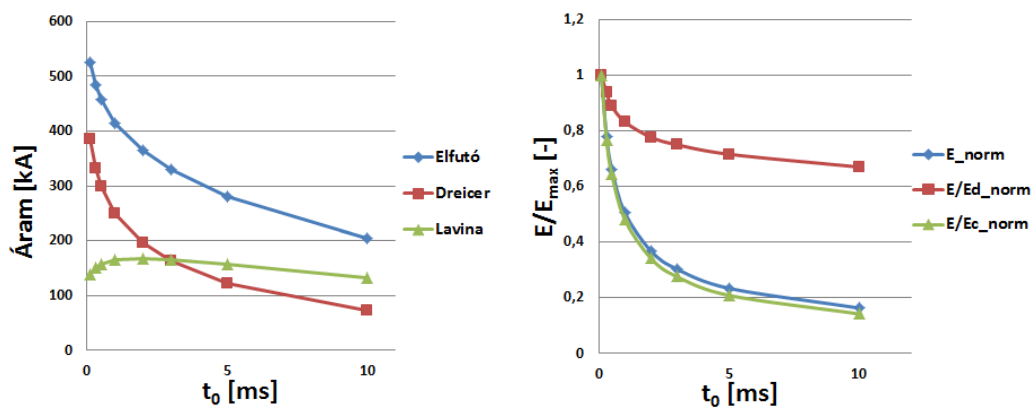
**3.3. ábra.** Az elektromos tér változása az hőmérsékleti időállandó függvényében, ahol  $r/a$  a normalizált sugár. Látható, hogy az időállandó növelésével nem csak a tér erőssége csökkenthető, de annak megjelenési ideje is eltolható. (Az effektív töltésszám értéke 1,2.)

A hőmérséklet alakulása nem csak az elfutó nem csak az elfutó elektron keletkezéseket befolyásolja, hanem azt is, hogy mekkora és milyen lesz a keletkező elektromos tér. A 3.2. ábra mutatja, hogy a véghőmérséklet változtatása csak a tér nagyságára hat, míg a 3.3. ábrán látszik, hogy a csökkenés időállandója a megjelenés kezdőpontjára is hatással van. Az is megfigyelhető, hogy az alacsonyabb elektromos terek sokkal jobban szétterülve jelennek meg, míg a magasabbak koncentráltabbak időben. Az is megfigyelhető, hogy az elektromos tér nem a plazma közepén a legintenzívebb, hanem körülbelül 0,4 normalizált sugárnál éri el a maximumát. A maximum körül pedig nem egyenletesen helyezkedik el, a plazma széle felé haladva sokkal jobban csökken, mint a plazma közepe felé haladva.

A hőmérséklet mindkét változójának együttes változtatása komplex változásokat okoz a keletkezésekben, ezért először külön-külön vizsgáltam meg őket. Az 3.4. ábra csak a véghőmérséklet hatását mutatja a különböző keletkezésekre. Ezeknél a szimulációknál  $t_0$  értékét fixáltam 0,5 ms-ra, a  $Z_{\text{eff}}$  értéke pedig végig 1,2. Viszonylag alacsony véghőmérsékleteknél, körülbelül 1 és 30 eV között, még nincs jelentős függés, viszont e felett már drasztikusan változnak az áramok. Mivel a Dreicer keletkezés sokkal érzékenyebb a hőmérséklet változásra, gyorsabb lecsökken, így a lavina keletkezésnek lehetősége van növekedni a teljes elfutó áram csökkenése mellett. Az elektromos tér a kezdeti szakaszban nem csökken olyan mértékben, amely indokolná az elfutó áram csökkenést, így a lavina keletkezésnek lehetősége van felhasználni azt a többlet elektromos teret, melyet az elsődleges keletkezés már nem tud. A későbbi szakaszban, körülbelül 50 eV körül már túlságosan lecsökken az elektromos tér, így mindkét keletkezés egyformán csökkenő tendenciába fordul át.



**3.4. ábra.** Az elfutó elektron keletkezések (bal) és az elektromos tér (jobb) függése a véghőmérséklettől. A teljes áram függése a véghőmérséklettől 1 és 10 eV között közel elhanyagolható, majd fokozatosan válik erősebbé. Az elektromos tereket külön-külön a legnagyobb értékükre normáltam le. ( $t_0 = 0,5$  ms)

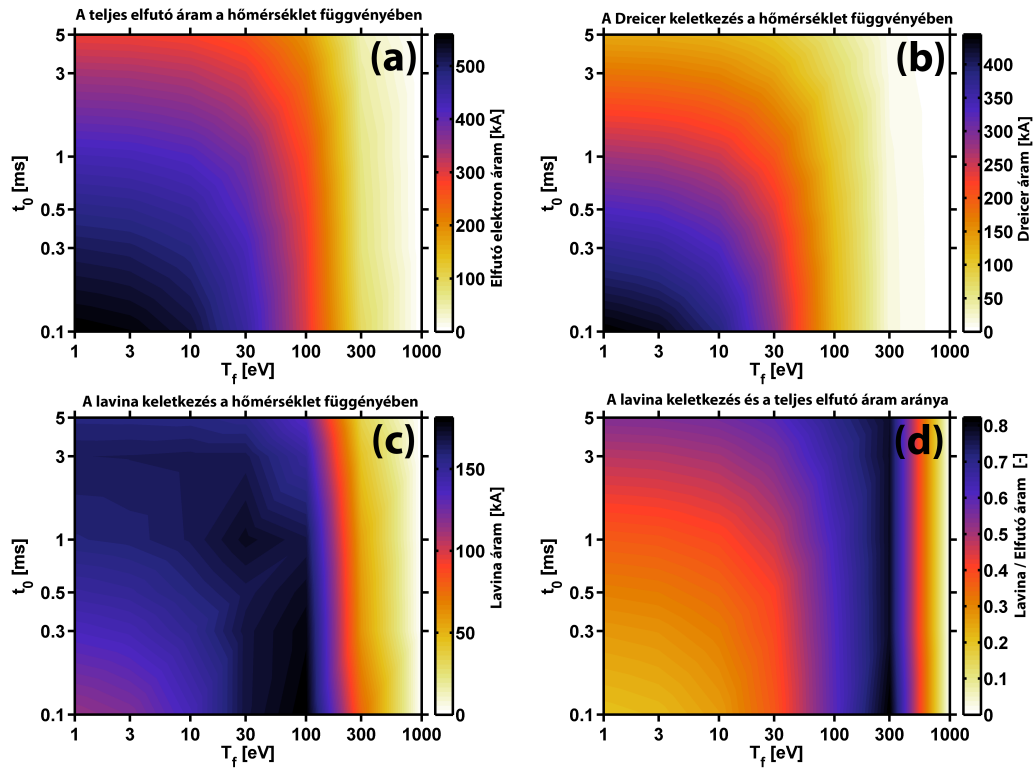


**3.5. ábra.** Az elfutó elektron keletkezések (bal) és az elektromos tér (jobb) függése a hőmérséklet csökkenés időállandójától. 5 ms-ig intenzív a függés az időállandótól, majd ez folyamatosan csökken és laposodik az áramgörbe. ( $T_f = 10$  eV)

Ha az időállandó változtatását vizsgáljuk meg, mint ahogy azt a 3.5. ábra mutatja, észrevehető, hogy ennek kisebb változása is nagyban befolyásolja a keletkezéseket a kezdeti szakaszban. Azonban körülbelül 5 ms után már egy lassú monoton csökkenést tapasztalunk. A Dreicer keletkezés gyorsan csökken, hiszen az időegységre jutó relatív hőmérséklet-változás egyre kisebb, ez a keletkezés pedig intenzív hőmérséklet változásoknál tud magas áramértékeket elérni. Az elektromos tér is hirtelen lecsökken a hőmérséklet egyre lassabb lecsengése miatt, így

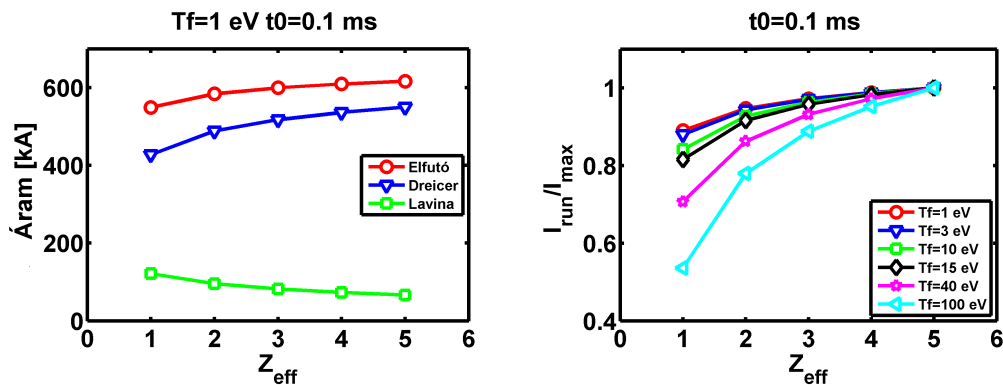


ez szintén a Dreicer keletkezést akadályozza. Ilyen drasztikus csökkenés mellett a lavina keletkezés azért tud szinte konstans értéken maradni, mivel a teljes áramcsökkenés az elsődleges keletkezésben jelentkezik. Itt is a későbbi szakaszban már mindkét keletkezés egy lassú csökkenéssel konvergál egy alacsony érték felé.



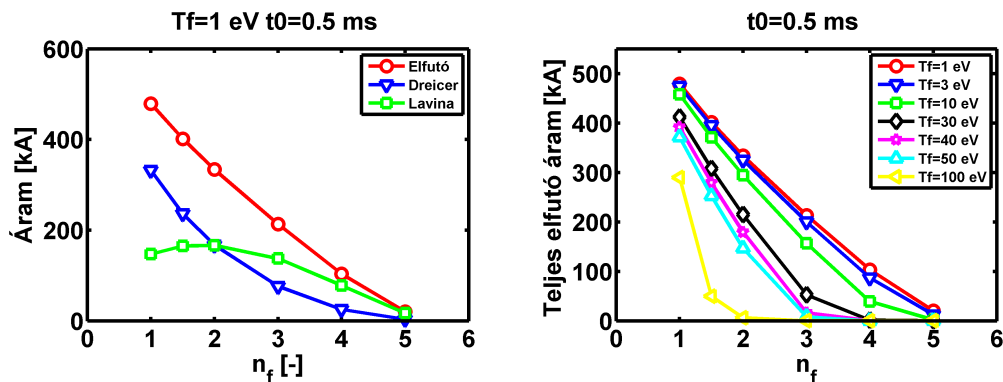
**3.6. ábra.** Az elfutó elektron keletkezések függése a hőmérsékleti paramétereiktől. (a) A véghőmérséklettől sokkal intenzívebben függ az elfutó áram, mint az időállandótól. A teljes áram és Dreicer keletkezés közel azonos tendenciát mutat a hőmérsékletfüggésben, de a (c) lavina keletkezés nem monoton függvénye a hőmérséklet egyik paraméterének sem.

A hőmérséklet mindkét paramétere szerinti függését láthatjuk az 3.6. ábrán. A Dreicer keletkezés hasonló viselkedést mutat, mint a teljes elfutó áram, viszont a lavina keletkezés nem monoton függvénye egyik paraméternek sem. Ezek alapján látható, hogy az elfutó áram véghőmérséklettől való függése sokkal erősebb, mint a hőmérséklet csökkenés időállandójától. Drasztikus elfutó áram csökkenést a véghőmérséklet megemelése esetén gyorsabban érhető el, mint a csökkenés időállandójának növelésével.



**3.7. ábra.** Az effektív töltésszám hatása az elfutó elektron keletkezésekre (jobb) és a teljes elfutó áram nagyságára a véghőmérséklet függvényében (jobb). Az áramokat a legmagasabb értékre normalva ábrázoltam.  $Z_{eff}$  növelésével nő az elfutó áram (bal). Magasabb véghőmérsékleteknél intenzívebb változásokat érhetünk el (jobb).

Ahogy azt a 3.7. ábra mutatja, nagyobb effektív töltésszám esetén nem túl drasztikusan, de nő az elfutó elektronok száma. A Dreicer keletkezés növekedése sokkal meredekebb mint a teljes áram, tehát a lavina keletkezésnek csökkennie kell. Mivel a lavina keletkezés sokkal hosszabb időskálán játszódik le, ha a Dreicer keletkezés nagy mennyiségű áramot tud kelteni, a lavina keletkezésnek nincs esélye a növekedésre. A véghőmérséklet hatását is megvizsgálva látható, hogy növelve a véghőmérséklet értékét, az effektív töltésszámtól való függés egyre meredekebbé válik. Nagy  $Z_{eff}$  mellett a véghőmérséklet hatása az elfutó áramra elhanyagolható.



**3.8. ábra.** Az sűrűségprofil skálázásának hatása az elfutó elektron áramra. (Az effektív töltésszám értéke 1,2.) Alacsonyabb sűrűségprofil esetén szignifikánsabban kevesebb elfutó áram keletkezik, a véghőmérséklet itt enyhén növeli a változások intenzitását.

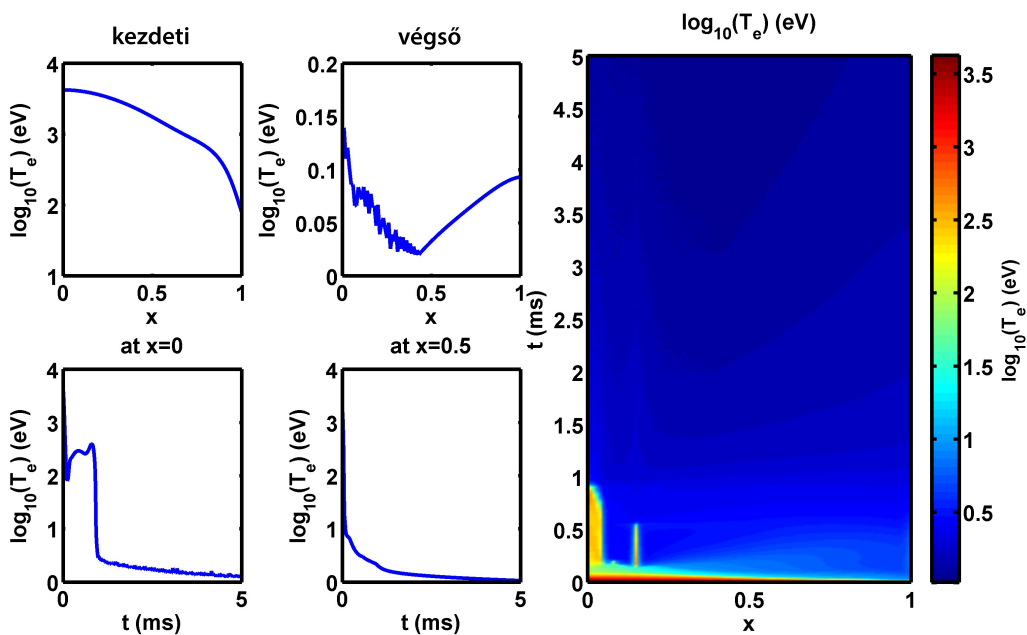
A sűrűségprofil skálázáshoz bevezettünk egy új paramétert ( $n_f$ ). Ennek segítségével a kezdeti sűrűségprofil hatását is meg tudjuk vizsgálni ebben a szimulációban. A 3.8. ábra mutatja a skálázás hatását a keletkezésekre. Alacsonyabb sűrűség esetén nagyobb eséllyel keletkeznek elfutó elektronok, mivel nagy sűrűség mellett gyakoribbak az ütközések, melyek energiavesztéshez vezetnek. Látható az ábrán, hogy a Dreicer keletkezés követve a teljes elfutó áram lefutását, csökken, de kicsit meredekebben, ezért a lavina keletkezésnek kezdetben lehetősége van közel konstans értéken maradni. Itt is megvizsgálva a véghőmérséklet hatását, az tapasztalható, hogy ennek nem olyan jelentős a hatása a sűrűségfüggésre, a hatás meredeksége közel egyforma marad minden skálánál.

### 3.3. Gázbefecskendezéses szimulációk

Miután már jobban megértettem a keletkezések alapvető viselkedését, áttérhettem a komplexebb gázbefecskendezéses modell használatára. Itt már, ahogy arról korábban szó volt, nem definiáljuk előre a hőmérsékletprofil, hanem azt is a kód számolja ki, az atomfizikai folyamatokat is figyelembe véve. A kezdeti hőmérséklet és sűrűség profilok szintén egy tavaly nyári mérésből lettek véve, a #31325 számú kísérletből. Ebben a szimulációban is definiálnunk kell a korábbi modellnél is használt numerikus alapparamétereket ( $N_x$ , time), majd a gázbefecskendezés változóit is: a befecskendezett argon mennyiséget ( $n_{0Ar}$ ) és a befecskendezési időt ( $t_{0inj}$ ). A kódban előre van definiálva a semleges szennyező anyagok sűrűsége az idő és a radiális koordináta függvényében. Azt feltételezzük, hogy a végső sűrűségprofil hasonló a plazmában lévő elektronok sűrűségprofiljához.

Alakjában hasonló lesz a két profil, viszont a szennyező profilja egy arányszámmal van skálázva. A szennyező anyagok sűrűségfüggvényének időfüggését egy ehhez növekvő exponenciálisan függvényként definiáljuk.

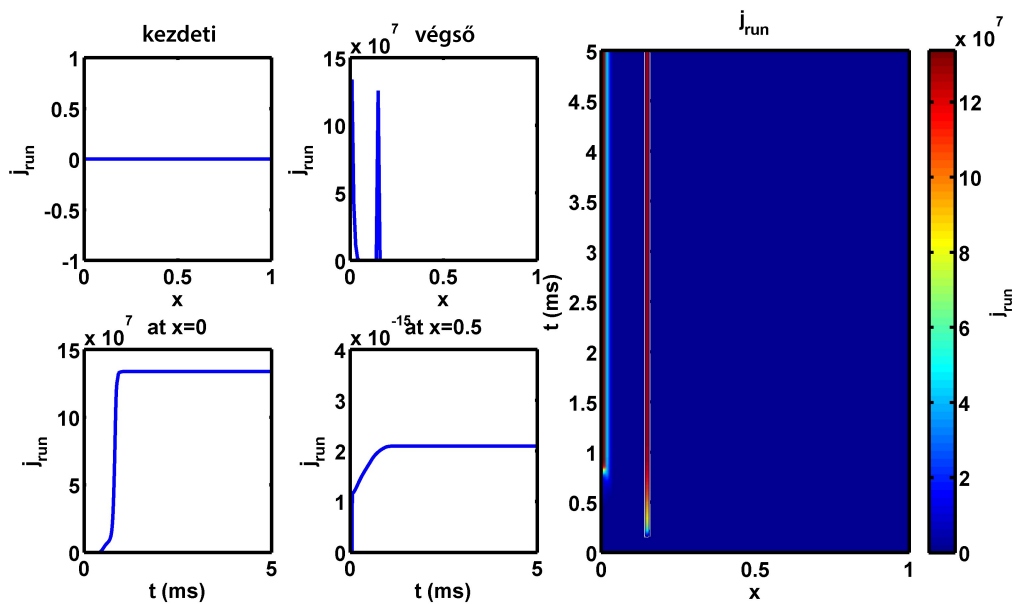
A kapott eredményeket az ASDEX Upgrade tokamakokon zajlott kísérletek jobb megértéséhez szeretnénk volna felhasználni, ezért a szimuláció paramétereit ehhez mérten határoztuk meg. Első lépésként a befecskendezhető argon mennyiségét kellett kiszámolnom, azaz azt az arányszámot, amellyel a végső sűrűségprofil skálázzuk. Ez az elektronokhoz viszonyított argonmennyiség és az asszimilációs ráta szorzata. Az ASDEX Upgrade tokamakra 14,6 a maximálisan befecskendezett argon-elektron arány 1 bar×liter mellett. Ezt még meg kell szoroznunk az asszimilációs rátával, amit a szimuláció során 0-100% között változtattunk. A valós kísérletekben ez a ráta 20-40% körül alakul. A befecskendezési időt pedig 0,1 és 1 ms közötti intervallumban vizsgáltuk. Ez azt adja meg, hogy milyen gyorsan fecskendezzük be a plazmába az adott argonmennyiséget.



**3.9. ábra.** A hőmérséklet logaritmusának alakulása filamentálódott esetben, ahol  $x$  a normalizált sugár, a radiális koordináta és a kissoág aránya. Látható, hogy kezdeti sima hőmérsékletprofilhoz képest, a szimuláció végére egy erősen tüskézett profilt kapunk, ezek a kialakult filamentumok. (A befecskendezési idő 0,3 ms az argonmennyiség 2.92 .)

A szimulációk során a kísérletekhez viszonyítva nagyságrendileg megfelelő elfutó áram mennyiségeket kaptunk, de a profilokban filamentálódás jelent meg. A 3.9. ábrán látható a hőmérsékletprofilban megjelent filamentáció, a 3.10. ábrán pedig az elfutó elektron sűrűségben kialakult filamentumok. Ezeket, mint ahogy

az a későbbi elemzések során kiderült, egy lokális termikus instabilitás okozta. Ennek során a plazmaáram fűtési teljesítménye lokálisan túlnövi a lesugárzott teljesítményt, ezért a hőmérséklet az adott rácspontban radikálisan magas értékre tud nőni, emiatt pedig a keletkezések intenzív hőmérsékletfüggése miatt, az összes elfutó áram is csak abban a rácspontban jelenik meg. A plazmában a valóságban is megjelenhetnek ilyen hőmérsékleti filamentumok, de ezeket már a megjelenésük pillanatában elnyomhatják különböző instabilitások, például áramgradiens hajtotta ún. szakító (tearing) módusok [6].



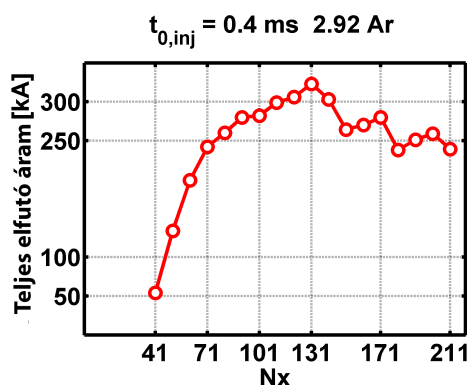
**3.10. ábra.** Az elfutó áram sűrűség alakulása filamentálódott esetben, ahol  $x$  a normalizált sugár, a radiális koordináta és a kissugár aránya. Látható, hogy a végső profilban két nagy tüske jelenik meg, ezek a kialakult filamentumok. (A befecskendezési idő 0,3 ms az argonmennyiség 2.92 .)

Mivel a filamentumok miatt nem fogadhatóak el feltétel nélkül a szimulációból kapott eredmények, és kapott hőmérséklet és elfutó áram sűrűség profilok sem használhatóak fel, megoldást kellett találnunk ennek megszüntetésére. Mivel az elnyomó instabilitásokat nehezen lehet modellezni és bonyolultan is lehetne beépíteni a szimulációs kódba, más megoldást kellett találnunk, ehhez pedig a filamentációk mélyebb elemzésére volt szükség.

### 3.3.1. A filamentumok vizsgálata

Első elemzésként logikusnak tűnt megvizsgálni, hogy nem a rácspontok számát vettük-e fel rosszul és ez adja a hibát. Ahogy azt a 3.11. ábra mutatja, a

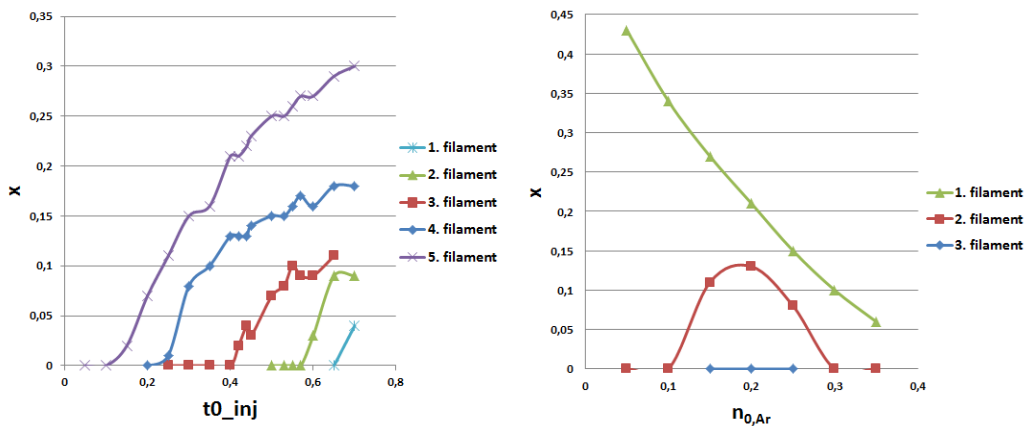
rácspontok függvényében néztem meg az elfutó elektron áram nagyságát, közben pedig vizsgáltam az elfutó árambeli filamentumok nagyságát és megjelenésük helyét is. Az áram itt már nem konvergál be tisztán egy adott értékhez, oszcilláció figyelhető meg egy adott érték közelében. Mivel a rácspontok számának meg-növelése lineárisan növeli a szimuláció hosszát, érdemes a lehető legkisebb még elfogadható értékhez tartozó számot választani. Körülbelül a 101. rácspont után már nem változik jelentős mértékben az elfutó áram, így továbbra is ezt választot-tuk a további vizsgálatok alapparaméterének. A filamentumokat is megvizsgálva nem találtam függést a rácspontoktól, végig ugyanazon a helyen jelentek meg, nagyságuk is csak a teljes elfutó áram mennyiség változása miatt következett be.



**3.11. ábra.** A keletkező elfutó áram nagysága a rácspontok függvényében filamentáló-dott gázbefecskendezéses szimulációnál. Oszcilláló konvergálás figyelhető meg egy adott értékhez körülbelül a 101. pont után.

Ezek után azt néztem meg, hogy a filamentumok megjelenése a teljes vizsgál-landó paramétertartományt érinti-e, vagy csak adott paraméterek együttállásához köthető. Ennek érdekében a befecskendezési idő és az argonmennyiség függvé-nyében néztem eseteket a korábban meghatározott paramétertartományon, de a filamentumok minden esetben megjelentek. Mivel semmilyen más globális válto-zóhoz nem tudtuk kötni a megjelenésüket, a filamentumok viselkedésének és füg-gésének részletes feltárásához külön-külön változtattam a bemeneti paramétereket és ezek függvényében próbáltam meg következtetéseket levonni. Elsőként adott argonmennyiség mellett, amely a korábban meghatározott maximális mennyiség 20%-a volt, vizsgáltam a befecskendezési idő hatását. A 3.12. ábra mutatja, hogy ennek növelésének hatására egyre több filament jelenik meg, amelyek fokozatosan a plazma széle felé vándorolnak, egymástól való távolságuk pedig közel egyfor-mának mondható.

A befecskendezett argonmennyiség változtatásánál is tapasztaltam függést, de nem olyan egyértelműen, mint a befecskendezési időnél. A befecskendezési időt



**3.12. ábra.** A filamentumok megjelenési helye a befecskendezési idő (bal) és a befecskendezett argonmennyiség függvényében (jobb). A befecskendezési idő növelésével növelhető a filamentumok száma, a befecskendezett argonmennyiség növelése pedig a legbelső filamentumot a belső rácspont felé tolja, a többiben pedig valamiféle periodikus változást okoz.

0,4 ms-ra fixáltam. 15 és 25%-os argonmennyiség között maximális az elfutó áram és itt három filamentum jelenik meg, az alacsonyabb áramértékeknél pedig csak kettő. Ahol három filamentum jelent meg ott szintén az előzőhöz hasonló távolságban mozogtak egymástól, viszont ahol csak két filamentum jelenik meg a távolságuk folyamatosan változik. Alacsony argonmennyiségnél van a legtávolabb a külső filamentum a közép kialakulótól és fokozatosan vándorol középre.

Az is felmerült, hogy a kezdeti hőmérséklet és sűrűségprofil is befolyásolhatja a filamentálódást, ezért itt is bevezetésre került két paraméter, amellyel ez a két profil skálázható. A sűrűség skálázására az  $n_{factor}$  szolgál, a hőmérsékletre pedig a  $T_{factor}$  tartozik. Így megvizsgálva a filamentumok helyét csak a hőmérsékletnél tapasztaltam észrevehető függést. A sűrűségnél valamiféle periodikus függés alakult ki, de ez nem volt jól megfigyelhető. A hőmérsékletnél hasonló függés alakult ki, mint a befecskendezett argonmennyiségnél. A  $T_{factor}$ -r növelve egyre több filamentum keletkezik, melyek fokozatosan vándorolnak egyre szélsőbb rácspontba, tartva az egymástól való távolságukat.

A fenti vizsgálatoknál csak az elfutó áram sűrűségbeli filamentumokra koncentráltam, viszont más paraméterekben is megjelentek. A hőmérséklet, a sűrűség és az effektív töltésszám profilokban is kialakultak filamentumok, mivel ezek számolása egymásból következik. Pár futtatásnál megnéztem, hogy ezek egyszerre jelennek-e meg és mindig együtt járnak-e. Mivel minden futtatás minden filamentumával egyszerre bonyolult lett volna foglalkozni, ezért csak azokkal a filamentumokkal foglalkoztam, amelyek az adott futtatásban a legnagyobb elfutó áramot

tartalmazták és nem az első rácspontban jelentek meg. Egymáshoz képesti megjelenési idejüket megvizsgálva, azt láttam, hogy a hőmérsékleti filamentum mindig egy rácsponttal hamarabb jelent meg, mint a többi paraméterbeli. A hőmérsékleti filamentumot egy lokális termikus instabilitás okozza, melynek során a fűtési teljesítménynek lehetősége van túlnőni a lesugárzott teljesítményt, ezzel egy pozitív visszacsatolást adva a rendszernek. Ekkor a hőmérséklet az adott rácspontban radikálisan magas értékre tud nőni, és ez a kiemelkedően magas érték okozza a későbbi rácspontban a többi változóban megjelenő filamentumokat is.

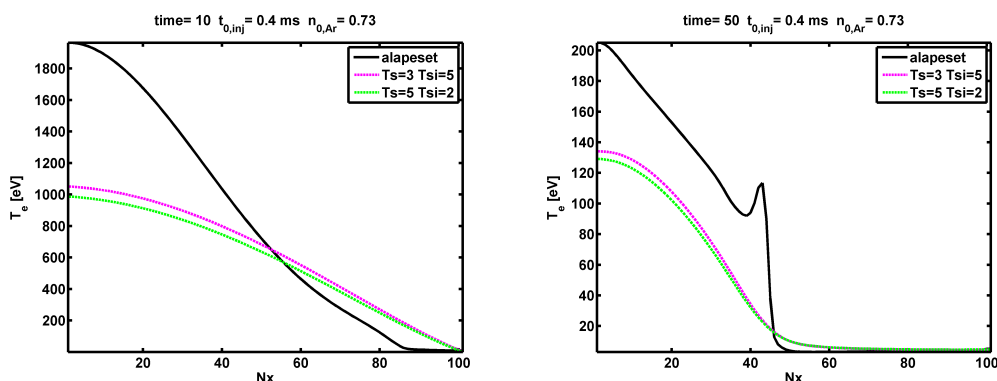
Hogy könnyebben észrevehetőek legyenek az esetleges paraméterfüggések, kikapcsoltam minden, a filamentálódás szempontjából nem releváns folyamatot a szimulációból. Ez azt jelentette, hogy a futtatásokban nem volt hődiffúzió, ütközéses transzport és ionizációs energiaveszteség. Így a filamentumok függése a hőmérséklettől egyértelműbben kivehető volt és egy általános következtetést is meg tudtam állapítani: Argon mellett a hőmérsékleti filamentumok kezdeti értéke körülbelül 30 eV. A filamentáció megjelenése nem csak a gázbefecskendezés paramétereitől, de magától a befecskendezett gáztól is függhet, ezért neonnal is végeztem szimulációkat, amely 40 eV-re emelte a filamentumok megjelenési hőmérsékletét. Szénnel a berendezés belső falából a plazmába lépő szennyeződések hatásait vizsgáljuk, így azt is megvizsgálva 20 eV-re volt tehető a megjelenési hőmérséklet.

### 3.3.2. A filamentumok elnyomása

Mivel konkrét paraméterfüggésre nem lehetett leszorítani a filamentumok megjelenését, szükség volt valamilyen globális elnyomás kialakítására. Erre a MATLAB saját smooth parancsát használtuk. Ez egy változtatható méretű ablakot használva kiátlagolja az ablakban szereplő mennyiséget, majd ezt az értéket használja tovább az adott pontban. A simítás úgy lett a kódba építve, hogy változtatható legyen a simító ablak mérete, illetve iteráló simítás is megvalósítható legyen. Ez azt jelenti, hogy egymás után többször simítjuk végig az adott profilt. Az iterációk száma szintén változtatható.

Az iterációk számának és a simító ablak méretének meghatározásához több esetet vizsgáltam meg különböző simítások mellett. Olyan simítást kerestem, amely az összes kialakuló filamentumot is elsimítja, mégis a legkevésbé változtatja meg a teljes profil alakját. Először iteráció nélkül néztem meg az eltérő méretű simító ablakok hatását, de azt tapasztaltam, hogy így még 10-es ablakméret mellett sem simítható el az első filamentum. Ez a legelső rácspontban definiált másodfajú peremfeltétel miatt alakul így, mert amiatt az első és második rácspontban azonos lesz az árammennyiség, ez pedig így átlagolással nehezen simítható el. A 3.13. ábra mutatja a különböző simító paraméterek hatását két különböző időpil-

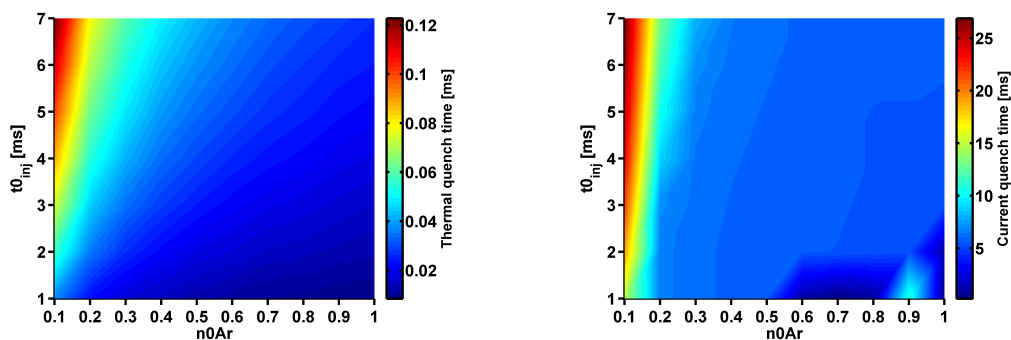




**3.13. ábra.** A hőmérsékletprofil alakulása különböző simító paraméterek mellett egy filamentum előtti időpillanatban és egy filamentum utáni időpillanatban

latban. A korábbi 90.  $\mu\text{s}$ -ban lévő hőmérsékletprofil még nincs filamentálódva, de a 490.  $\mu\text{s}$ -ban lévő már igen. Az elfutó áramban is kialakuló filamentumok elsimítására 3-as méretű ablak mellett 5 iterációra van szükség, illetve 5-ös ablak mellett 2 iteráció is elég. A további vizsgálatokhoz 3-as ablakot és 5-ös iterációt használtam, mivel ez a simítás kevésbé csökkenti le a hőmérsékletprofil.

A simítás után ugyan a profilok rendbe kerültek, de a kísérletekben tapasztaltnál jóval kevesebb, alig pár amper elfutó elektron áram keletkezett. Arra gyanakodtunk, hogy a simítás plusz energiaveszteséget visz be a rendszerbe, ezáltal megakadályozza az elfutó elektronok keletkezését. A hőmérsékleti profil felintegrálva a plazma teljes térfogatára és ezt összehasonlítva filamentálódott és simítást alkalmazott esetekben, az energiamegmaradást ellenőriztem. Számos esetet megvizsgálva azt tapasztaltam, hogy paraméter tartománytól függően az energia nem csökken, hanem még 1-10%-kal növekedhet is. Így ezt az okot kizárhattuk az elfutó elektronok csökkenésének okozói közül. Mivel az árammennyiség csökkenésére nem találtuk más okot, 200%-os befecskendezett argonmennyiséggel is futtattam eseteket, hátha ezen a tartományon más viselkedést tapasztalunk. Ebben az esetben sem keletkezett jelentős mértékű elfutó áram és ezen a tartományon már a korábbi paraméterezéssel futtatott simítás sem nyomta el a keletkező filamentumokat.

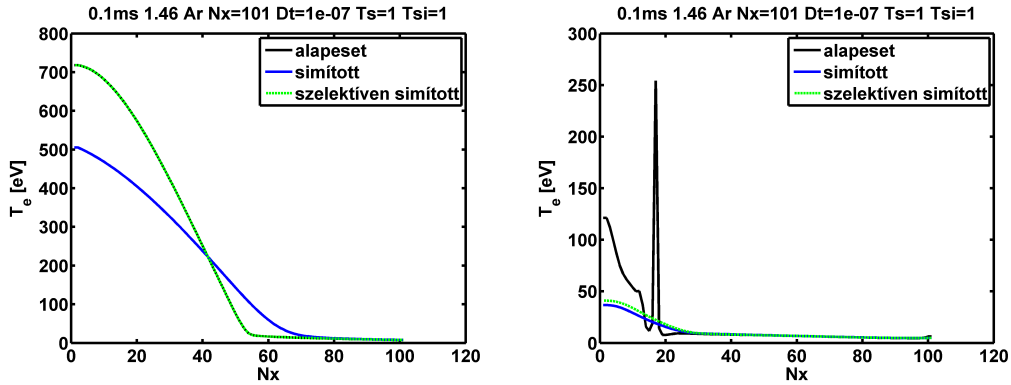


**3.14. ábra.** A hőmérséklet (bal) és az áramletörés ideje (jobb) a befecskendezési idő ( $t_{0inj}$ ) és az argonmennyiség ( $n_{0Ar}$ ) függvényében.

Tovább vizsgálva a túl kevés elfutó áram okait, az áram és hőmérséklet csökkenés (thermal + current quench) idejét néztem meg, mivel nagyon rövid időskálájú hőmérsékletcsökkenés esetén egy harmadik fajta, ún. hot-tail típusú [15] elfutó elektron keletkezést is figyelembe kell vennünk. A csökkenés idejét a kiindulási érték 90%-tól a 10%-ig eltelt időnek feltételezzük. A 3.14. ábra mutatja, hogy az áram csökkenés sokkal hosszabb idő alatt, ms-os időskálán játszódik le, míg a hőmérséklet csökkenésének ideje egy nagyságrenddel hamarabb történik. Ilyen időskálák mellett már érdemes lenne megvizsgálni a hot-tail keletkezéseket is [15], de mivel azok kalkulálása bonyolultan van a kódba építve, ez csak jövőbeli tervek között szerepel.

A teljes simítás az összes profilban elnyomta a filamentumokat, de lehet hogy túl nagy beavatkozást végez a hőmérsékletprofil alakulásában és mivel még számottevő elfutó elektron áram sem keletkezett mellette, ezért kipróbáltam egy szelektív simítást is. Ez csak akkor simítja a hőmérséklet profilt, ha található benne 50 eV-nél kisebb és 15 eV-nél nagyobb érték. Ezt a hőmérséklet tartományt a korábbi futtatások során tapasztalt filamentum megjelenések alapján határoztuk meg, ami kb. 30 eV-re volt tehető.

Ahogy azt a 3.15. ábra is mutatja, ezzel egy sokkal kevésbé zavaró simítást építettem a rendszerbe. Itt a 40.  $\mu s$ -ban nézett hőmérsékletprofiloknál látszik, hogy kezdetben a nem filamentált résznél még semmilyen beavatkozást nem végzünk. a későbbi filamentálódott részeknél, úgy mint a 140  $\mu s$ -nál azonban már szépen elsimítja a filamentumot. Ez a fajta simítás jobb megoldásnak tűnik, mivel itt kevesebbet avatkozunk be a profil alakulásába. A kísérletekben tapasztalt árammennyiség azonban még itt sem jelentkezett, így ennek okainak felderítésére még szintén vizsgálatokat kell végezni a jövőben.



**3.15. ábra.** Az alapeset, a simított és a szelektíven simított hőmérsékletprofilok összehasonlítása az 40 (bal) és 140 (jobb)  $\mu\text{s}$ -nál.

### 3.4. Mágneses perturbáció hatásának szemléltetése szimulációval

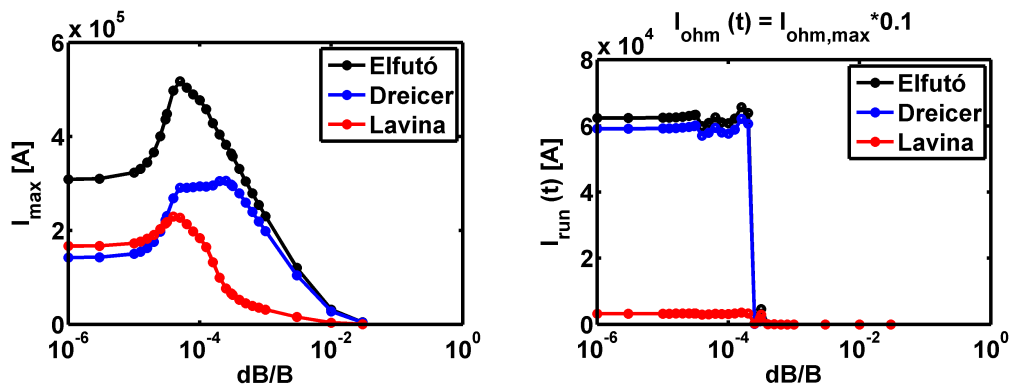
A mágneses perturbáció hatását vizsgáló kísérletekhez kapcsolódóan én is futtattam egyszerűbb szemléltetésre szolgáló szimulációkat, amelyeken látszik, hogyan viselkedik az elfutó elektron áram mennyisége mágneses perturbáció hatására.

Az elektrontranszport zárt ergodikus zónákban mágneses perturbáció hatására a Rechester-Rosenbluth [9] diffúziós együtthatóval  $D_{RR} = \pi q v_{\parallel} R (\delta B/B)^2$  írható le, ahol  $q$  a biztonsági tényező,  $v_{\parallel}$  a sebesség párhuzamos komponense,  $R$  a tokamak nagysugara és  $\delta B/B = \sqrt{\langle (\delta B/B)^2 \rangle_{\psi}}$  a fluxusfelületre átlagolt mágneses perturbáció amplitúdója a sugár függvényében.

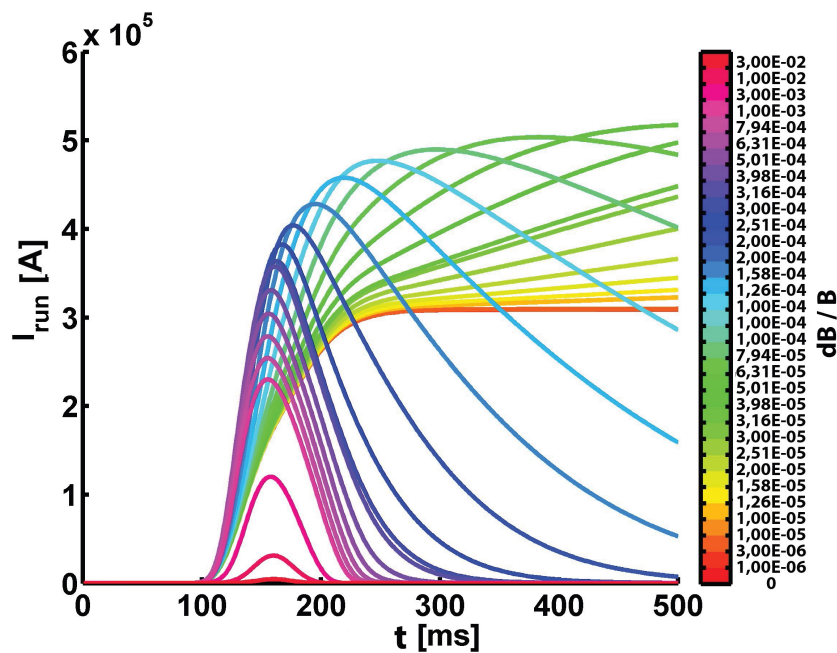
A szimulációba is ez a formula van beépítve. Ennél már létezik pontosabb numerikus modell [16], de annak futtatása bonyolult és nagyobb erőforrásigénnyel rendelkezik, mint ez az egyszerű formula. A hatás szemléltetésére pedig ez is alkalmas.

A 3.16. ábrán látható, hogy mágneses perturbáció hatására kezdetben nő az elfutó áram mennyiség, de egy határértéket átlépve drasztikusan is csökkenthető. A kísérletek során használt mágneses perturbációval növelni sikerült az elfutó áram mennyiségét, így itt még a görbe kezdeti szakaszán lehetünk. Más berendezéseknél hasonló kísérletek során ekkora mágneses perturbáció hatására már csökkent az elfutó áram, de úgy tűnik az ASDEX Upgrade tokamakon ez a határ magasabb értéknél van. a kísérletek során körülbelül a  $\delta B/B = 10^{-4} - 2 * 10^{-4}$  közötti tartományban vagyunk. Ennek pontos értéke a konfigurációtól függ.

A 3.17. ábra az elfutó elektron áram időbeli evolúcióját szemlélteti mágneses



3.16. ábra. A mágneses perturbáció hatása az elfutó áram keletkezések maximális nagyságára (bal) és az elfutó áram értékére abban az időpillanatban, amikor az Ohmikus áram a kezdeti értékének 10%-ra csökken (jobb).



3.17. ábra. A mágneses perturbáció hatása a teljes elfutó áram időbeli fejlődésére.

perturbáció hatására. A színskála léptékei nem egyenlő változást jelentenek. Láttható, hogy a mágneses perturbáció enyhe növelésével még növekszik az elfutó áram, aztán egy kritikus értéket átlépve (körülbelül  $\delta B/B > 4 \cdot 10^{-5}$ ) már csökkenni kezd. Először elkezdődne ugyan az áram emelkedése, de rövid időn belül lecsökkenti az áramértéket a perturbáció.

## 4. fejezet

# Összefoglalás, kitekintés

A dolgozatomban diszrupciók során keletkező elfutó elektronok vizsgálatával és numerikus modellezésével foglalkoztam. Ennek kapcsán részt vettem az ASDEX Upgrade nyáron és ősszel végzett kísérletinél, ahol a lövések során keletkező elfutó áram nagyságát és élettartamát írtam össze. A mágneses perturbáció hatását vizsgáló kísérletekhez pedig szemléltető szimulációkat végeztem.

Először az elfutó elektron nyaláb keletkezések függését néztem a diszrupció alapparamétereitől: a hőmérsékletprofiltól, a kezdeti sűrűségprofiltól és az effektív töltésszámtól. Az itt tapasztalt összefüggések megismerése elősegítette a későbbi komplexebb paraméterfüggések jobb átlátását és megértését.

Mivel szimulációkból kapott eredményeket az ASDEX Upgrade tokamakon zajlott kísérletek modellezéséhez és mélyebb megértéséhez szerettem volna felhasználni, ehhez mérten állítottam be a vizsgált paramétertartományt. A szimuláció során azonban a hőmérsékletprofilban és így az elfutó elektron sűrűségprofilban is filamentáció alakult ki, melyek mellett nem fogadhatóak el feltétel nélkül a szimulációból kapott eredmények. A valóságban is megjelenhet ilyen filamentálódás, de ezt a plazmában létrejövő instabilitások elnyomják. Ennek a fizikáját a szimulációba építeni túl bonyolult lenne, ezért szükség van valamilyen globális elnyomás kialakítására.

Először rácsfüggetlenségi vizsgálatot végeztem a rácsponatok optimális beállításához, majd az alapvető változók (befecskendezési idő és argon mennyiség) függvényében néztem meg a filamentumok darabszámát és megjelenési helyét. A hőmérséklet- és a sűrűségprofil hatását is megvizsgálva, nem találtam olyan paraméterfüggést vagy paramétertartományt, amelyet kiküszöbölve megszüntethető lenne a filamentáció, ezért valamilyen globális beavatkozásra volt szükség az elnyomásukhoz. Erre a MATLAB egyik saját simító parancsát használtam, amely egy mozgóátlagos simítás. Ez még önmagában nem simította el az összes filamentumot, ezért egy iterációt is a simításba építettem, amellyel egymás után többször is kiátlagolhatóak a mennyiségek. A megfelelő simító paraméterek felhasználásá-

val a hőmérsékletprofilban ugyan eltűntek a filamentumok, de lehet, hogy ezzel a simítással túlságosan beavatkozunk a profil alakulásába, ezért egy szelektív simítást is kipróbáltam, amely csak egy adott hőmérséklet tartomány fennállásánál simítja el a profilt. A simítás az első vizsgálatok alapján működőképes megoldásnak látszik, viszont mindenképp szükség van ennek további ellenőrzésére a kísérletek szimulálása előtt.

A jövőben folytatni fogom a filamentumok szimulációs elemzését korona egyensúly használata mellett, mivel ennek használata mellett nem jelentkezett filamentálódás a teljes paramétertartományon. Elemezni szeretném a simítás nem csak a hőmérsékletre, hanem más paraméterekre gyakorolt hatását is. Mivel más paramétertartományokon készített szimulációknál nem minden esetben jelentek meg a filamentumok, érdemes lehet összehasonlítást végezni a simítás hatásairól filamentált és nem filamentált esetekben. A simítás hatására túl kevés elfutó elektron áram keletkezett a szimulációkban, ezért érdemes lenne megvizsgálni egy más fajta elfutó elektron keletkezés által adott többletáram hatását is. Illetve még szükség van az elektron ciklotron fűtés által keltett gyors elektronok alapként szolgáló hatásának további megértésére. Ha ez nagymértékben hozzájárul az elfutó elektron nyaláb kialakulásához, a kódon is további fejlesztések lesznek szükségesek ennek modellezéséhez.

# Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőimnek, Dr. Papp Gergelynek és Dr. Pókol Gergőnek a rengeteg segítséget és útmutatást, illetve a végtelen türelmüket a munkám során.

# Irodalomjegyzék

- [1] E M Hollmann, P B Aleynikov, T Fülöp, D A Humphreys, V A Izzo, M Lehnen, V E Lukash, G Papp, G Pautasso, F Saint-Laurent, and J A Snipes. Status of research toward the ITER disruption mitigation system. *Physics of Plasmas*, 22:021802, 2015.
- [2] G. Papp, T. Fülöp, T. Fehér, P.C. de Vries, V. Riccardo, C. Reux, M. Lehnen, V. Kiptily, V.V. Plyusnin, B. Alper, and JET EFDA contributors. The effect of ITER-like wall on runaway electron generation in JET. *Nuclear Fusion*, 53(12):123017, 2013.
- [3] International Energy Agency. Energy climate and change. Technical report, 06 2015.
- [4] European Physical Society. Energy for the future - EPS position paper on the nuclear option. *Press release of the European Physical Society*, pages 1–24, 2007. <http://nuclear.epsdivisions.org/highlights-1/energy-for-the-future-the-nuclear-option>.
- [5] Jeffrey P. Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007. Cambridge Books Online.
- [6] John Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, third edition, 2004. <http://www.iop.org/EJ/abstract/0741-3335/46/3/173515>.
- [7] J.W. Connor and R.J. Hastie. Relativistic limitations on runaway electrons. *Nuclear Fusion*, 15(3):415, 1975.
- [8] H. Dreicer. Electron and ion runaway in a fully ionized gas. I. *Phys. Rev.*, 115(2):238–249, Jul 1959. [http://prola.aps.org/abstract/PR/v115/i2/p238\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v115/i2/p238_1).
- [9] M.N. Rosenbluth and S.V. Putvinski. Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 37(10):1355, 1997.



- [10] Max Planck Institut für Plasmaphysik. *ASDEX Upgrade intranet*, 2007. <http://www.aug.ipp.mpg.de/wwwaug>.
- [11] EUROfusion wikipage. *AUG15-1.3.5: Runaway electrons: scenario, physics and mitigation via Massive Gas Injections*, 2015.
- [12] T. Fehér, H. M. Smith, T. Fülöp, and K. Gál. Simulation of runaway electron generation during plasma shutdown by impurity injection in ITER. *PPCF*, 53(3):035014, 2011. <http://stacks.iop.org/0741-3335/53/i=3/a=035014>.
- [13] L.-G. Eriksson, P. Helander, F. Andersson, D. Anderson, and M. Lisak. Current dynamics during disruptions in large tokamaks. *Phys. Rev. Lett.*, 92:205004, May 2004.
- [14] H M Smith, T Fehér, T Fülöp, K Gál, and E Verwichte. Runaway electron generation in tokamak disruptions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124008, 2009.
- [15] P. Helander, H. M. Smith, T. Fülöp, and L. G. Eriksson. Electron kinetics in a cooling plasma. *Physics of Plasmas*, 11:5704, 2004.
- [16] G Papp, M Drevlak, G Pokol, and T Fülöp. Energetic electron transport in the presence of magnetic perturbations in magnetically confined plasmas. *Journal of Plasma Physics*, 81:475810503, 2015.