

Elfutó elektronok és fűtülő hullámok kölcsönhatása tokamak plazmákban

Kómár Anna¹, Dr. Pokol Gergő¹, Dr. Fülöp Tünde²

¹ BME Nukleáris Technikai Intézet

1111 Budapest, Műegyetem rkp. 9. (+36 1) 463 2469

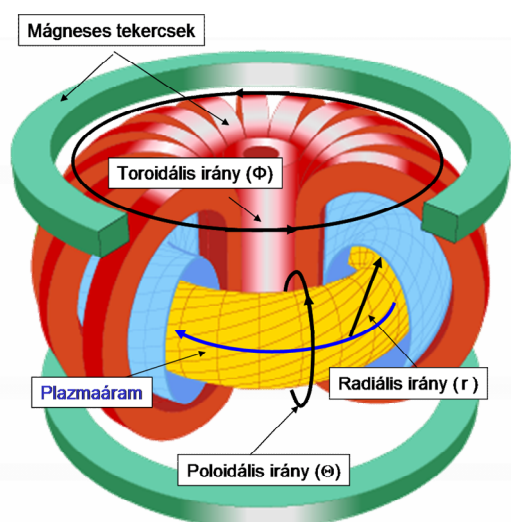
² Chalmers Egyetem

41296 Göteborg, Fysikgården 4, Svédország

A fúziós energiatermelés szempontjából legígéretesebb berendezéstípus, a tokamak plazmájában keletkező elfutóelektron-nyaláb bizonyos esetekben nagy energiájú és igen nagy áramerősségű lehet, így jelentős kárt okozhat a berendezésben. Az elfutó elektronok keletkezését számos folyamat befolyásolja, például kölcsönhatás a rezonáns plazmahullámokkal. Megvizsgáltuk, hogy a normál üzemi körülmények esetén releváns, a kritikus értéket kevéssel meghaladó elektromos tér mellett az elfutó elektronok destabilizálhatnak-e egy plazmahullámot. Egy tipikus maximális elfutó elektron energia mellett meghatároztuk a leginstabilabb hullám paramétereit. A hullám növekedési rátáját összevetve a csillapítási rátákkal megállapítottunk egy stabilitási határt, mely a mágneses tér növelésével nő.

Bevezetés

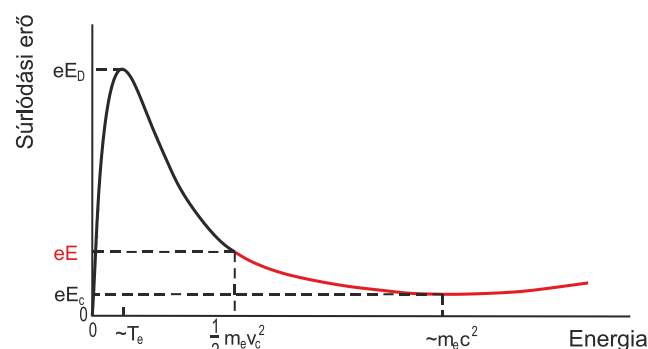
A könnyű atommagok egyesülésén alapuló magfúzió a jövő egyik ígéretes energiaforrása. Ennek létrejöttéhez az atommagoknak elég közel kell kerülniük egymáshoz, hogy alagúteffektus jöjjön létre, és így a magok egyesülhessenek. A magfúzió termikus közegben történő megvalósulásához olyan nagy hőmérsékletek szükségesek (több 100 millió K), melyen az anyag plazma állapotúvá válik. A leggyakrabban alkalmazott berendezés, mely megvalósítja a plazma összetartását a tokamak [1] (1. ábra). Tokamakokban külső mágneses tekercsek, illetve erős toroidális plazmaáram segítségével hoznak létre helikálisan csavart mágneses erővonal-szerkezetet.



1. ábra: Tokamak vázlatos rajza.

Elfutó elektronok

Plazmában a részecskék között fellépő sűrűlódási erő a részecskék közötti Coulomb-ütközésekből származik, így sebességfüggő. A 2. ábra egy elektronra ható sűrűlódási erő függését mutatja az elektron mozgási energiájától [2]. Ezen jól látszik, hogy a függés nem monoton, így egy adott gyorsító elektromos térerősség mellett létezhetnek olyan nagy energiájú elektronok, melyekre a gyorsító erő meghaladja a sűrűlódási erő értékét. A nagy energiájú elektronokat tovább gyorsítva a sűrűlódás csökken, így azok a termikus eloszlástól elszakadva relativisztikus sebességre gyorsulnak. Ezeket nevezzük *elfutó elektronoknak*.



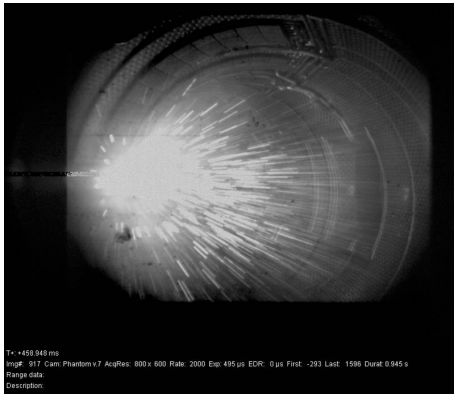
2. ábra: Elektronra ható sűrűlódási erő a mozgási energia függvényében [2]. Egy kritikus teret meghaladó értéket jelöltünk az ábrán E -vel, a hozzá tartozó kritikus sebességet v_c -vel.

A 2. ábrán látható, hogy a görbe rendelkezik egy lokális minimummal. Elfutó elektronok csak akkor keletkeznek, ha a térerősség meghaladja ezt a minimumértéket, az ún. *kritikus elektromos teret*. Ekkor azon elektronok, melyek a kritikus energiaérték fölötti mozgási energiával rendelkeznek tartósan

gyorsulni kezdenek, és a termikus populációból ütközések révén folyamatos utánpótlást kapnak – ezt nevezzük *Dreicer-keletkezésnek*, amely általában a domináns elsődleges keletkezési mechanizmus.

Ha már véges számú elfutó elektron van jelen a plazmában, akkor azok az ún. másodlagos, *lavina-keletkezéssel* újabb elfutó elektronokat kelthetnek. A mechanizmus lényege, hogy a szuperkritikus sebességű elfutó elektron egy termikus elektronnal ütközve energiát ad át a másik elektronnak. Az energiaátadás következtében a termikus elektron energiája átlépi a kritikus értéket, miközben az eredeti elfutó elektron energiája nem csökken a kritikus érték alá [3].

A keletkező elfutó elektronok nagy energiájú nyalábot alkotva károsíthatják a fúziós berendezés falát [3] (3. ábra), megolvassztják azt és szennyezőket juttatnak a plazmába. Emiatt különösen fontos a lehetséges csillapítási tényezők vizsgálata. Egy lehetséges csillapítási mechanizmus az elektronok kölcsönhatása egy plazmahullámmal, mely során a keltett plazmahullám, visszahatva az elfutóelektron-populációra, sebességtérben izotropizálhatja azt [4,6]. Jelen munkában a szerzők korábbi cikkeivel [4-7] ellentétben a kritikus értéket kevéssel meghaladó, ún. *kritikus közeli* elektromos tér mellett vizsgáltuk ilyen részecske-hullám kölcsönhatás lehetőségét. Az eredményekből láthatóvá válik, hogy amint a két határesetben – a korábban vizsgált [4-7] nagy és a jelen munkában vizsgált kis elektromos terek esetén – az eredmények kvalitatíve megegyeznek, így azok alkalmazhatósága széleskörű, a két szélső érték közti elektromos tér mellett is felhasználhatók [8,9].



3. ábra: A vákuumkamra falának ütköző elfutóelektron-nyaláb a Tore Supra berendezésben (Cadarche, Franciaország) [10].

A részecske-hullám kölcsönhatás elmélete

Az elfutó elektronok és plazmahullámok kölcsönhatását a kinetikus elmélettel írjuk le. A vizsgált részecskék – elfutó elektronok – leírása egy statisztikus eloszlásfüggvénnyel történik, mely kritikus közeli térben P. Sandquist munkája alapján ismert [11]. Az eloszlásfüggvény alapján ki tudjuk

számítani az elfutóelektron-populáció elektromos szuszceptibilitását. A szuszceptibilitás ismeretében az elfutó elektronok jelenléte a hullámokat leíró diszperziós reláció elsőrendű perturbációjával vehető figyelembe.

Fütyülő hullámok

A perturbálatlan plazmahullámok leírása jelen munkában a homogén, mágnesezett, hengeres plazma közelítésben történik. Az egyensúlyi mágneses és elektromos tér a henger tengelyének irányába mutat (z irány). A Maxwell-egyenletek alapján felírható egy k hullámszám-vektorral terjedő plazmahullám diszperziós relációja [12]:

$$\left(\varepsilon_{11} - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} \right) \cdot \left(\varepsilon_{22} - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \right) - \varepsilon_{12} \varepsilon_{21} = 0 \quad (1)$$

ahol ε_{ij} a plazma dielektromos tenzorának elemei, mely a termikus ion és elektron szuszceptibilitásokat tartalmazza, ω a hullám körfrekvenciája, k a hullámszámot, $k_{\parallel}$ a hullámszám-vektor mágneses térrel párhuzamos komponensét jelöli, $k_{\parallel}/k = \cos\theta$ és c a fénysebesség. Az offdiagonális elemekre fennáll az $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21}$ összefüggés.

Az elfutó elektronokkal történő kölcsönhatást nagyfrekvenciás plazmahullámokra vizsgáltuk. A keltett hullám paramétereit az elfutó elektron energiával összekötő rezonanciafeltétel alapján beláttuk, hogy kölcsönhatás ezek közül csupán az ún. fütyülő hullámokkal lehetséges.

A fütyülő hullámokat az első világháború során figyelték meg először: táviró jelekben hallottak csökkenő frekvenciájú fütyülő hangokat [13]. Erről az évszázad közepén bebizonyosodott, hogy a villámok következtében a magnetoszférában terjedő plazmahullámok okozzák, melyeket a megfigyelés alapján angol kifejezéssel „whistler”-nek, azaz fütyülő hullámnak neveztek el [14].

A fütyülő hullámoknak számításaink során alkalmazott egyik közelítése a kis hullámszám-tartományban érvényes *magnetoszonikus-fütyülő hullám* közelítés [4] (4. ábra):

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \approx 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \quad \varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} \approx i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega \omega_{ci}} \quad (2)$$

ahol ω_{ce} és ω_{ci} az elektron és ion részecskepopuláció ciklotron-, illetve ω_{pe} és ω_{pi} a plazmafrekvenciája, i az imaginárius egység. Néhány további közelítéssel a diszperziós reláció a következő alakú lesz ($v_A = c \omega_{ci} / \omega_{pi}$ az Alfven-sebesség):

$$k^2 v_A^2 \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2 v_A^2}{\omega_{ci}^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \right) - \omega^2 \left(1 + \frac{(k^2 + k_{\parallel}^2 - 2\omega^2/c^2) v_A^2}{\omega_{ci} \omega_{ce}} + \frac{(k_{\parallel}^2 + k^2) v_A^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{v_A^2}{c^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} \right) = 0 \quad (3)$$

A fűtülő hullámok nagy hullámszám-tartományban érvényes közelítése az elektron-fűtülő hullám (4. ábra):

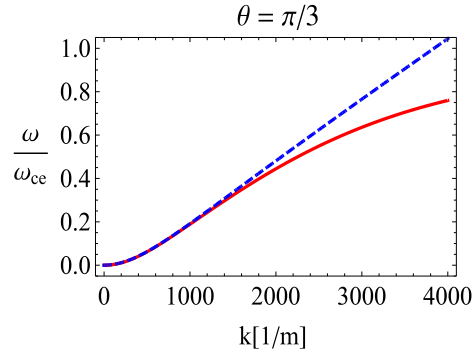
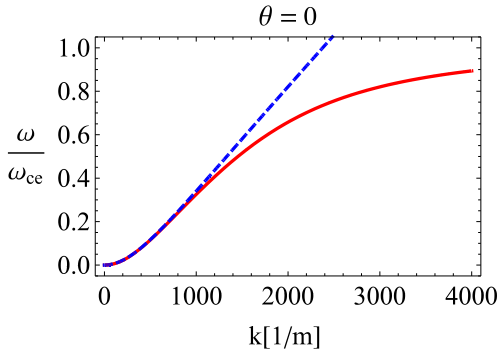
$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad \varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} \approx -i \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (4)$$

Így a diszperziós reláció az

$$\omega^6 - \omega^4 [2\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 + (k^2 + k_{||}^2)c^2] + \omega^2 [\omega_{pe}^4 + (k^2 + k_{||}^2)c^2(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2) + k^2 k_{||}^2 c^4] - k^2 k_{||}^2 c^4 \omega_{ce}^2 = 0 \quad (5)$$

alakú kifejezés $\omega_0(k, k_{||})$ akusztikus (zérus frekvenciával induló) megoldása lesz.

A dielektromos tenzor elemeit mindkét hullám esetén a T. H. Stix által ismertett hideg plazma közelítések [12] további egyszerűsítésével kaptuk.



4. ábra: Elektron-fűtülő hullám közelítés (piros) és magnetoszonikus-fűtülő hullám közelítés (kék) a statikus mágneses térrel $\theta = 0$ és $\theta = 60^\circ$ -ot bezáró terjedési irányban.

Növekedési ráták számítása

Az elfutó elektronok jelenléte a plazmában az eloszlásfüggvényük alapján számított elfutó elektron

szuszceptibilitáson keresztül vehető figyelembe. Ez a szuszceptibilitás egy perturbációt jelent az (1) homogén plazma diszperziós relációban:

$$\left(\varepsilon_{11} - \frac{k_{||}^2 c^2}{\omega^2} \right) \cdot \left(\varepsilon_{22} - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \right) + \varepsilon_{12}^2 = \chi_{11}^r \cdot \left(\frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \varepsilon_{22} \right) + \chi_{22}^r \cdot \left(\frac{k_{||}^2 c^2}{\omega^2} - \varepsilon_{11} \right) - 2\chi_{12}^r \varepsilon_{12} \quad (6)$$

ahol χ_{ij}^r az elfutóelektron-populáció elektromos szuszceptibilitásának (i,j) eleme, míg ε_{ij} a (2) ill. (4) egyenlet által definiált dielektromos tenzor elemek, melyek csak a termikus populációk szuszceptibilitását tartalmazzák.

A perturbáció hatására a hullám körfrekvenciája $\delta\omega \ll \omega$ járulékkal megváltozik, amit perturbációszámítás segítségével első rendben expliciten ki tudunk fejezni. Ezen $\delta\omega$ válasz képzetes része a lineáris növekedési ráta (γ_i) , mely leírja a kölcsönhatás lineáris szakaszát. Amennyiben a növekedési ráta pozitív, az elfutó elektronok jelenléte a vizsgált hullám felnövekedését okozhatja, amennyiben pedig negatív, a hullám gyengülése következik be.

A növekedési ráta a két vizsgált közelítésben (magnetoszonikus- és elektron-fűtülő hullám) a diszperziós relációk ismeretében kifejezhető. Kiszámításához ismernünk kell a χ_{ij}^r elfutó elektron szuszceptibilitást, melyet a T. H. Stix által ismertett módon az elfutó elektronok közel kritikus térben érvényes eloszlásfüggvényéből tudunk számítani [12].

Az elfutó elektron szuszceptibilitás kiszámítása során megjelenik egy rezonancia, mely éppen a hullám-részecske

kölcsönhatást írja le. Ez a feltétel, mely összekapcsolja a keltett hullám paramétereit az elfutó elektron energiával:

$$p_{||} = \frac{\omega_0(k, k_{||}) \cdot \gamma(p, p_{||}) - n\omega_{ce}}{k_{||}c} \quad (7)$$

ahol n paraméter egy egész szám, értékei a rezonancia fokát jelentik. $n = 1$ a Doppler-, $n = 0$ a Cserenkov-, $n = -1$ az anomális Doppler rezonanciának felelnek meg. $\gamma(p, p_{||})$ a relativisztikus Lorentz-faktor.

A (7) rezonanciafeltétel akkor érvényes, ha $p_{||}$ explicit kifejezése pozitív. (Ez a koordináta-rendszer-választásunkból ered, azaz hogy a statikus elektromos tér iránya a pozitív irány.) Ebből a feltételből az következik, hogy kölcsönhatás csupán az $\omega(k) < k_{||}c$ feltételt teljesítő hullámokra lehetséges, mely a vizsgált nagyfrekvenciás hullámok közül egyedül a fűtülő hullámra teljesül. Továbbá az n paraméter értéke is csak zérus, ill. negatív lehet e feltétel mellett. Ezekből a legnagyobb növekedési rátákat a kis n értékek adják, így az $n = 0$ valamint az $n = -1$.

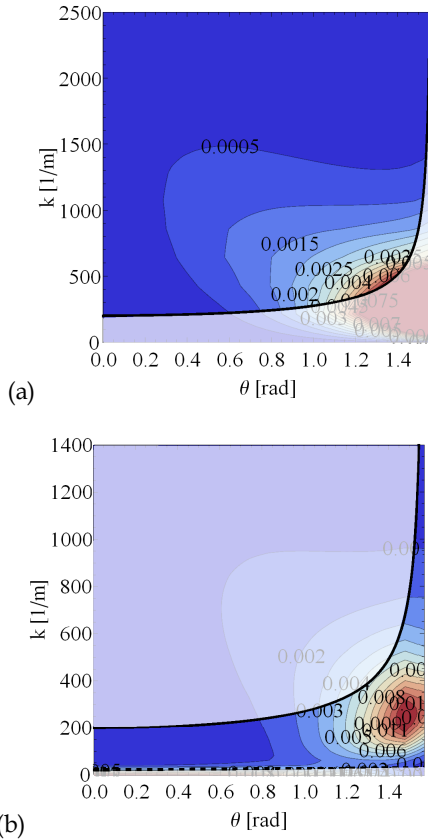
Lineáris stabilitásvizsgálat

A növekedési ráták a vizsgált hullámok diszperziós relációi alapján az elfutó elektron eloszlásfüggvények segítségével számíthatók az adott rezonancia-feltétel mellett. A növekedési rátára kapott kifejezésben megjelenő integrálok egyikét numerikusan végeztük el.

Az elektron-fütyülő hullám közelítés növekedési rátája az 5a. ábrán látható. A közelítés érvényességi tartományának határához közeledve (halványított rész az ábrán) a növekedési ráta egyre nagyobb (pozitív) értékeket vesz fel, maximumot azonban nem ér el. A maximum megtalálásához ezért kiszámítottuk az alacsony hullámszám-tartományon érvényes magnetoszonikus-fütyülő hullám növekedési rátáját (5b. ábra).

Az 5b. ábrán látható, hogy az érvényességi tartományban található a növekedési ráta maximuma, $k \approx 200 \text{ m}^{-1}$ hullámszámmal, és a mágneses térre közel merőleges irányban.

Az 5b. ábrán látható maximális növekedési rátájú hullám paramétereit a (7) rezonancia-feltételbe helyettesítve megkapjuk azon elfutó elektron impulzust és így energiát, melyet el kell érniük az elektronoknak a hullám destabilizálásához. Ez az érték 10 MeV, azaz a vizsgált hullám csak akkor destabilizálódhat, amennyiben az elektronok elérik a 10 MeV-ot. Mivel az elektronok még nagyobb elektromos terek esetén sem érik el ezt az energiát [8], így nem a növekedési ráta maximuma által definiált hullám lesz a leginstabilabb hullám.

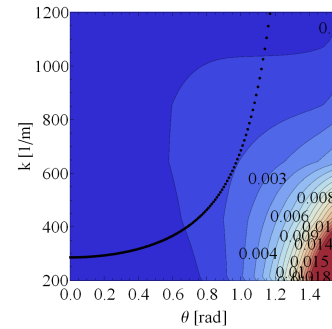


5. ábra: A fütyülő hullám növekedési rátája (γ_i / ω_e) két tartományon: (a) elektron-fütyülő hullám, (b) magnetoszonikus-fütyülő hullám. A paraméterek: $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ termikus elektron sűrűség, $n_r = 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ elfutó elektron sűrűség, $B = 2 \text{ T}$ mágneses tér.

A leginstabilabb hullám

Ahhoz, hogy meghatározzuk a leginstabilabb hullámot, ismernünk kell az elfutó elektronok maximális energiáját. Mivel a növekedési ráta az elfutó elektron energia növelésével egyre nagyobb értékeket vesz fel, a maximális energiájú elektronok fogják destabilizálni a leginstabilabb hullámot. A maximális energia tipikus értéke lehet 2,6 MeV, egy a kritikus elektromos teretkevessel meghaladó tér esetén [8], a (7) rezonancia-feltétel alapján az ennek megfelelő értékeket felrajzoltuk a növekedési ráta ábrára (6. ábra).

A 6. ábrán látható, hogy 2,6 MeV elfutó elektron energia mellett a maximális növekedési rátájú hullám $k \approx 650 \text{ m}^{-1}$ hullámszámmal, a mágneses térrel $\theta \approx 50^\circ$ -os szögben terjedő fütyülő hullám. Ennek frekvenciája $f \approx 6,6 \text{ GHz}$, azaz a mikrohullámú tartományban van. Ez a leginstabilabb hullám, mely közel kritikus térben destabilizálódhat.



6. ábra: A leginstabilabb hullám: a növekedési ráta (γ_i / ω_e) maximuma a maximális elfutó elektron energiához (2,6 MeV) tartozó fekete vonal mentén; az 5. ábra paramétereivel.

Csillapítási ráták

A leginstabilabb hullámra kapott növekedési rátát össze kell vetnünk a hullámra ható csillapítási rátákkal, majd ez alapján állapíthatjuk meg a stabilitási határt, mely fölött a vizsgált fütyülő hullám destabilizálódik.

A figyelembe vett csillapítási ráták egyike az ütközésszerű csillapítás, mely a hullámban elmozduló plazmarészecskék ütközéseiből ered [15]:

$$\gamma_d \approx 1,5 v_{ei} \quad (8)$$

ahol v_{ei} az elektron-ion ütközési frekvencia, $v_{ei} = n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda / (3\pi^{3/2} m_e^2 v_{Te}^3 \epsilon_0^2)$, n_i az ionok részecskesűrűsége, Z az effektív ion töltés, e az elemi töltés, $\ln \Lambda$ a Coulomb-logaritmus (értéke 10-20 között lehet [2]), m_e az elektron nyugalmi tömege, v_{Te} az elektronok termikus sebessége, ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója. A másik csillapítási effektus a konvektív csillapítás, mely a destabilizáló effektus, azaz az elfutóelektron-nyaláb véges szélességéből ered [6]:

$$\gamma_v = \frac{\partial \omega / \partial k_{\perp}}{4 L_r} \quad (9)$$

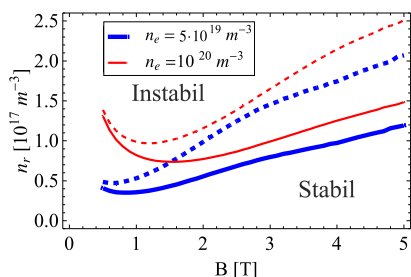
ahol $\partial \omega / \partial k_{\perp}$ a hullám mágneses térre merőleges csoportsebessége, L_r pedig az elfutóelektron-nyaláb sugara.

Stabilitási határ

A növekedési ráta és a csillapítási ráták összevetéséből a stabilitási határt a következőképpen számítottuk: a növekedési rátából levontuk a csillapítási rátákat:

$$\gamma = \gamma_i - \gamma_d - \gamma_v \quad (10)$$

Az így kapott effektív lineáris növekedési ráta maximuma lesz a leginstabilabb hullám (továbbra is figyelembe kell venni a maximális elfutó elektron energiát). A leginstabilabb hullám meghatározása után megkerestük azt az elfutóelektron-sűrűséget, melyre γ még éppen pozitív, azaz a vizsgált hullám marginálisan stabil. Ez definiál egy kritikus elfutó elektron sűrűséget, mely a statikus mágneses tér függvényében a 7. ábrán látható.



7. ábra: Stabilitási határ kritikus térben. A folytonos vonal 0,2 m, a szaggatott 0,1 m sugarú elfutóelektron-nyalábnak felel meg, $T_e = 20$ eV termikus elektron hőmérséklet mellett.

A 7. ábráról leolvasható, hogy az elfutóelektron-nyaláb szélességét felére csökkentve megközelítőleg kétszer akkora kritikus sűrűséget kapunk, hiszen a nyaláb szélességét csökkentve a (9) konvektív csillapítási ráta nőni fog. A mágneses tér növelése a leginstabilabb hullám paramétereit változtatja: minél nagyobb a mágneses tér, annál nagyobb hullámszámú tartományt definiál a maximális elfutó elektron energia. A leginstabilabb hullám hullámszáma a mágneses térrel tehát nő, a növekedési ráta pedig nagyobb hullámszámokra csökken. Ha eközben a konvektív csillapítási ráta kevésbé változik, nagyobb stabilitási határt kapunk.

Alacsonyabb mágneses tér esetén az ütközéses csillapítás dominál. Mivel ennek értéke független a mágneses tértől, a

növekedési ráta pedig csökken a kisebb mágneses terekre, ezért kis terek mellett szintén magas értéket kapunk a kritikus sűrűségre. Az eredmények kis és közepes elektromos terekre alkalmazhatóak. A kritikus sűrűséget kísérleti eredményekkel összevetve arra a megállapításra jutottunk, hogy a tényleges elfutóelektron-sűrűség a vizsgált üzemi körülmények között a kritikus értéktől elmarad [9], ám a számolás során az elektronok anizotrópiáját az elektromos tér alulbecslésével szintén alulbecsültük, így kissé más kísérleti paraméterek esetén nem kizárt, hogy létrejöhet ez a kölcsönhatás.

Összefoglalás

A fúziós berendezésekben, tokamakokban megjelenő nagy energiájú elfutó elektronok egy lehetséges csillapítási mechanizmusával foglalkoztunk: Az elfutó elektronok kelhetnek egy plazmahullámot, mely az elektron eloszlásfüggvényre visszahatva izotropizálhatja azt.

Beláttuk, az elfutó elektronok a nagyfrekvenciás plazmahullámok közül csak a fűtülő hullámokkal hatnak kölcsön. Kis elektromos tér mellett, közel kritikus esetben a leginstabilabb hullám egy nagyfrekvenciás fűtülő hullám. Az erre kapott növekedési rátát összevetettük az ütközéses és konvektív csillapítási rátákkal. Az így kapott stabilitási határ minimummal rendelkezik, a termikus elektron sűrűségtől függően 1-2 T körüli mágneses tér mellett; ennél nagyobb terekre a kritikus elfutóelektron-sűrűség növekszik.

A stabilitási határ értékeit összehasonlítva a kísérleti eredményekkel ezen előzetes eredmények alapján a hullám nem destabilizálódik, biztosan azonban csak valós eloszlásfüggvénnyel elvégzett numerikus számítások után lehet majd mondani.

Irodalomjegyzék

- [1] J. Wesson: Tokamaks; Clarendon Press Oxford, 2004.
- [2] P. Helander, D. J. Sigmar: Collisional Transport in Magnetized Plasmas; Cambridge University Press, 2002.
- [3] P. Helander, L.-G. Eriksson, F. Andersson: Runaway acceleration during magnetic reconnection in tokamaks; Plasma Physics and Controlled Fusion, 2002, 44, B247.
- [4] Pokol G.: Tranziens hullámok fúziós plazmákban, Nukleon, 2008, 1, 1.
- [5] T. Fülöp, G. Pokol, P. Helander, M. Lisak: Destabilization of magnetosonic-whistler waves by a relativistic runaway beam; Physics of Plasmas, 2006, 13, 062506.
- [6] G. Pokol, T. Fülöp, M. Lisak: Quasi-linear analysis of whistler waves driven by relativistic runaway beams in tokamaks; Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008, 50, 045003.
- [7] T. Fülöp, H. M. Smith, G. Pokol: Magnetic field threshold for runaway generation in tokamak disruptions; Physics of Plasmas, 2009, 16, 022502.
- [8] Yu.K. Kuznetsov, R.M.O. Galvao, V. Bellintani Jr, A.A. Ferreira, A.M.M. Fonseca, I.C. Nascimento, L.F. Ruchko, E.A.O. Saettone, V.S. Tsypin, O.C. Usuriaga: Runaway discharges in TCABR; Nuclear Fusion, 2004, 44, 631-644.
- [9] R. Jaspers, K.H. Finken, G. Mank, F. Hoenen, J.A. Boedo, N.J. Lopes Cardozo, F.C. Schüller: Experimental investigation of runaway electron generation in TEXTOR; Nuclear Fusion, 1993, 33, 1775-1785.
- [10] ITER Newline <http://www.iter.org/newsline/106/1463> (letöltés: 11.12.01.)
- [11] P. Sandquist, S. E. Sharapov, P. Helander, M. Lisak: Relativistic electron distribution function of a plasma in a near-critical electric field; Physics of Plasmas, 2006, 13, 072108.
- [12] T. H. Stix: Waves in plasmas; Springer-Verlag New York, 1992.
- [13] Von H. Barkhausen: Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckete Erscheinungen; Physikalische Zeitschrift, 1919, 20, 401-403.
- [14] L.R.O. Storey: An Investigation of Whistling Atmospherics; Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1953, 246, 908, 113-141.
- [15] M. Brambilla: The effects of Coulomb collisions on the propagation of cold-plasma waves; Physics of Plasmas, 1994, 2, 4, 1094-1099.