

Fúziós nagyberendezések Egyetemi jegyzet

Pokol Gergő, Lazányi Nóra

2014. február 3.

Tartalomjegyzék

Bevezető	2
1. Elméleti bevezető	3
1.1. Magenergia felszabadítása	3
1.2. Mi a plazma?	6
1.2.1. A plazmarezgés	7
1.2.2. Debye-árnyékolás	7
1.2.3. A plazma szűkebb definíciója	9
1.3. Energiatermelés fúziós reaktorban	9
1.4. Tehetetlenségi összetartás	11
1.5. Mágneses összetartás	13
1.6. A plazma elméleti leírása	15
1.6.1. Kinetikus elmélet	15
1.6.2. Többfolyadék elmélet	16
1.6.3. Magnetohidrodinamika	17
1.6.4. Egyensúly és instabilitások	18
2. Technológiai rendszerek bevezető	21
2.1. Energiaellátás	21
2.2. Vákuumtechnika	22
2.2.1. Vákuumszivattyúk	22
2.2.2. Vákuumkamra	23
2.3. Mágnesek	25
2.4. Plazmafűtés és áramhajtás	27
2.4.1. Ohmikus fűtés	28
2.4.2. Semleges atomnyaláb fűtés	29
2.4.3. Nagyfrekvenciás fűtés és áramhajtás	30
2.4.4. Bootstrap áram	36
2.5. Anyagutánpótlás	37
2.5.1. Gázbeeresztés	37
2.5.2. Pelletbelövés	37

2.6.	Plazmahatároló elemek	38
2.6.1.	Limiter	39
2.6.2.	Divertor	40
2.6.3.	Plazma-fal kölcsönhatás	42
2.7.	Diagnosztikák	43
3.	Sztellarátorok	49
3.1.	Lineáris berendezések	49
3.2.	Sztellarátorok	52
3.3.	Kis német sztellarátorok	53
3.3.1.	Nagy német sztellarátorok	55
3.4.	A sztellarátorok főbb típusai	60
4.	Wendelstein 7-X	64
4.1.	Optimalizált sztellarátor	64
4.2.	Transzport	65
4.2.1.	Transzport a sztellarátorokban	66
4.2.2.	Transzport a W7-X-ben	67
4.3.	A W7-X felépítése	68
4.3.1.	Plazma határolása	69
4.3.2.	Vákuumkamra	70
4.3.3.	Tekercsrendszer	70
4.3.4.	Kriosztát	70
4.3.5.	Mechanikai tartóelemek	74
4.3.6.	Portok	74
4.3.7.	Összeszerelés	75
4.4.	Sztellarátorok jövője	75
4.4.1.	Helias reaktor	75
5.	Korai pinchek és tokamakok	77
5.1.	Pinchek	77
5.1.1.	ZETA	79
5.1.2.	Reversed Field Pinch	79
5.2.	Orosz tokamak program	80
6.	JET	88
6.1.	Előzmények	88
6.2.	Tervezési szempontok	89
6.2.1.	Dimenziók	89
6.2.2.	Fűtések és stabilitás	90
6.2.3.	Célok	91

6.3.	A JET tokamak felépítése	91
6.3.1.	Vákuumkamra	91
6.3.2.	Tekercsrendszer	94
6.3.3.	Diagnosztika	97
6.4.	Első kísérletek	97
6.5.	Tudományos eredmények	99
6.5.1.	Plazmaösszetartás	99
6.5.2.	Diszrupciók	99
6.5.3.	Instabilitások	102
6.5.4.	Plaza-fal kölcsönhatás	102
6.5.5.	Fúziós energiatermelés	104
7.	ITER	106
7.1.	Tervezési alap	109
7.1.1.	A begyűjtő ITER paraméterei	109
7.1.2.	A magas-Q ITER paraméterei	110
7.2.	Az ITER felépítése	112
7.3.	Broader Approach	116
8.	Szférikus tokamakok	118
8.1.	MAST	118
8.2.	NSTX	119
8.3.	CTF	120
9.	Német tokamak program	122
9.1.	Pulsator	122
9.2.	ASDEX	122
9.3.	ASDEX Upgrade	124
9.3.1.	Összetartás és instabilitások	124
9.3.2.	Plazma-fal kölcsönhatás	125
9.4.	TEXTOR	127
10.	Amerikai fúziós program	129
10.1.	TFTR	129
10.2.	DIII-D	130
10.3.	Alcator	130
11.	Japán fúziós program	132
11.1.	Az első japán tokamakok	132
11.2.	JT-60 sorozat	132
11.2.1.	JT-60U	133

11.2.2. JT-60SA	133
11.3. Large Helical Device	138
12. Szupravezető tokamakok	141
12.1. KSTAR	143
12.2. EAST	144

Bevezető

A magfúzió alapuló energiatermelés az emberiség immár több, mint fél évszázados álma. Az energiatermelő fúziós reaktor felé vezető rögzös úton számtalan figyelemre méltó berendezés épült. Ezen berendezések teljes leltára, és a kapcsolódó fizikai programok bemutatása messze meghaladja jegyzetünk kereteit. Jelen írás célja csupán útmutatás, és a berendezések útvesztőjében való eligazodáshoz szükséges alapismeretek átadása. További korlátozás, hogy a jegyzet kizárólag magashőmérsékletű, mágneses összetartású berendezésekkel foglalkozik, a számos egyéb koncepciót legfeljebb említés szintjén tárgyaljuk.

Jelen jegyzet a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikus MSc szakának a Fúziós nagyberendezések című tárgyához kapcsolódik. Ezen tárgy mellett számos elméleti fúziós és plazmafizikai tárgy szerepel a képzésben, így itt a fúziós berendezések működéséhez szükséges elméletet csak vázlatosan tekintjük át. Ahol szükséges, hivatkozunk a más forrásokból elsajátítható ismeretekre.

A jegyzet két bevezető fejezettel kezdődik: az elsőben röviden összefoglaljuk a fúziós berendezésekkel szemben támasztott kritériumok megértéséhez szükséges fizikai ismereteket, a második fejezetben röviden ismertetjük a fúziós technológiai elemek főbb típusait és ezek feladatait. Majd két fejezetet szentelünk a sztellarátor technológia bemutatásának a német sztellarátor programon keresztül. Ezt három fejezet követi, amik a tokamakok múltjával, jelenével és jövőjével foglalkoznak. A szférikus tokamakokat egy fejezetben tárgyaljuk, majd a német, amerikai és japán fúziós programok nagyobb mérföldköveinek bemutatása következik. Az utolsó fejezetben a szupravezető tokamakok történelme nyomán a legdinamikusabban fejlődő távol-keleti fúziós programokat mutatjuk be.

1. fejezet

Elméleti bevezető

Ebben a fejezetben egy rövid elméleti bevezetést adunk, mely a jegyzet további fejezeteinek megértését hivatott elősegíteni. Terjedelmi okok miatt e fejezet azonban csak felveti a főbb témákat, az anyag részletes elsajátításához a fejezet végén ajánlunk olvasnivalót.

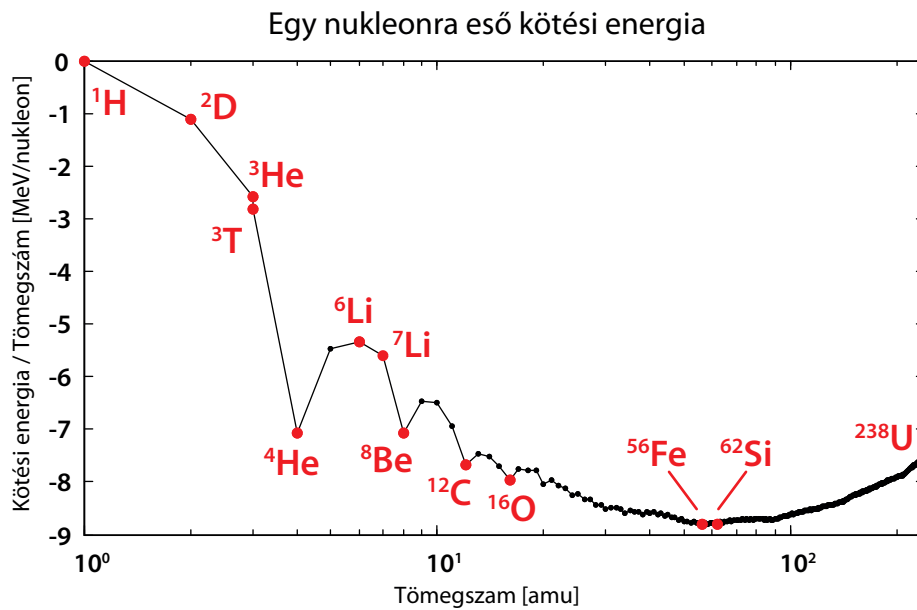
1.1. Magenergia felszabadítása

A Nap kézenfekvő alapja a fúziós energiatermelés tanulmányozásának. A Nap energiatermelése két fő folyamaton alapul, a proton-proton láncokon és a CNO-cikluson. Mindkét folyamat azt eredményezi, hogy hidrogén atommagokból (^1H) hélium (^4He) keletkezik, és közben óriási energia szabadul fel.

A folyamat alapvető eleme a proton neutronná alakulása, ami egy pozitron és egy neutrínó felszabadulásával jár és nagyon ritka átalakulás. Amikor két proton összeütközik, és az egyik éppen ekkor alakul neutronná, akkor egyesülésükből jön létre a deutron, a hidrogén $A=2$ tömegszámú izotópjának magja ($D = ^2\text{H}$). A folyamatban a deutronon kívül egy pozitron és egy neutrínó is keletkezik. A deutronok protonnal ütközve tritonná, a hidrogén $A=3$ tömegszámú izotópjának magjává alakulnak ($T = ^3\text{H}$). Deutronok és/vagy tritonok találkozásából hélium ($A=4$) keletkezhet. A folyamat kritikus része a proton-neutron átmenet, ami a Nap nagy méretének hála elég gyakran bekövetkezik, hogy energiával lássa el a csillagot. A szükséges hőmérséklet 1 keV körüli, és a teljesítménysűrűség igen alacsony, $0,2\text{ mW/kg}$ körüli érték. Ezzel szemben az emberi test teljesítménysűrűsége körülbelül $1,3\text{ W/kg}$, ami 4 nagyságrend különbséget jelent.

A keletkező deutron és triton nagyon fontos a fúziós energiatermelés szempontjából, mivel segítségükkel már neutron-proton átalakulás nélkül lehet létrehozni a nagyon stabil ^4He magot. Ez nagy energiaszabadulással jár, mint az az [1.1](#) ábráról is leolvasható.

Nézzük meg a földi körülmények közötti fúziós energiatermelés szempontjából szóba



1.1. ábra. Egy nukleonra eső kötési energia a tömegszám függvényében. (Forrás: IAEA Atomic Mass Data Center, <http://www-nds.iaea.org/amdc/>)

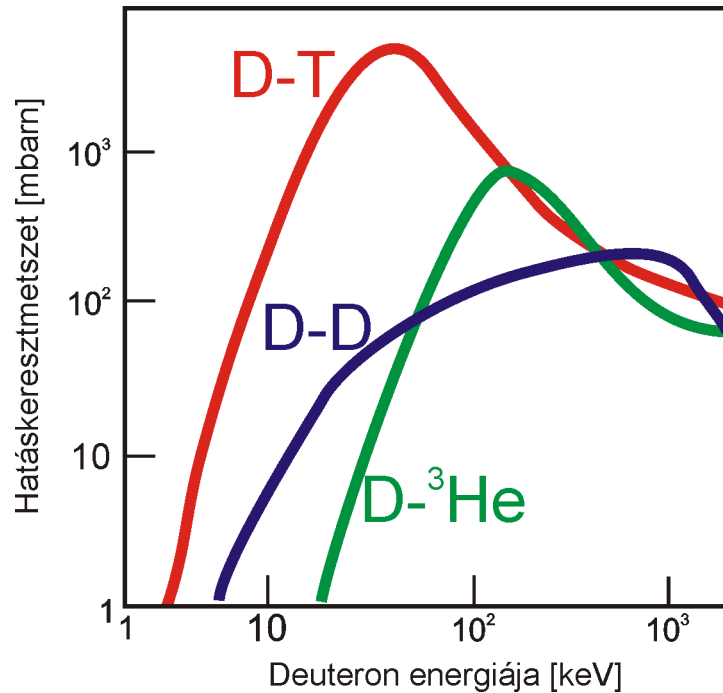
jövő reakciókat!



Fenti fúziós reakciókat létre lehet hozni úgy, hogy az egyik kiinduló magot felgyorsítjuk, és rálőjük egy a másik kiinduló magot tartalmazó céltárgyra. Ilyen gyorsítós elrendezéssel azonban energiát nem tudunk termelni, mert a rugalmas szóródásnak még optimális energián is legalább öt nagyságrenddel nagyobb a valószínűsége mint a fúziós reakciónak. Ez azt okozza, hogy az ütköző részecskék energiája jellemzően eloszlik a közeg atommagjai között egyszerűen felmelegítve azt. A rugalmas ütközések ezen kellemetlen hatását úgy lehet legegyszerűbben kiküszöbölni, ha a reakcióközeget termikus egyensúlyba hozzuk olyan hőmérsékleten, ahol az átlagos ütközési energián már nagy a fúziós reakció hatáskeresztmetszete. A fúziós reakciók valószínűségét termikus közegben az úgynevezett rátaegyütthatókkal jellemezzük:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(v) f(v) dv, \quad (1.5)$$

ahol $\sigma(v)$ a reakció hatáskeresztmetszete, v a sebesség és $\langle . \rangle$ jelöli az $f(v)$ Maxwell-eloszlásra vonatkozó átlagolást.



1.2. ábra. A fúziós reakciók hatáskeresztmetszete a deuteronenergia függvényében.

Az (1.5) rátaegyütthatók segítségével meghatározhatjuk az X és Y típusú részecskék között egységnyi idő alatt egységnyi térfogatban bekövetkező reakciók (1.6) számát.

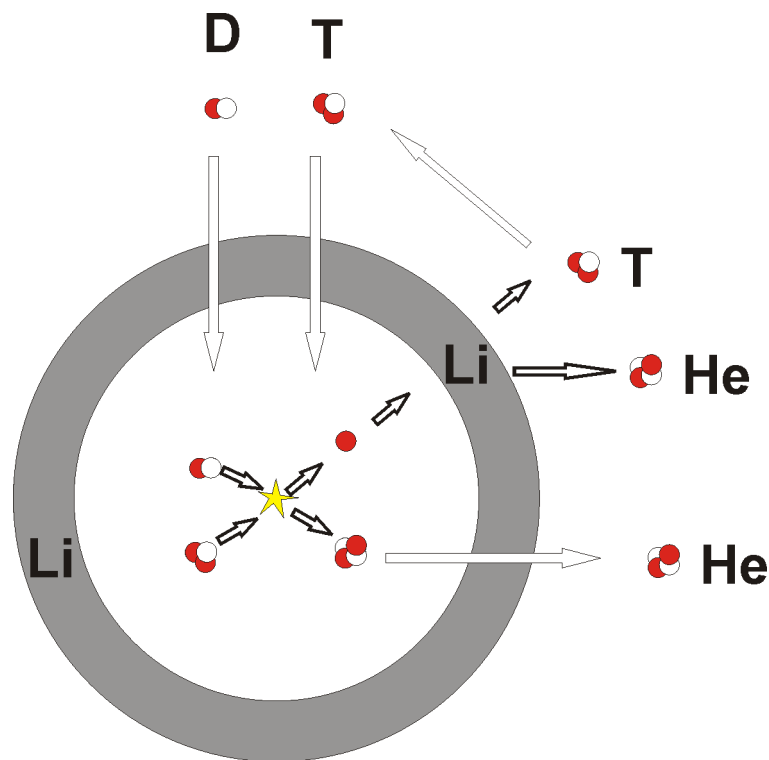
$$N = \langle \sigma v \rangle n_X n_Y, \quad (1.6)$$

ahol n_X és n_Y az X és Y típusú részecskék sűrűségét jelöli. Természetesen az X és Y részecske ugyanolyan típusú is lehet.

A rátaegyütthatókat elemezve belátható, hogy gyorsítókkal nem lehet fúziós energiát termelni. A rátaegyütthatók ugyanis olyan kicsik és a részecskék közötti Coulomb-erő olyan nagy, hogy nettó energianyereség nem érhető el.

Az 1.2. ábrán látható, hogy az 1.1 reakciók közül a D–T reakció hatáskeresztmetszete a legmagasabb adott hőmérsékleten, továbbá ezen reakció hatáskeresztmetszet-maximuma van a legalacsonyabb hőmérsékleten (85 keV-en, azaz pár 100 millió kelvinen). Ilyen magas hőmérsékleten az anyagok plazma halmazállapotúak. A plazma tulajdonságait részletesen az 1.2. fejezetben foglaljuk össze.

A fent említett tulajdonságai miatt a D–T reakció a legígéretesebb jelölt a fúziós energiatermelésre. Meg kell vizsgálni azonban a deuteron és triton rendelkezésre állását. A deuteron a hidrogén stabil izotópjának, a deutériumnak a magja, és megtalálható a természetes vizekben. Mivel a természetes vizek minden 6000-edik hidrogén atomja deutérium, így a deuteron elegendő mennyiségben rendelkezésre áll. A radioaktív tríciummal azonban 12,3 éves felezési ideje miatt nehezebb a helyzet. Csak kis mennyiségben



1.3. ábra. Trícium köpennyel rendelkező fúziós reaktor sematikus felépítése

(néhány kilogram) található meg a Földön, tehát amennyiben fel szeretnénk használni, a szükséges mennyiséget elő kell állítani. Tríciumtermelésre kiváló alapanyag a lítium, mely a földkéreg egyik jelentős alkotóeleme, és neutronok hatására tríciumra és héliumra bomlik. Ha tehát létrehozunk egy lítium köpenyt a fúziós reaktor körül, akkor a fúzió során keletkező neutronok tríciumot termelnének a lítiumban. Ezt a koncepciót illusztrálja az 1.3. ábra.

1.2. Mi a plazma?

Ha egy gáz részecskéi nagyobb energiával ütköznek, mint az alkotó elemekben lévő elektronok kötési energiája, az elektronok (teljesen vagy részben) leszakadnak az atommagokról. Elektronok, ionok és semleges részecskék keveréke jön létre, ez a *plazma*. A Maxwell-eloszlásban előforduló nagy energiájú részecskék miatt ionizáció alacsony hőmérsékleten is végbemegy. Mivel az ionizációval dinamikus egyensúlyt tartó rekombinációs reakció valószínűsége erősen függ a sűrűségtől, a plazmát jellemző *ionizációfok* is függeni fog a sűrűségtől is a hőmérséklet mellett: alacsony sűrűségen alacsony hőmérséklet is elég a plazma kialakulásához.

Az Univerzumban az anyag legnagyobb része plazma halmazállapotban van, például a csillagok, a napszél vagy a csillagközi (intersztelláris) gáz. Plazmával találkozhatunk a Földön is, többek között villámláskor és fénycsővekben.

Ebben a fejezetben a plazma legfontosabb általános tulajdonságait tekintjük át.

1.2.1. A plazmarezgés

Nagy tömegük miatt az ionok sokkal lassabban (kisebb gyorsulással) reagálnak az elektromos térre, ezért ha gyors folyamatokat vizsgálunk, állónak tekinthetjük őket, és elég az elektronok dinamikájával számolni.

Tegyük fel, hogy egy adott térfogatban az elektronok elmozdulnak adott x távolságra az ionoktól. Ha az ionok mozdulatlanoknak tekinthetők, ez felületi töltéssűrűségek megjelenését jelenti, ami elektromos teret kelt. Az elektronokra a kitéréssel arányos visszatérítő erő hat, mely harmonikus rezgőmozgást okoz ω_{pe} körfrekvenciával. Ezt az (1.7) frekvenciát *plazmafrekvenciának* nevezzük.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (1.7)$$

ahol n_e az elektronsűrűség.

1.2.2. Debye-árnyékolás

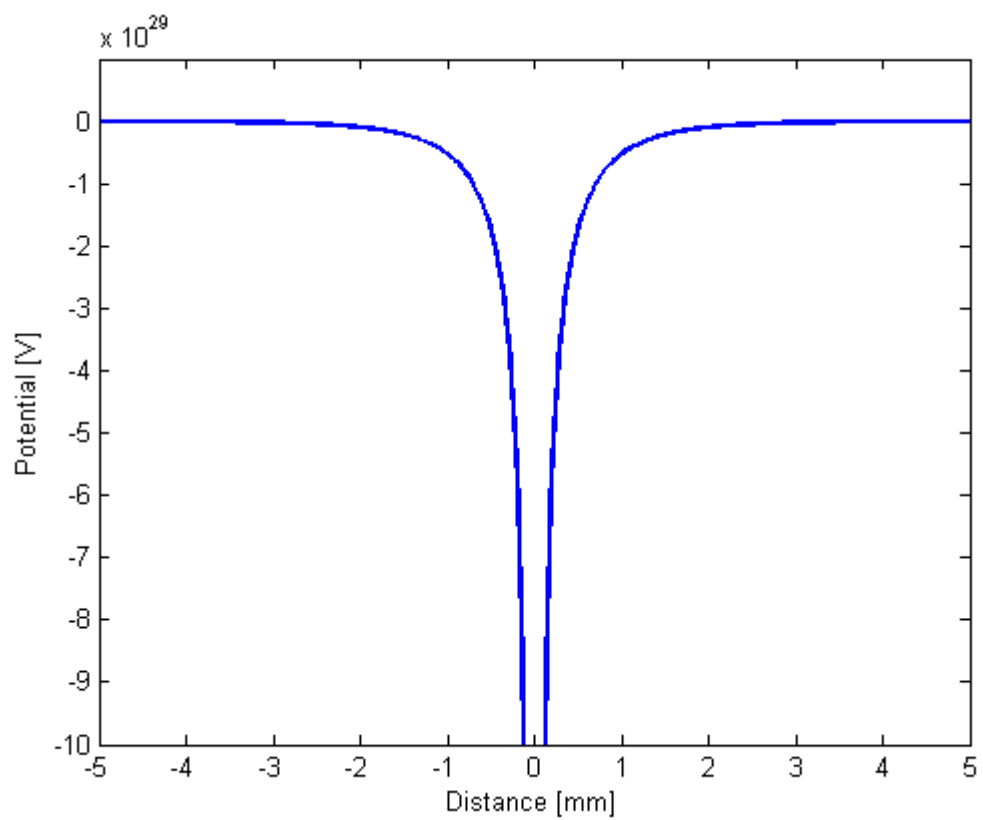
Tegyünk egy egységnyi töltésű próbatöltést a plazmába! Ekkor a plazma elektronjai és ionjai úgy fognak mozogni, hogy a kialakuló erőtér a próbatöltés terét leárnyékolja.

A Poisson-egyenlet megadja, hogy adott részecskeeloszlások mellett milyen ϕ elektromos potenciál alakul ki; a Maxwell–Boltzmann-eloszlás megadja, hogy milyen részecskeeloszlás alakul ki adott potenciálban. A kettő kombinációja egy dimenzióban megadja a kialakuló $\phi(x)$ potenciált:

$$\phi(x) = \phi_0(x) \exp(-|x|/\Lambda_D), \quad \phi_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{|x|} \quad (1.8)$$

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n_{e\infty} e^2}}, \quad (1.9)$$

ahol λ_{De} az elektron populáció elmozdulását figyelembe vevő, gyors időskálán érvényes Debye-hossz. A Debye-árnyékolás hatását az 1.4. ábrán szemléltetjük. A Debye-hossznál nagyobb skálákon a plazma elektromosan semleges.



1.4. ábra. A Debye-árnyékolás szemléltetése 1 mm-es Debye-hossz esetén.

1.2.3. A plazma szűkebb definíciója

A plazma jelentését a fejezet elején már ismertettük. Az ott vázolt definícióba viszont még a fémek is beletartozhatnak, mint egy ionrácsot körülvevő delokalizált elektronok összessége. Lássuk tehát a szigorúbb definíciót.

Kvázineutrális: A plazmában lévő elektronok és ionok töltése első közelítésben egyenlő, ez azonban a Debye-árnyékolás miatt csak a λ_D Debye-hossznál nagyobb skálákon érvényesül. A plazma az $L \gg \lambda_D$ méretskálákon semleges.

Kollektív: A Debye-térfogaton belül sok részecske van:

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n \gg 1. \quad (1.10)$$

Ionizált: A plazmarezgés egy periódusa ($1/\omega_p$) alatt átlagosan nem történik ütközés semleges atommal:

$$\tau_c \gg \frac{1}{\omega_p}, \quad (1.11)$$

ahol τ_c a semlegesekkel való ütközés karakterisztikus ideje.

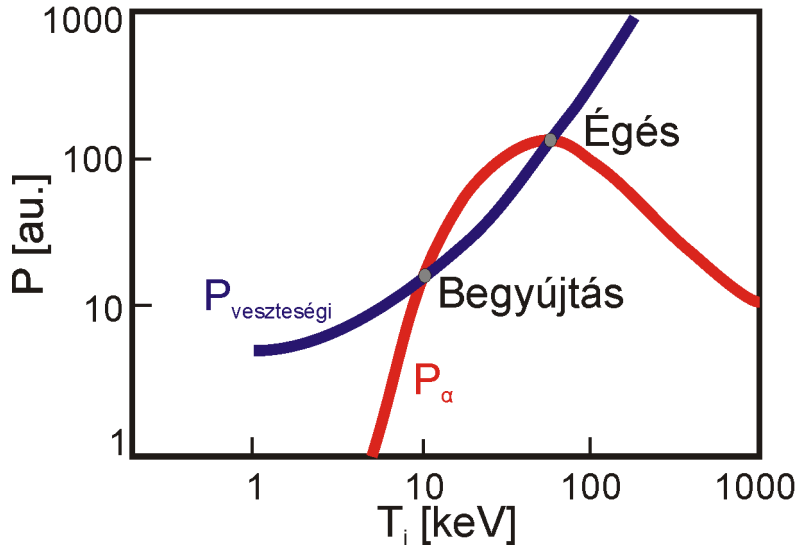
1.3. Energiatermelés fúziós reaktorban

A fúziós reaktor energiaszorzását az (1.12) Q tényezővel szokás jellemezni:

$$Q = \frac{P_f}{P_h}, \quad (1.12)$$

ahol P_h a külső plazmafűtés teljesítménye, P_f pedig a felszabaduló fúziós teljesítmény. A $Q = 1$ pontot „break even”-nek nevezzük. A reaktor üzemeltetése szempontjából ennek nincs jelentősége, mindössze azt fejezi ki, hogy a fűtési teljesítmény és a fúzió teljesítménye megegyezik.

A D–T fúziós reakcióban felszabaduló energia jelentős részét (körülbelül 20%-ot) az α -részecskék viszik el. Ha ezeket a plazma többi töltött részecskéjével együtt össze tudjuk tartani, akkor az α -részecske fűtés meghaladhatja a veszteségeket. Mivel ekkor nem kell külső plazmafűtés, ezért $Q = \infty$. Amikor ez bekövetkezik, akkor a plazma begyűjt, a hőmérséklet megemelkedik. A folyamat nem tud megszabadni, mert az 1.5. ábra szerint a fúzió rátaegyütthatójának maximuma van. Az égési pontban a plazma stabil állapotban marad, amíg a gázösszetételt és más körülményeket fenn tudjuk tartani. A fűtési és veszteségi teljesítmények hőmérsékletfüggését mutatja az 1.5. ábra.



1.5. ábra. Az alfa fűtés és a veszteségi teljesítmény hőmérsékletfüggése. Az ábrán jelöltük a begyűjtás és az égés munkapontjait.

Becsüljük meg a begyűjtás feltételét! Vegyünk egy 50-50 százalékos, n sűrűségű, V térfogatú, T hőmérsékletű D–T keveréket. Az keverékben felszabaduló fúziós teljesítmény arányos az α -fűtés (1.13) teljesítményével, mely a V térfogattal és a komponensek sűrűségeivel ($n/2$ egy komponensre) arányos.

$$P_\alpha = V \left(\frac{n}{2}\right)^2 C(T) \quad (1.13)$$

A plazma energiaveszteségét a τ_e energiaösszetartási idő jellemzi, lásd (1.14), $V\frac{3}{2}nkT$ pedig a plazma teljes energiataralma.

$$P_v = \frac{V\frac{3}{2}nkT}{\tau_e} \quad (1.14)$$

A begyűjtás feltétele, hogy a fűtési teljesítmény meghaladja a veszteségeket, azaz $P_\alpha > P_v$ szükséges. Az (1.13) és (1.14) egyenleteket behelyettesítve az $n\tau_e \geq 6kT/C(T)$ egyenlőtlenséghez jutunk. Az optimális hőmérsékleteken ($T_i = 25$ keV) az egyenlőtlenség az (1.15) úgynevezett *Lawson-kritériumot* adja:

$$n\tau_e = 10^{20} \text{s/m}^3. \quad (1.15)$$

Ideálshoz közeli hőmérsékleteken a hőmérsékletet is változóként kell szerepeltetni. Ekkor az úgynevezett *hármasszorzatra*, az n sűrűség, τ_e energia-összetartás és a T_i hőmérséklet szorzatára kapunk egy egyenlőtlenséget:

$$n\tau_e T_i = 10^{21} \text{keVs/m}^3. \quad (1.16)$$

Az (1.15) Lawson-kritérium két szélsőséges eset lehetőségét rejti magában, melyben a begyűjtés feltétele megvalósul: a mágneses és a tehetetlenségi összetartást. Tehetetlenségi (inerciális) összetartás esetén nagyon nagy sűrűségű plazmát hozunk létre, de csak nagyon rövid ideig, azaz egyáltalán nem próbáljuk meg a részecskéket összetartani, csak a tehetetlenségük miatt maradnak a részecskék közel egymáshoz. Mágneses összetartás esetében viszont erős mágneses terekkel tartunk össze elegendő ideig egy viszonylag híg plazmát. A tehetetlenségi összetartás alapötletei és a mágneses összetartásról több részlet az 1.4 és az 1.5. fejezetekben található.

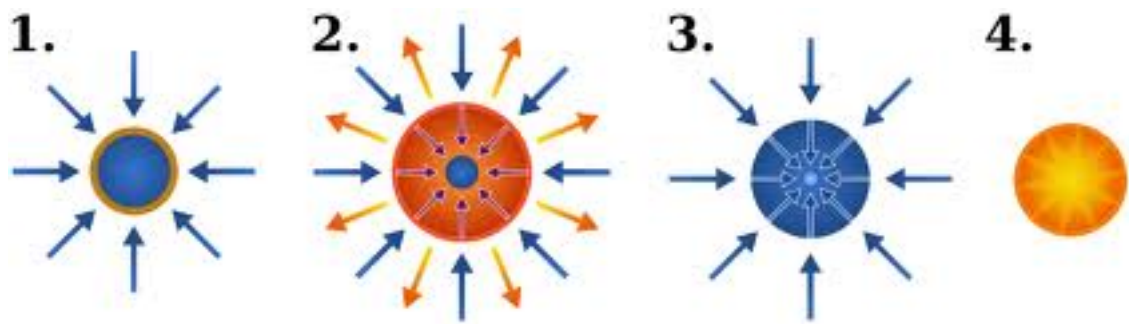
1.4. Tehetetlenségi összetartás

Az (1.15) Lawson-kritérium szerinti begyűjtést a tehetetlenségi fúziónál nagy sűrűség létrehozása mellett tervezik megvalósítani. Ehhez valamilyen deutérium-trícium keverékből álló céltárgyat rövid idő alatt olyan nagy sűrűségűre nyomnak össze, hogy bekövetkezzen a begyűjtés. A hatékony összenyomásához fagyasztott üzemanyagot használnak, úgynevezett pelletet hoznak létre. A pelletek létrehozásáról és további használatáról a 2.5.2. fejezetben lehet olvasni.

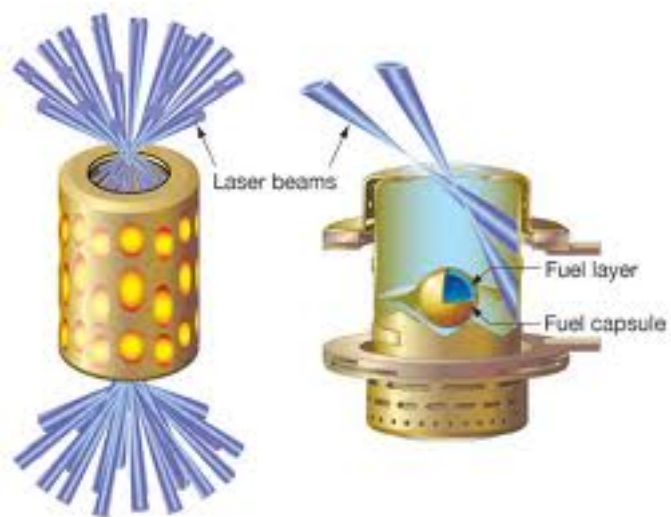
A nagy sűrűségekre történő összenyomás lézerekkel, röntgensugárzással, elektron- vagy ionnyalábokkal történhet. A lézerek előnye, hogy jól fókuszálhatók, az impulzusok alakja szabályozható, viszont rossz hatásfokkal rendelkeznek. Az elektronnyaláb ezzel szemben gyengén fókuszálható és formálható, viszont jó hatásfokú. Az ionnyaláboknál könnyű és nehéz ionokat is használnak. A könnyűionnyaláb lehet például protonnyaláb, akár MeV-es energiával, és nagy árammal. A nehézionnyalábok a GeV-es energiaértéket is elérhetik, áramuk viszont kisebb. A röntgensugárzást általában a pellet körül keltik fémtárgyat megvilágító lézerekkel, vagy vékony huzalokon vezetett nagy árammal, ami a huzal plazmává válásához és röntgensugárzáshoz vezet.

Napjainkban az USA-ban folyik az legintenzívebb kutatás az inerciális fúzió területén. A kaliforniai Livermore-ban építették fel a világ jelenlegi legnagyobb lézerrendszerét (192 darab teljesítményű lézerrel), mely a National Ignition Facility (NIF) részeként üzemel. A NIF célja a fúziós kutatáson túl többek között anyagvizsgálat, asztrofizikai kutatás, továbbá katonai és nemzetbiztonsági kérdések vizsgálata, hiszen az inerciális fúzió során lényegében mikroszkopikus hidrogénbombák felrobbantása történik. Ezért a tehetetlenségi fúzióra használatos elnevezés a mikrorobbanásos fúzió is.

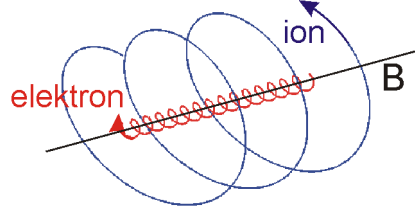
A NIF-ben a lézerekkel kétféle módon hozhatnak létre mikrorobbanásokat. Az egyik lehetséges elrendezésben a 192 lézert szimmetrikusan a pelletre fókuszálják, és így közvetlenül valósítják meg az összenyomást. Ezt a folyamatot szemlélteti az 1.6. ábra. Egy másik elrendezésben a pelletet egy magas rendszámú anyagból (például aranyból) készített kapszula közepén helyezik el, és a lézerekkel a kapszula két végén található nyíláson át a kapszula belsejére fókuszálják a lézereket. A lézer hatására az arany atomok gerjesztődnek, majd röntgensugárzást bocsátanak ki, és ez a röntgensugárzás nyomja össze



1.6. ábra. Inerciális fúzió direkt begyűjtása.



1.7. ábra. Indirekt begyűjtés során használt hohlraum pellet.



1.8. ábra. Elektronok és ionok Larmor-mozgása. A ciklotron frekvencia aránya az ionok és elektronok között körülbelül 1/100, míg a Larmor-sugarak aránya 1000 (a tömegek arányával egyenlő).

a pelletet (lásd 1.7. ábra). Ez utóbbi módszer előnye, hogy a lézereket nem kell annyira pontosan fókuszálni, a röntgensugárzás sokkal egyenletesebb összenyomást eredményez.

Fúziós kutatásokra is használható lézerrendszer Amerikában a NOVA, mely a NIF elődje volt (Kalifornia, Livermore) és az OMEGA (New York, Brighton), Európában pedig a Laser Mégajoule (Franciaország, Bordeaux).

1.5. Mágneses összetartás

Forró és sűrű plazmában a részecskék szabad úthossza nagyon nagy, ezért a plazmát első közelítésben ütközésmentes rendszerként is leírhatjuk. Nézzük meg, mi jellemzi a szabad töltött részecskék mozgását mágneses térben!

Homogén \mathbf{B} mágneses térben a szabad, töltött részecskék spirál pályán mozognak a mágneses erővonalak körül. A részecskék ezen úgynevezett Larmor-mozgását az (1.17) mozgásegyenlet írja le.

$$m\dot{\mathbf{v}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.17)$$

Az $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ Lorentz-erő a részecske \mathbf{v} sebességvektorára és a mágneses térre is merőleges. A részecske sebességvektorát tehát felbonthatjuk a mágneses térrel párhuzamos és arra merőleges komponensekre: $\mathbf{v} = v_{\parallel}\mathbf{b} + \mathbf{v}_{\perp}$, ahol \mathbf{b} a mágneses tér irányába mutató egységvektor.

A részecske helyvektora is két részre bontható: a spirálpálya középpontjának, az úgynevezett vezetőcentrumnak \mathbf{R} helyvektorára, és egy forgó ρ_L sugárvektorra. Az ρ_L sugárvektor, azaz a Larmor-sugár nagysága kiszámítható a Lorentz-erő és a centripetális erő egyenlőségéből:

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}}{qB}. \quad (1.18)$$

Hidrogén plazmában az elektronok és ionok töltése megegyezik (mindkettő egységnyi), így azonos sebesség és mágneses tér mellett az elektronok Larmor-sugara ezredrésze az ionok Larmor sugarának a tömegkülönbség miatt (lásd 1.8. ábra).

Az úgynevezett ciklotron frekvencia a vezetőcentrum körüli forgás frekvenciája:

$$\omega_c = \frac{qB}{m}. \quad (1.19)$$

Az ionok ciklotron frekvenciája MHz nagyságrendű, míg az elektronoké a GHz-es tartományban mozog hidrogén plazmában. Az eltérés oka itt is az elektronok és ionok tömegkülönbségéből adódik.

Homogén mágneses térben a vezetőcentrum $\mathbf{v} = v_{\parallel} \mathbf{b}$ sebességgel egyenes vonalú egyenletes mozgást végez.

Amennyiben egy konstans külső \mathbf{F} erő is hat a részecskre, akkor ezzel a taggal az (1.17) egyenlet jobb oldalát ki kell egészíteni:

$$m\dot{\mathbf{v}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}. \quad (1.20)$$

Ebben az esetben a vezetőcentrum sebessége

$$\mathbf{v} = v_{\parallel} \mathbf{b} + \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2}, \quad (1.21)$$

ahol az \mathbf{F} erő párhuzamos komponense a v_{\parallel} párhuzamos irányú sebesség növekedését okozza, míg az \mathbf{F}_{\perp} merőleges komponens a merőleges irányú sebességhez ad járulékot.

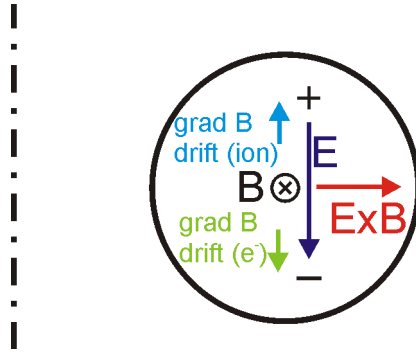
Az (1.21) egyenletből látható, hogy bármilyen erő, melynek van a mágneses térre merőleges komponense a részecske (1.22) egyenlettel leírható \mathbf{v}_D sebességű drifteléséhez vezet. A driftelés iránya merőleges mind a mágneses térre, mind a külső erő irányára. Az \mathbf{F} erő párhuzamos komponense pedig a mágneses tér mentén gyorsítja a részecskét.

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{F}_{\perp} \times \mathbf{B}}{qB^2}. \quad (1.22)$$

Ha a külső \mathbf{F} erőt konstans \mathbf{E} elektromos tér okozza ($\mathbf{F} = q\mathbf{E}$), akkor az így kialakuló driftsebesség független lesz a részecske töltésétől és tömegétől, tehát az elektronok és az ionok azonos sebességgel és azonos irányba mozdulnak el a drift hatására, lásd 1.9. ábra. Ez a drift tehát nem okoz eredő áramot a plazmában, hanem a plazma egészét mozditja el.

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (1.23)$$

Inhomogén terekben további driftek is fellépnek. A tér inhomogenitását okozza a mágneses erővonalak görbülete vagy a mágneses térerősség nagyságának gradiense is.



1.9. ábra. A plazma részecskéinek mozgása a grad B és az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift hatására.

Az ezen okokból fellépő drifteket görbületi és grad B drifteknak nevezzük. A kétféle driftmozgás egy egyenletben összefoglalható:

$$\mathbf{v}_c + \mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{m}{qB^3} (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}v_{\perp}^2) \mathbf{B} \times \nabla B. \quad (1.24)$$

Az időben változó terek által keltett polarizációs drift MHD hullámok keltéséért felelős – ezzel részletesen nem foglalkozunk.

1.6. A plazma elméleti leírása

A plazma mozgását megadhatjuk úgy, ha felírjuk minden részecske mozgásegyenletét, és megoldjuk azt. Ezen soktest probléma megoldása a nagyszámú részecske, és a köztük fellépő kölcsönhatások figyelembe vétele miatt nagyon bonyolult, valójában technikailag lehetetlen. A gyakorlatban ezért különböző feltételezések mellett egyszerűsített leírásokat használunk. Ezen elméleti leírásokkal foglalkozó irodalmakat az 1.6.4. fejezetben talál az olvasó, például magyar nyelven Veres Gábor jegyzetét, angolul pedig Bellan vagy Freidberg műveit. Jelen jegyzetben csak az egyes elméletek főbb jellemzőit, és a használt közelítéseket ismertetjük.

1.6.1. Kinetikus elmélet

A kinetikus elméletben már nem az egyes részecskék mozgását figyeljük, hanem felírjuk a különböző típusú részecskék $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ sűrűség függvényét a hely és sebesség (\mathbf{x} és \mathbf{v}) szerinti 6 dimenziós fázistérben. A rendszert az f eloszlásfüggvény fejlődésével jellemezhetjük.

A részecskék hely szerinti $n(x) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}$ sűrűsége az f eloszlásfüggvény nulladik momentuma.

A kinetikus elmélet fő egyenlete az (1.25) Vlasov-egyenlet, mely megadja az (\mathbf{x}, \mathbf{v}) pont körüli $d\mathbf{x}d\mathbf{v}$ elemi térfogatban lévő részecskék számának változását.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{a} \cdot f) = 0, \quad (1.25)$$

ahol $\mathbf{a} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ a Lorentz-erő.

A plazma részecskéi közötti ütközések a sebesség ugrásszerű megváltozásával járnak, amit az (1.25) egyenlet nem tartalmaz. Az ütközéseket a $C_{\sigma\alpha}(f_\sigma)$ az *ütközési operátorral* tudjuk figyelembe venni, ahol f_σ a σ típusú részecskék eloszlásfüggvénye:

$$\frac{\partial f_\sigma}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_\sigma}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{a} \cdot f_\sigma) = \sum_{\alpha} C_{\sigma\alpha}(f_\sigma). \quad (1.26)$$

Az ütközési operátor megadja, hogy mennyivel változik meg az eloszlásfüggvény, ha σ típusú részecske ütközik α típusú részecskével. Az ütközési operátort úgy kell megválasztani, hogy a teljes részecskeszám állandó legyen, és az impulzus- és energiamegmaradás ne sérüljön.

1.6.2. Többfolyadék elmélet

A többfolyadék elméletben a plazmát több (általában kettő: ion és elektron) folyadék együttesének tekintjük, melyeket külön-külön egyenletekkel jellemezünk.

A többfolyadék egyenleteket az (1.25) Vlasov-egyenlet momentumaiból kapjuk meg. A nulladik momentumot véve az (1.27) kontinuitási egyenletet kapjuk, az első momentumból pedig az (1.28) impulzusmegmaradási egyenletet. A harmadik momentumból származtatott egyenlet az energiamegmaradást fejezi ki. A képletekben σ jelöli a különféle típusú részecskéket, például az ionokat vagy az elektronokat.

$$\frac{\partial n_\sigma}{\partial t} + \nabla \cdot n_\sigma \mathbf{u}_\sigma = 0, \quad (1.27)$$

$$n_\sigma m_\sigma \frac{d\mathbf{u}_\sigma}{dt} = n_\sigma q_\sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\sigma \times \mathbf{B}) - \nabla P_\sigma - \mathbf{R}_{\sigma\alpha}, \quad (1.28)$$

ahol \mathbf{u}_σ a σ típusú részecskék átlagsebessége, P_σ a σ típusú részecskék nyomása és $\mathbf{R}_{\sigma\alpha}$ a σ és α típusú részecskék között fellépő erő.

A többfolyadék elmélet egyenletei nem alkotnak zárt rendszert, mivel minden egyenlet csatolva van magasabb momentumból származtatott mennyiséghez. A többfolyadék egyenleteket tehát a megmaradási egyenletek (részecskeszám, impulzus és energia) alkotják a Maxwell-egyenletekkel együtt, mivel töltött részecskék mozgását kell leírnunk.

1.6.3. Magnetohidrodinamika

Tovább egyszerűsíthetjük a plazma leírását, amennyiben a plazmát egy kvázisemleges, egykomponensű töltött folyadék áramlásaként írjuk le. Ezt a leírásmódot nevezzük magnetohidrodinamikának (MHD).

Az MHD leírásban a plazmát az (1.29) áramsűrűséggel, az (1.30) tömegközépponti sebességgel és az (1.31) tömegsűrűséggel jellemezzük, és ezekre írjuk fel a megmaradási egyenleteket.

$$\mathbf{J} = \sum_{\sigma} n_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma}, \quad (1.29)$$

$$\mathbf{U} = \frac{1}{\rho} \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma}, \quad (1.30)$$

$$\rho = \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma}. \quad (1.31)$$

Az MHD egyenletek az (1.32) részecskeszám megmaradást írják le, illetve az (1.33) az MHD mozgásegyenlet.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}_{\sigma}) = 0, \quad (1.32)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P_{MHD}, \quad (1.33)$$

ahol $P_{MHD} = \sum_{\sigma} \int m_{\sigma} \mathbf{v}' \mathbf{v}' f_{\sigma} dv$ a mágneses nyomás és $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla$ jelöli a konvektív (vagy szubsztanciális) deriváltat.

Az MHD egyenletek a lassú (elektron ciklotron- illetve elektron plazmafrequenciánál kisebb frekvenciájú), nagy méretskálájú (Debye hosszánál és elektron Larmor-sugárnál nagyobb) plazmák, folyamatok leírására használható. E feltételezések mellett az Ampère-törvényben az eltolási áram elhanyagolható, így a Maxwell-egyenletek alábbi alakját lehet használni:

Faraday-törvény:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.34)$$

Ampere-törvény:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.35)$$

Ohm-örvény:

$$\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (1.36)$$

Ideális MHD esetén a plazma ellenállása nulla, ezért $\eta = 0$. Ha az ellenállás nem nulla ($\eta \neq 0$), akkor rezisztív MHD leírásról beszélünk.

1.6.4. Egyensúly és instabilitások

A plazma mint kontinuum közeg leírására a magnetohidrodinamika (MHD) alkalmazható. Az instabilitásokat a kiváltó okok alapján szokás csoportosítani. A hajtóerő szabadenergia különbségből ered, ez destabilizál egy hullámot.

Áramlási instabilitások: Amikor egy nagyenergiájú részecskenyaláb vagy áram van a plazmában, akkor egymáshoz képest különböző sebességű részecskepopulációk vannak jelen. Amikor a fázissebesség megegyezik valamely típusú részecske sebességével, rezonancia lép fel.

Rayleigh-Taylor instabilitások: Amikor egy nehéz folyadékot rétegezzük egy könnyebbre, egy instabil egyensúlyi állapotot kapunk. A legkisebb fluktuáció, egyenetlenség az érintkezési felületen a két folyadék felcserélődéséhez vezet. Plazmafizikában a plazma játssza a nehéz folyadékot, míg a mágneses tér a könnyű folyadéknak felel meg.

Univerzális instabilitások: Plazmaösszetartás miatt mindig jelen van egy nyomásgradiens.

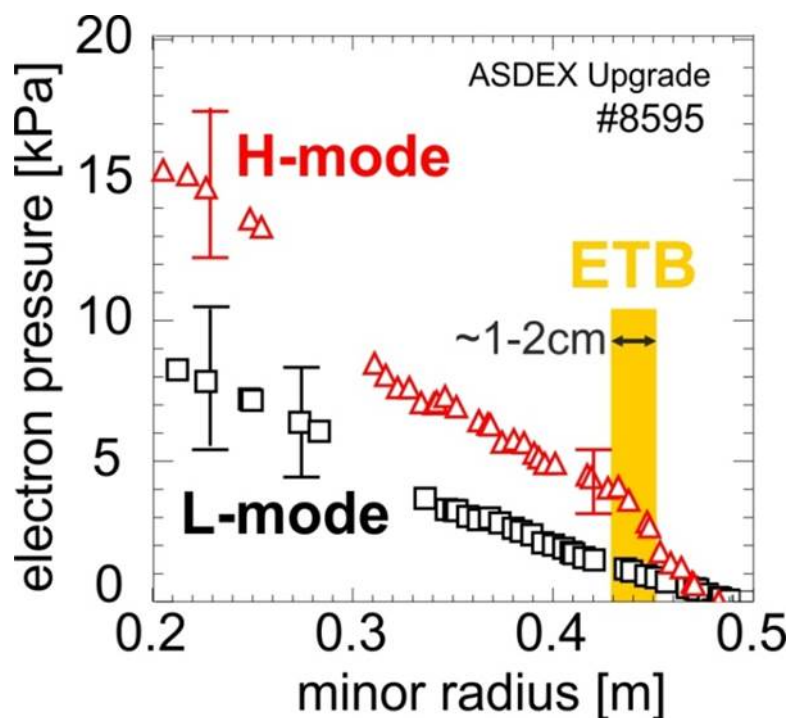
Kinetikus instabilitások: Nem-Maxwelli eloszlásfüggvények (pl. $T_{\perp} \neq T_{\parallel}$) esetén a különböző részecskeenergiák miatt jön létre instabilitás valamilyen rezonancián keresztül.

A fenti lista alapján látható, hogy a plazmákban nagyon sokféle instabilitás van jelen. Az alábbiakban egy jelentős instabilitás tulajdonságait ismertetjük röviden.

Plazmaszéli módus

A H-módban az energiaösszetartási idő körülbelül kétszeresére nőtt a korábban megfigyelt alacsony összetartású üzemmódhoz (L-mód) képest. A jobb összetartást a plazma szélén kialakuló plazmaszéli transzportgát (ETB, angolul: edge transport barrier) okozza. Ez a transzportgát nagyon keskeny, mindössze néhány centiméter széles, mérete pedig független a berendezés méretétől. Az 1.10. ábra egy-egy tipikus elektronsűrűség profilt ábrázol L- és H-módban. Látható, hogy a profilok közti különbség a plazma külső régiójában jelentkezik, a H-hód profil úgy néz ki, mintha az L-mód profilt a plazma szélénél megemelték volna. A transzportgát azonban nem stabil, időről-időre, kváziperiodikusan összeomlik. A transzportgát összeomlásával járó instabilitást plazmaszéli módusnak, ELM-nek (angolul: edge localized mode) nevezzük.

Az ELM-ek során nagy mennyiségű anyag és energia áramlik ki a plazmából, ami az első fal károsodásához vezethet. A plazmából kiáramló részecskék a falat porlaszthatják, de az extra nagy hőterhelés miatt az első fal elemeinek olvadásához is vezethetnek. Ezért az ELM-ekkel kapcsolatban fontos elvárás, hogy ne legyen túl nagy a méretük, és



1.10. ábra. H-mód.

az általuk okozott terhelés a falon. Az ismertetett rossz tulajdonságok alapján azt lehetnének, hogy olyan üzemmódban kellene működtetni a berendezéseket, melyekben nem lépnek fel ELM-ek. Azonban nem szabad elfeledkezni két fontos dologról. Egyrészt az ELM-ek a nagy sűrűségű, jó összetartású üzemmódban lépnek fel, és többek között az ITER tokamakot is ilyen jó összetartású üzemmódban szeretnék üzemeltetni. Másrészt az ELM-ek során a plazma fő alkotórészein kívül a szennyezők egy része is távozik, ami része a plazmák öntisztulásának. ELM-mentes üzemmódokban a szennyezők felgyűlnek a plazmában és jelenlétük a plazma sugárzásos összeomlásához vezet. Tehát teljesen elkerülni sem tanácsos az ELM-eket.

A megoldást az ELM-ekre a szabályozásuk, illetve elnyomásuk jelentheti. Az ASDEX tokamaknál megfigyelték, hogy az ELM-ek mérete (az általuk szállított anyagmennyiség/energia) fordítottan arányos a gyakoriságukkal. Ez azt jelenti, hogyha sikerülne mesterségesen megnövelni az ELM-ek gyakoriságát, akkor azzal csökkenteni lehetne a tranzienst hőterhelés mértékét, egyenletesebb lenne időben a terhelés eloszlása. Az ELM-ek szabályozására többféle technika létezik. Pelletekkel történő ELM-keltés, mágneses térrel történő perturbáció, mely instabillá teszi a plazma szélét.

Olvasnivaló

- Zoletnik Sándor: A fúzió története, <http://magfuzio.hu/a-fuzio-tortenete/>

Irodalom

- Zoletnik Sándor: A fúziós energiatermelés fizikája és technikája, tanulmányok <http://magfuzio.hu/tanulmanyok/>

2. fejezet

Technológiai rendszerek bevezető

Az általános bevezetés után ebben a fejezetben a fúziós berendezések üzemeltetéséhez szükséges alapvető technológiai elemeket tekintjük át. A fejezetben ismertetett technológiák általában az összes mágneses összetartású fúziós berendezésre érvényesek, kivéve az áramhajtást, ami a tokamakok sajátja.

A fejezet felépítése követi a fúziós kísérletek menetét. Először is szükség van energiára, hogy a berendezést egyáltalán működtetni lehessen, majd megfelelő vákuumot kell létrehozni, hogy tiszta plazmát kapjunk. A plazmát összetartó mágneses tér előállításához különböző típusú mágnesek szükségesek, míg a plazma létrehozásához valamilyen anyagot kell bejuttatni a vákuumba, azt ionizálni és felfűteni. Tokamakokban ezek mellett még áramot is kell hajtani. Továbbá gondoskodni kell a 100 millió fokos plazma és a vele érintkező fal kapcsolatáról, és a plazma szabályozásáról, mely különböző diagnosztikák megfigyelései alapján történik. A diagnosztikák leírását ez a jegyzet csak nagy vonalakban tárgyalja, mivel a részletes leírás bőven megtöltene egy teljes könyvet.

2.1. Energiaellátás

Bár a jövőben a fúzió segítségével energiát szeretnénk termelni, azonban a jelenlegi berendezések még energiát, áramot fogyasztanak. Kisebb berendezések esetében a plazma létrehozása, a diagnosztikák működtetése megoldható hálózatról is, azonban a nagyobb berendezéseknél ez már nem fenntartható az erősen tranziens terhelést miatt.

A kisebb méretű fúziós kísérletek másik lehetséges energiaforrása a kondenzátortelek alkalmazása. A kondenzátorok hátránya, hogy a működéshez szükséges mennyiségben nagy helyet foglalnak el, továbbá hatásfokuk idővel romlik, és az üzemeltetésük is veszélyes lehet. Például a Prágai Egyetemen található GOLEM tokamagnál használnak kondenzátorokat az energia előállítására.

Nagyobb berendezéseken legelterjedtebb a lendkerekes generátorok használata. A generátorokat vagy az adott berendezéshez tervezik, vagy több, moduláris generátor össze-

kapcsolásával érik el a kívánt teljesítmény. Ez utóbbi módszer előnye, hogy a generátort nem kell külön megterveztetni, hanem olcsóbb, tömeggyártott generátorok használatával érhető el ugyanaz a teljesítmény. A JET tokamaknak (Culham, Nagy Britannia) egyedi tervezésű generátora van a prágai COMPASS tokamaknak moduláris generátorai.

2.2. Vákuumtechnika

A mágnesesen összetartott fúziós berendezésekben a részecskesűrűség $10^{19} - 10^{21} \text{ 1/m}^3$ körüli érték, mely körülbelül 5 nagyságrenddel kisebb mint a légköri részecskesűrűség. Ez azt jelenti, hogy a mágneses összetartású berendezések mind nagyvákuum-rendszerek. Ilyen nagy vákuumot nem lehet egy lépésben létrehozni, szükség van elővákuum és nagyvákuum szivattyúkra.

2.2.1. Vákuumszivattyúk

Az elővákuumszivattyúk olyan elven működnek, amit a mindennapi életben megszoktunk: egy térfogatba beszívják a levegőt, majd egy másik nyíláson kiürítik onnan. Nagyvákuumban azonban megváltozik a gáz viselkedése: a részecskék már gyakrabban ütköznek a berendezés falával, mint egymással, ezért a szívóhatás megszűnik, és más elven működő szivattyúkra van szükség.

Nagyvákuum szivattyúkból többfélét is szokás alkalmazni a fúziós berendezésekben, leggyakoribbak a turbomolekuláris és a krioszivattyúk. A turbomolekuláris szivattyúk felépítése a turbinákhoz hasonlít (lásd 2.1. ábra): sok lapátsor forog egyszerre a részecskék termikus sebességével összemérhető sebességgel. A nagy sebességű forgás következtében a részecskék inkább a lapátokkal ütköznek, mint egymással, és minden, a lapátokkal történő ütközés kifelé üti a részecskéket a következő lapátsorra, míg végül teljesen kikerülnek a szivattyúzni kívánt térrészből. A turbószivattyúk csak elővákuumban kapcsolhatók be, ugyanis túl nagy sűrűség esetén a közegeellenállás károsítja a szivattyút. Előnyük az egyszerű telepítés és folyamatos üzem.

A másik említett nagyvákuum szivattyútípus a krioszivattyú (2.2. ábra). Működésének lényege, hogy a gázok a hideg felületekre kicsapódnak, adszorbeálódnak. A krioszivattyú tehát egy olyan „palack”, melynek falát jól lehűtik, például folyékony nitrogénnel. Hátrányuk, hogy egy idő után megtelnek (emiatt alkalmazhatók csak nagyvákuum létrehozására, légköri körülmények között túl hamar telítődnek), viszont könnyedén regenerálhatók. A megtelt szivattyút le kell választani a berendezésről és fel kell melegíteni, ami által a felületen adszorbeálódott gázok távoznak. A kiürített krioszivattyú újrahűtés után újra működőképes.

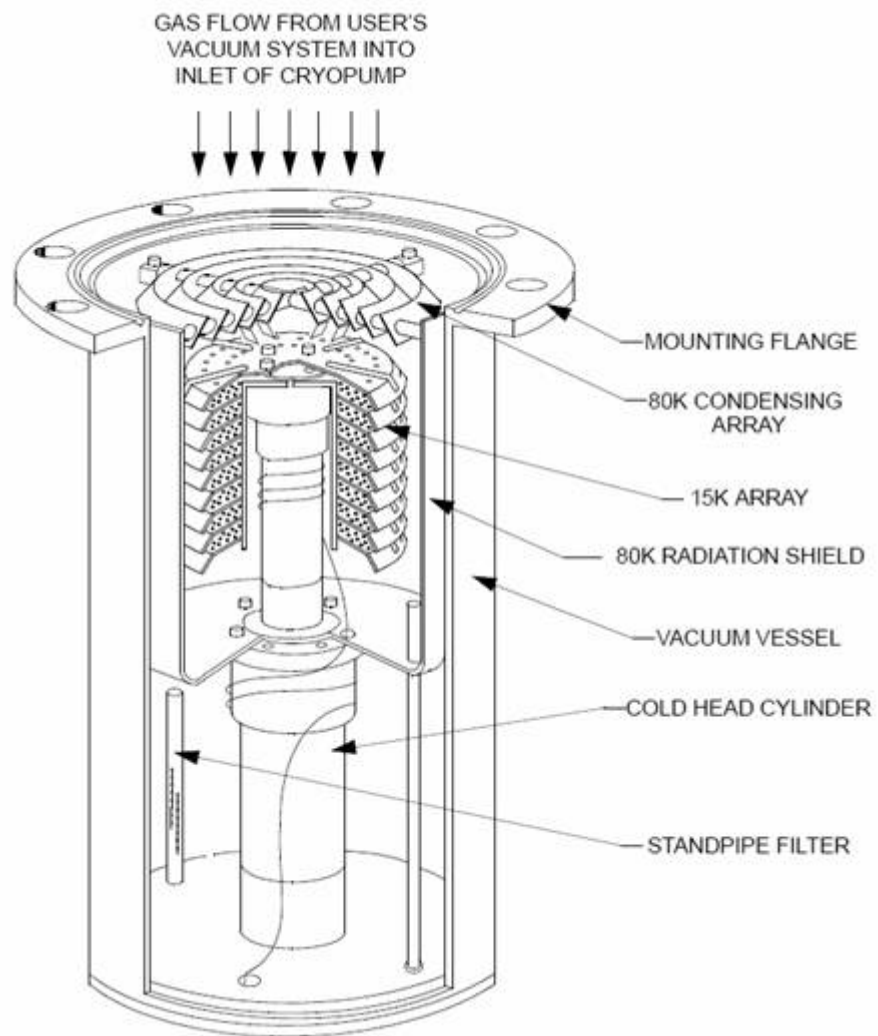


2.1. ábra. A turbomolekuláris szivattyú felépítése.

2.2.2. Vákuumkamra

A vákuumrendszerek másik fontos alkotóeleme a szivattyúk mellett a vákuumkamra (2.3). Fúziós berendezésekben a vákuumkamrának sok, gyakran egymásnak ellentmondó feltételnek kell megfelelnie. A falnak egyrészt elég erősnek, robusztusnak kell lennie, hogy a vákuum és külső, atmoszférikus levegő közti nyomáskülönbséget elviselje. A vastag kamrafal mellett további szolgál érvként a berendezésekben használt nagy áramok és a miattuk fellépő nagy mechanikai erőkkel szemben való ellenálló-képesség. Másrészt vékonynak is kell lennie ahhoz, hogy a mágneses teret minél kevésbé befolyásolja, illetve a mágneses tér változása minél gyorsabban keresztülhaladjon rajta. Ez utóbbinak a berendezés szabályozása szempontjából van jelentősége: a plazma gyors változásai megkövetelik a kis reakcióidőt. A vákuumkamrák jellemzően valamilyen fémből készülnek, de a kialakításuk viszonylag nagy elektromos ellenállást biztosít megfelelve így a szabályozási követelményeknek.

Tiszta plazma létrehozásához a kamrafalon nem lehetnek szennyezők. Ezek eltávolításának szokásos módja a kamra kifűtése nagy hőmérsékleten (tipikusan 100–300 °C körül). Ennek elve megegyezik a krioszivattyúk tisztításának elvével. Tehát a vákuumkamrának el kell viselni az ilyen magas hőmérsékleteket is.



2.2. ábra. A kriozivattyúk tipikus felépítése.



2.3. ábra. A JET tokamak vákuumkamrája.

2.3. Mágnesek

A jelenleg üzemelő mágneses összetartású berendezésekben a maximális mágneses tér jellemzően 5 T értéket, míg az ITER tervezett toroidális mágneses tere a 11-13 T értéket is eléri. Ezek az értékek –figyelembe véve, hogy a Föld mágneses terének nagysága Magyarországon $47 \mu\text{T}$ –, igen magasak. A megfelelő mágneses geometria kialakítására a különböző típusú berendezésekben más és más tekercseket használnak. Ebben a fejezetben igyekezünk az általános tulajdonságokat megfogalmazni, és néhány példával illusztrálni azokat.

A nagy mágneses tér létrehozásához a tekercsekben nagy áramot kell hajtani, ami a mágnesek között nagy erőhatást okoz. A tekercseknek tehát mechanikailag nagyon ellenállóra kell készíteni. Az ASDEX Upgrade tokamak esetében, ahol a plazmaközépi mágneses tér értéke tipikusan 2,5 T körül van, a 16 toroidális tekercs által egymásra kifejtett erő $1,6 \cdot 10^7 \text{ N}$ nagyságrendű, tehát 1600 tonna súlyának felel meg. Ekkora erőhatásnak kell ellenállnia a tekercseknek, amit erős rögzítéssel kell segíteni.

A hagyományos elektromágnesekhez általában az egyik legjobb vezető anyagból, rézből készítenek tekercseket. Az 5 T mágneses tér eléréséhez a tekercsekben 10 MA nagyságrendű áramot kell hajtani, mely esetben a Joule hő értéke 100 MW teljesítményt is elérheti. Rövid kisülések esetén (néhány ms esetleg s) az anyagok hőtehetetlensége megakadályozza a túlmelegedést, viszont a kisülések között kell annyi időt várni, hogy visszahűljenek a tekercsek. Hosszabb kisülések esetén (például az ITER-re tervezett 300 s-os kisülésekkor) a tekercsek aktív hűtéséről is gondoskodni kell. A réztekercsek esetében a hűtőközeg általában víz. A sík tokamak tekercsekhez az egyes rézrudakat a kívánt formára alakítják, összeillesztik és összehegesztik. A vezető szálakat üvegszálak-



2.4. ábra. Szupravezető szálak tokozása.

kal szigetelik és a réseket műgyantával öntik ki, mely a mechanikai stabilitást is javítja. A sztellarátor tekercsek bonyolultabb alakjának előállításához vékony rézhuzalt használnak, mely könnyebben hajlítható. A szálak izolációját és a stabilitást ebben az esetben is üvegszálak és műgyanta biztosítja.

A szupravezetőtechnológia rohamos fejlődésével egyre több fúziós berendezésben használnak szupravezető tekercseket, például a Tore Supra-ban (Franciaország), az LHD-ben (Large Helical Device, Japán), az új távol-keleti tokamakokban a KSTAR-on (Daejong, Dél-Korea) és az EAST-en (Kína), valamint az ITER-en is. A szupravezetők nagy előnye, hogy folytonos működést biztosítanak, hiszen szupravezető állapotban az áram veszteség nélkül folyik az anyagban. Hátrányuk viszont, hogy a tekercsáram csak lassan változtatható, ezért szabályozási célokra mindenképpen szükség van hagyományos elektromágnesek használatára is, másrészt működési hőmérsékletük alacsony, melyet aktív hűtéssel (tipikusan héliummal) kell megoldani. A héliumhűtés nehézsége, hogy a kis méretű héliumatomok képesek átdiffundálni a fémen, ami végül a hűtés megszűnéséhez vezet. A

	NbTi	Nb ₃ Sn
T_c	10 K	18 K
B_c (4 K-en)	9 T	18 T
B_c (1,8 K-en)	11 T	21 T

2.1. táblázat. Az NbTi és Nb₃Sn szupravezetők legfontosabb adatai.

hűtés és a felmelegedés esetében fennálló áramvezetés problémáját a következő tokozási elvvel lehet megoldani (lásd 2.4. ábra): a szupravezető szálakat egy központi hűtőcső köré tekerik fel, majd az egészet egy fém tokba helyezik. Utóbbinak akkor van nagy jelentősége, mikor a szupravezető anyag túlmelegszik, és elveszíti szupravezető képességét, ilyenkor az áram a külső fém tokozásban tud folyni. A tokozás továbbá a sérülékeny szupravezető szálak stabilitását is biztosítja.

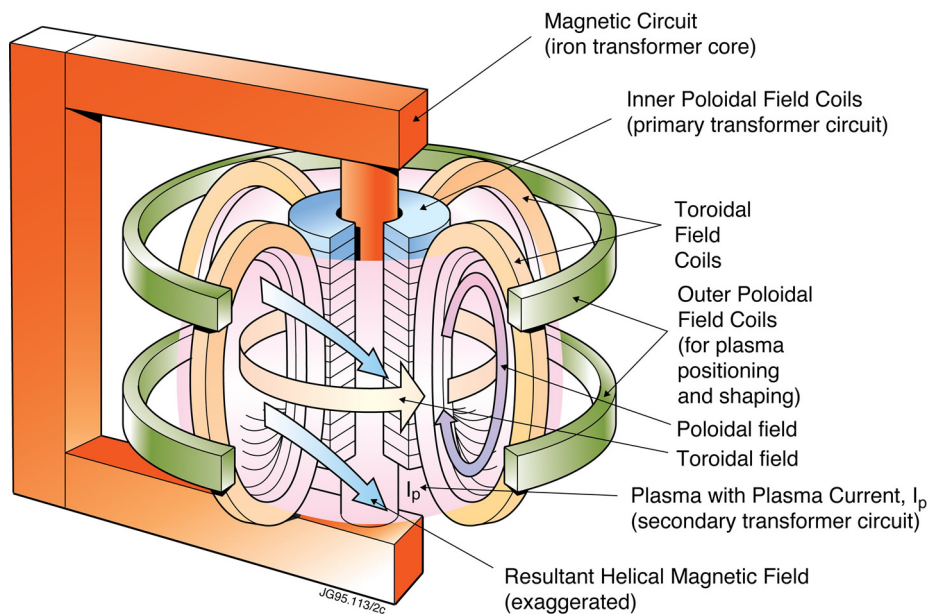
A leggyakrabban alkalmazott szupravezetők a NbTi és a Nb₃Sn. E két szupravezető legfontosabb jellemzőit (T_c kritikus hőmérséklet és B_c maximális mágneses térerősség) a 2.1. táblázatban foglaltuk össze. Látható, hogy a Nb₃Sn kedvezőbb paraméterekkel rendelkezik, azonban nagyon rideg, nehezen munkálható anyag, így valójában mindkét fajta szupravezetőt alkalmazták. A japánok Nb₃Al-ot is tesztelték, és állítólag még jobb eredményeket értek el, mint az ónt vagy titánt tartalmazó nióbbium ötvözetrel.

A szupravezető tekercseknél alkalmazott alacsony hőmérséklet miatt jó hőszigetelésre is szükség van. A fúziós berendezéseknél az űrtechnikában is alkalmazott szigetelési módokat használják: vákuumot a konvektív hőátadás ellen, továbbá sok reflexiós rétegből álló szuperszigetelést a sugárzásos hőátadás ellen.

A fémes szupravezetők között már léteznek magas (80-130 K) hőmérsékletű szupravezetők is, melyek nagy előnye, hogy folyékony nitrogén (77 K) is elegendő a működtetésükhöz. A két legismertebb anyag összetétele: Y–Ba–Cu–O és Bi–Sr–Ca–Cu–O. A magasabb üzemi hőmérséklet mellett azonban hátrányuk, hogy ridegek, nehezen megmunkálhatók, folyáshatáruk alacsony, így jelenleg még nem tudnak belőlük huzalt készíteni. A technológia fejletlensége miatt még az ITER is csak NbTi és Nb₃Sn szupravezetőket fog használni, de a DEMO-hoz és fúziós erőművekhez már rendelkezésre állhat a "magas hőmérsékletű" technika, ami jelentősen megkönnyítené a hűtést és a kriosztát tervezését is.

2.4. Plazmafűtés és áramhajtás

A fúziós reakciók megvalósításához a plazmát 100 millió fokra kell felmelegíteni. Ezt a jelenlegi és a jövőbeli berendezéseken többféle technológiával érik el. A különböző plazmafűtési lehetőségek mellett ebben a fejezetben a tokamakok üzemeltetésének egy másik fontos elemét, az áramhajtást is áttekintjük, mivel a fűtési rendszerek többsége



2.5. ábra. Az ohmikus fűtés és áramhajtás sematikus ábrája. A plazma a transzformátor szekunder köre.

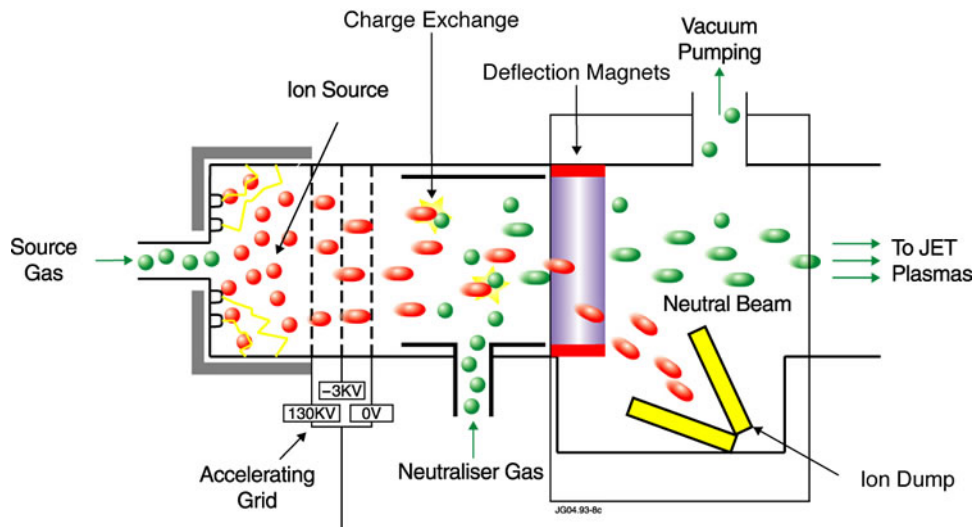
áramot is hajt a plazmában.

2.4.1. Ohmikus fűtés

A bevezetőben említettük, hogy a tokamakokat és sztellarátorok közti jelentős különbség a tokamakokban hajtott plazmaáram. A plazmaáramot egy transzformátorral hajtják, ahol maga a plazma a szekunder kör (2.5). A probléma ezzel a konstrukcióval, hogy csak addig lehet áramot hajtani, amíg a primer tekercsben változik az áramerősség. A működési idő megkétszerezhető, ha a primer tekercs áramerősségét nem nulláról, hanem negatív értékről indítják. Ezzel együtt is a jelenlegi tokamakok impulzus üzemben működnek, körülbelül 10 másodperces kisülésekkel. Állandó üzemállapot eléréséhez és fenntartásához további nem-induktív áramhajtás szükséges.

A tokamakokban a plazmaáram felelős egyrészt a tokamak poloidális terének létrehozásáért, mely a toroidális térrel együtt hozza létre a helikális mágneses struktúrát, másrészt viszont a plazma elektromos ellenállása miatt fel is fűti azt. Ezért nevezzük ezt a fűtési módot ohmikus fűtésnek. A plazma ellenállása a hőmérséklet növelésével drasztikusan lecsökken, ami az ohmikus fűtés megszűnéséhez vezet. Ezért van szükség további kiegészítő fűtésekre, melyek magas hőmérsékleten tovább tudják fűteni a plazmát.

Meg kell említeni, hogy a kezdeti sztellarátorokban még alkalmaztak ohmikus fűtést, ezáltal működésük erősen hasonlított a tokamakokéra. A sztellarátorplazmában folyó áram viszont erősen befolyásolja a külső tekercsekkel létrehozott mágneses teret, ezért



2.6. ábra. Az NBI fűtés sematikus felépítése.

a modernebb sztellarátorokban már mindenképp megpróbálják kiküszöbölni a nagy áramokat.

A további, tokamakokban és sztellarátorokban egyaránt használatos fűtési módokat és áramhajtási lehetőségeket a következő alfejezetekben (2.4.2., 2.4.3., 2.4.4.) tekintjük át.

2.4.2. Semleges atomnyaláb fűtés

Semleges atomnyaláb fűtésnél (NBI, angolul: Neutral Beam Injection) nagy energiájú semleges atomokat (jellemzően deutériumot) lönek a plazmába, melyek ütközések során adják át energiájukat a plazma részecskéinek. Ahhoz, hogy a belőni kívánt atomokat nagy energiára fel lehessen gyorsítani, ionizálni kell azokat. A nagyenergiás ionokat semleges gázon vezetik át, hogy újra semleges atomokká váljanak. A semlegesítéshez használt gáz típusa általában megegyezik a belöendő atomok típusával. A semlegesített nyalábot elektomágneses téren vezetik keresztül, hogy a megmaradt ionokat eltávolítsák a nyalábból. A plazmát végül egy kollimált, nagy energiájú semleges atomnyaláb éri el. A rendszer sematikus felépítése a 2.6. ábrán látható.

Az NBI fűtés előnye, hogy teljesítménnyel lehet a plazmát fűteni. Amennyiben a nyalábanyag megegyezik a plazma anyagával, például mindegyik deutérium, akkor a nyalábbal nem csak fűteni, hanem az elveszett vagy fúziós reakcióban felhasznált atomokat pótolni is lehet. Mivel a nyaláb semleges részecskékből áll, ezért nem téríti el a berendezés mágneses tere, tehát lehetőség van ott pótolni az üzemanyagot, ahonnan az leginkább fogy, a plazma közepén.

2.4.3. Nagyfrekvenciás fűtés és áramhajtás

Hasonló elven, ahogy otthon a mikrohullámú sütőt ételek melegítésre használjuk, használhatunk nagyfrekvenciás hullámokat a plazma felfűtéséhez. A plazmába vezetett nagyfrekvenciás elektromágneses hullámok rezonáns kölcsönhatásba lépnek a plazma elektronjaival vagy ionjaival, melynek során a hullám energiát ad át a részecskének. A használt hullámok frekvenciája és a kölcsönhatásban résztvevő részecskék típusa alapján három különböző nagyfrekvenciás fűtési eljárást különböztetünk meg:

Ion ciklotron rezonancia fűtés (ICRH, angolul: ion cyclotron resonance heating): 20–100 MHz, energiaátadás ionoknak.

Alsó hibrid frekvenciás fűtés vagy áramhajtás (LHCD, angolul: lower hybrid current drive): 1–8 GHz, energiaátadás kollektív elektron-ion rezgéseknek.

Elektron ciklotron rezonancia fűtés (ECRH, angolul: electron cyclotron resonance heating): 30–170 GHz, energiaátadás elektronoknak.

A hullámok különböző frekvenciája miatt a hullámhosszok is jelentősen eltérnek egymástól. Míg az ECRH hullámokat néhány milliméteres hullámhossz jellemzi, addig az ICRH esetében a hullámhossz a plazma méreteivel összemérhető (akár 1 m is lehet).

Ion ciklotron rezonancia fűtés

Az ion ciklotron rezonancia fűtés során egy rádióhullám energiáját adjuk át a plazma ionjainak. A rádióhullámokat nagy keresztmetszetű hullámvezetőkön (2.7) vezetik a plazmához. A plazma szélén az ion ciklotron hullámok csillapítása igen erős, ezért a hatékonyság érdekében az ICRH antennákat (2.8. ábra) a plazmához nagyon közel kell elhelyezni, aminek következtében érintkezhet a plazma szélével. A plazmához közeli antenna egyrészt perturbálja a plazma szélét, másrészt az érintkezés következtében az antenna felmelegedhet, továbbá szennyezők is juthatnak a plazmába, melyek sugárzásuk révén rontják a plazmaösszetartást. Mivel a sugárzás a szennyező rendszámának második hatványával arányos, célszerű minél kisebb rendszámú anyagból készíteni az antennákat, vagy lehetőség szerint ilyen bevonattal ellátni őket. A leggyakrabban használt alacsony rendszámú anyagok a bór, berillium és a szén (grafit). További részletek a plazmával érintkező anyagok tulajdonságairól a 2.6. fejezetben olvashatók.

Ha az ICRH hullám frekvenciája és a plazma ionjainak ciklotron frekvenciája megegyezik, energiaátadás jön létre az ionok és a hullám között. Az energiaátadás akkor is megtörténhet, ha a hullám frekvenciája egész számú többszöröse az ion ciklotron frekvenciának. Ezt a rezonanciafeltételt fejezi ki a (2.1) egyenlet.

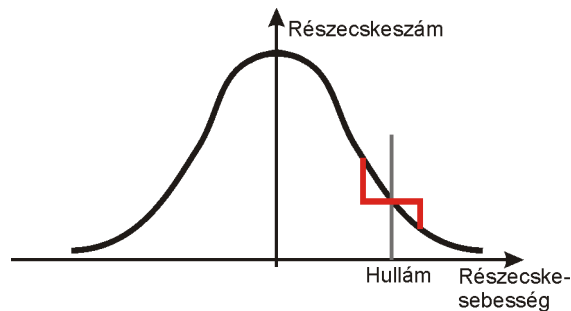
$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} \approx n\omega_{c,i}, \quad (2.1)$$



2.7. ábra. ICRH hullámvezetők az ASDEX Upgrade tokamaknál.



2.8. ábra. ICRH antenna.



2.9. ábra. Az alsó hibrid áramhajtás (LHCD, angolul: lower hybrid current drive) sematikus vázlata.

ahol $\omega_{c,i}$ jelöli a plazma ionok ciklotron frekvenciáját, k_{\parallel} és v_{\parallel} a k hullámszám és a v_{\parallel} részecske sebesség \mathbf{B} mágneses térrel párhuzamos komponensét, és $n \in \mathbb{N}$ a rezonancia rendje.

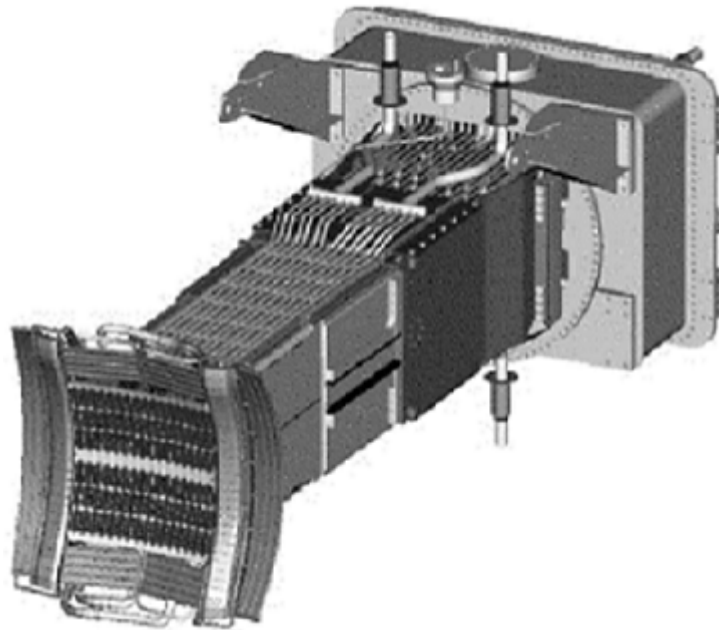
Kis sűrűségű plazmákban lehetséges a plazmában kis mennyiségben előforduló, más rendszámú ionok (például hidrogén vagy ^3He) fűtése a saját ciklotron frekvenciájukon. Ekkor ezek a fűtött ionok ütközések során adják át energiájukat a plazma egészének. Ezt a fűtési módot kisebbségi fűtésnek (angolul: minority heating) nevezik.

Alsó hibrid fűtés és áramhajtás

Az alsó hibrid hullám egy kollektív ion-elektron hullám, ami pontosan a mágneses térre merőlegesen terjed. Az alsó hibridhullám frekvenciája jó közelítéssel éppen az elektron és ion ciklotron hullámok számtani közepe. Az alsó hibrid hullámokat úgynevezett klisztronokkal hozzák létre. A fűtési teljesítmény elérheti az 1 MW-ot is.

Az alsó hibrid hullámok négyzetleges üregvezetőkön jutnak el az antennához (2.10. ábra). A sikeres fűtéshez az alsó hibrid hullám mágneses térrel párhuzamos fázissebességkomponensének kell az elektronok párhuzamos sebességével megegyezni. Nagy elektronhőmérséklet esetén a Landau-csillapítás olyan erős, hogy a hullám nem tudja elérni a plazma közepét. Mivel a hullám becsatolása erősen függ a plazma törésmutatójától és mágneses térrel párhuzamosan polarizált hullámra van szükség, ezért a becsatoláshoz sok hullámvezetőből álló, úgynevezett fázisvezérelt csoportantennákat használnak. Az antennákkal szemben elvárás a jó sugárállóság és a mechanikai szilárdság. Ezen felül az antennákat aktívan hűteni kell.

Az alsó hibrid hullámokkal folyamatos áramhajtás érhető el, így a tokamakok folyamatos üzemeltetésében nagy szerepe lesz, ugyanis bootstrap árammal (lásd 2.4.4. fejezet) kiegészítve lehetséges a plazmaáram folyamatos fenntartása transzformátor nélkül is. Csak alsó hibrid hullámmal már sikerült a Tore Supra tokamakot beindítani, azonban ilyen módon H-módú plazmát nem tudtak létrehozni.



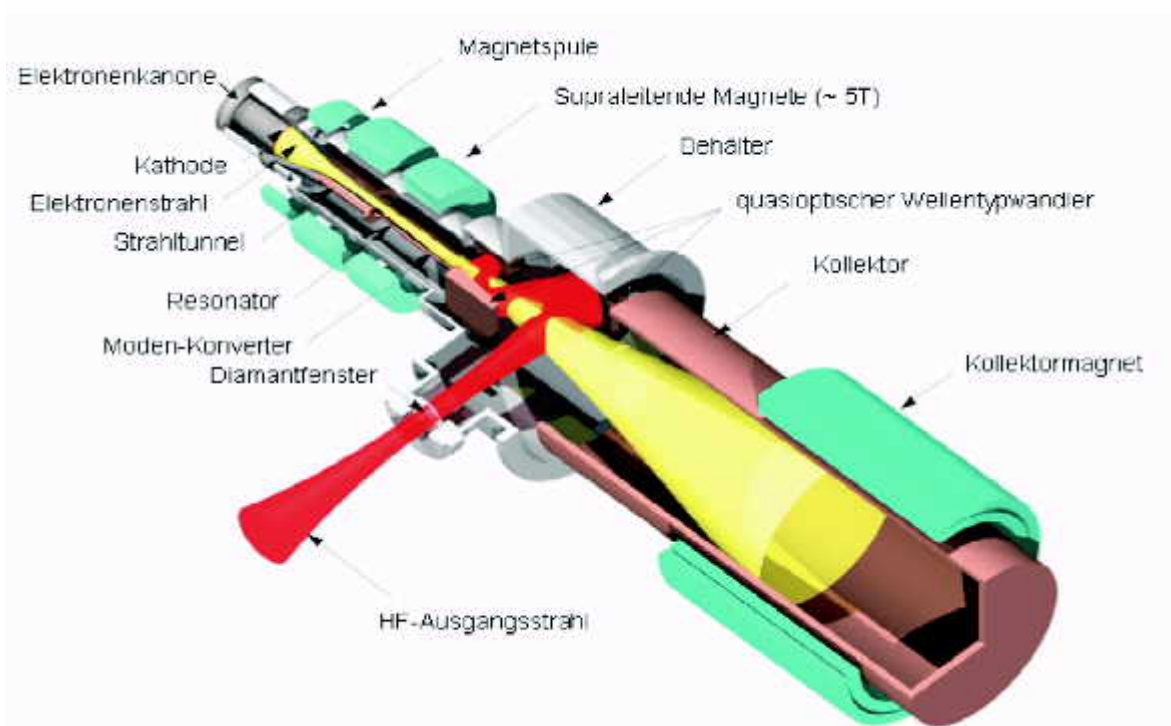
2.10. ábra. Az alsó hibrid áramhajtás antennája.

Elektron ciklotron rezonancia fűtés

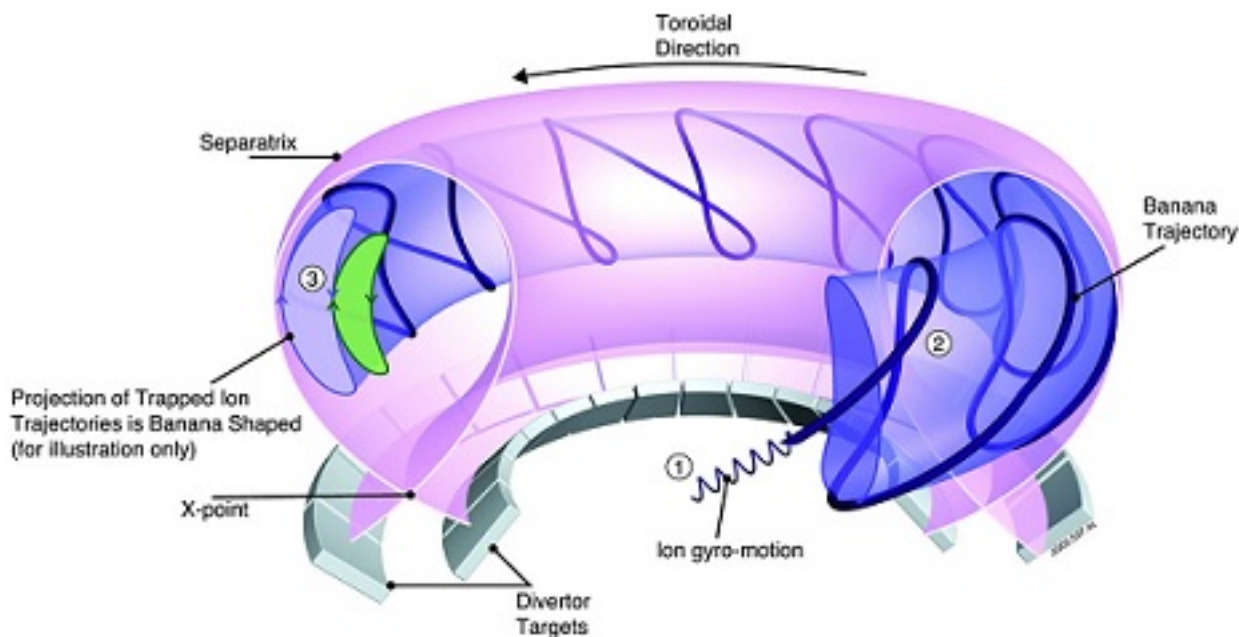
A nagyfrekvenciás elektron ciklotron hullámokat girotronok állítják elő. A girotronok működése az üreghullámok és egy elektronnaláb kölcsönhatásán alapul. Felépítése: elektronágyú, rezonátor, kollektor és dielektrikum ablak (ipari gyémánt) a fény kicsatolásához. (2.11. ábra)

Az elektronágyú elektronjai a katód és anód közti elektromos térben felgyorsulnak, majd bejutnak egy elektromágnesek által keltett erős axiális mágneses térbe, ahol az erővonalak körül spirálpályán nagy sebességgel mozgó elektronok elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. A hullám frekvenciája megegyezik az elektronok körfrekvenciájával. A rezonátorban a relativisztikus elektronok továbbra is kölcsönhatásban vannak a mágneses térrel, ami által a hullám tovább erősödik. A hullámot végül egy kvázi-optikai hullámátalakító és tükrök segítségével kivezetik a gyémánt ablakon. Az elektronokat a girotron végén egy kollektor gyűjti össze.

A girotronból kilépő hullám könnyen be tud hatolni a plazmába, ezért nem szükséges antennák használata, így szennyezőket sem juttatunk a plazmába. A folyamatos működéshez fontos lépés volt a kémiai párologtatással előállított gyémánt (CVD gyémánt, angolul: chemical vapor deposited diamond) felfedezése. Egy szobahőmérsékleten működő ablak 2 MW teljesítményt tud a plazmába csatolni, és közvetlenül vákuumablakként is használható. A technológia fúziós erőműben való használatra is kész, mivel a CVD gyémánt 100 MW/m² teljesítménysűrűség átviteli képessége mellett elég kis méretű ab-



2.11. ábra. A gyrotron felépítése.



2.12. ábra. Banánpályák alakja tokamakokban. Két banánpálya érintkezésénél keletkezik a bootstrap áram.

lakokat kialakítani. Egy 2 MW teljesítményű fűtés belépőablaka például elég, ha 200 cm² nagyságú.

Elektron ciklotron hullámokkal is lehet áramot hajtani, hogyha a hullámot nem mérőlegesen vezetjük be a plazmába. A lokálisan létrejövő kis áramokkal a plazmaprofilokat lehet korrigálni, illetve a lokális instabilitásokat lehet stabilizálni, például a neoklasszikus szakító módusokat (NTM, angolul: neoclassical tearing mode).

2.4.4. Bootstrap áram

Külön ki kell emelnünk egy nem fűtéssel kapcsolatos áramhajtási formát, a bootstrap áramot. Ezt az áramot a plazmában kialakuló nyomásgradiens hajtja (2.12. ábra). Mivel a nyomágradiens általában a plazma szélén a legnagyobb, ezért a bootstrap áram is jellemzően a plazma szélén folyik. Létre lehet hozni azonban belső transzportgátákat is, mely szintén megnövekedett nyomásgradienssel társul, így a bootstrap áram a plazma belsőbb régiójában is létre jöhet.

A TCV tokamakon (Lausanne, Svájc) sikerült elérni, hogy a plazmaáramot 100%-ban a bootstrap szolgáltatassa. Az így létrehozott plazma azonban erősen instabil volt, továbbá a plazmaösszetartás sem volt megfelelő. 80%-os bootstrap áram elektron ciklotron hullám által keltett árammal kiegészítve ígéretes nem-induktív áramhajtási módnak tűnik.

2.5. Anyagutánpótlás

A plazmából elvesző vagy a fúziós reakciók miatt fogyó üzemanyag pótlására többféle lehetőség létezik. Ezek egyikét, a semleges atomnyaláb fűtést, már az fűtéseket bemutató 2.4.2. fejezetben ismertettük. Ebben a fejezetben további két anyagutánpótlási lehetőségről, a gázbeeresztésről és a pelletbelövről lesz szó.

2.5.1. Gázbeeresztés

Az egyik legegyszerűbb anyagutánpótlási mód, amikor a plazma szélén levő szelepen keresztül a plazma anyagával megegyező gázt engednek be a vákuumkamrába. A beeresztett gáz a plazma szélén ionizálódik, ezáltal az új részecskék nem jutnak be közvetlenül a plazma belsejébe, tehát ezen a módon csak a plazma szélén lehet megnövelni a sűrűséget. A plazma széléről az ionok csak befelé mutató transzportmechanizmusokkal tudnak a plazma belsejébe jutni, ezért ez a módszer nem túl hatékony.

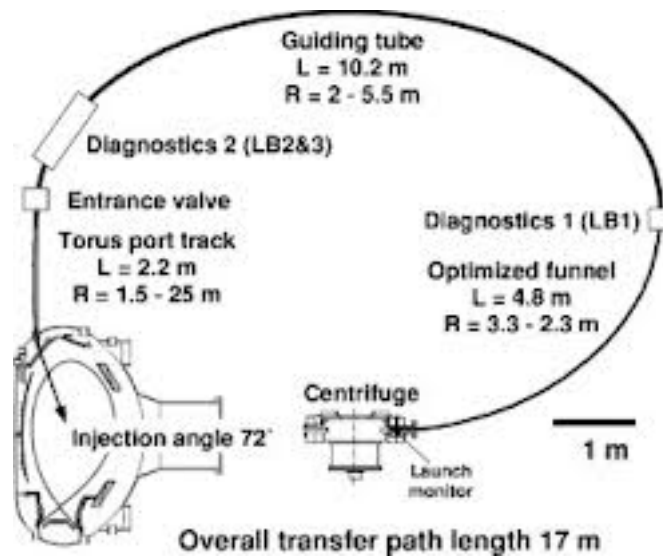
Gázbeeresztést nem csak anyagutánpótlási céllal alkalmaznak a tokamakokban, hanem biztonsági funkciója is van. Amikor a plazma túlságosan instabillá válik és fennáll a diszrupció (lásd 2.6.3. fejezet) lehetősége, akkor az operátorok nagy mennyiségű gázt juttatnak a vákuumkamrába. A bejuttatott gáz lehűti a plazmát, és a plazma összeomlásához vezet. Az eredeti diszrupció és a gáz által létrehozott között az a nagyon fontos különbség, hogy a szándékosan beeresztett gáz miatt a plazma egyenletesebben fogja lesugározni a teljesítményét, kevésbé alakulnak ki forró pontok a berendezés falán, tehát nem károsodik a berendezés.

2.5.2. Pelletbelövés

A plazmafizikában pelletnek nevezzük az apró, fagyasztott anyagdarabokat, melyeket belőnek a plazmába. Anyagutánpótlási célra általában deutériumból készítenek pelletet, mely azonban így nagyon törékeny, ezért a mechanikai stabilitás javítására időnként néhány százalék alacsony rendszámú anyaggal (jellemzően szénnel) adalékolják.

A pelletek előállítása során a gázt hideg felületre kifagyasztják, majd a dérhoz hasonló szerkezetű anyagot 1-2 mm átmérőjű rúddá préselik, extrudálják. A fagyasztott rudakat a kívánt méretűre (jellemzően 1-2 mm) felszeletelik, majd egy centrifugával felgyorsítják néhány 100 m/s sebességre. A felgyorsított pelleteket egy csövön keresztül a plazmába vezetik (2.13. ábra). A pelleteket célszerű a plazma nagy mágneses terű oldalára (HFS, angolul: high field side) juttatni, mivel ekkor a fellépő erők a plazma közepe felé viszik a pelletről leszakadó ionizált felhőt, míg az alacsonyabb mágneses terű oldalon ugyanezen erőhatás kifelé hat. Mivel a fúzió során a legtöbb résecske a plazma közepéről fog elfogyni, ezért a pótlást is célszerű a plazma közepére irányítani.

A pelleteket sem csak anyagutánpótlásra használják, hanem plazmaszéli instabilitások (ELM-ek) szabályozására is. Megfigyelték, hogy elegendően nagy méretű pelletek a



2.13. ábra. A pelletbelövő rendszer felépítése az ASDEX Upgrade tokamagnál.

plazmába érve ELM-eket keltenek. Így az ELM-ek természetes ismétlődési frekvenciája megnövelhető, ami a megfigyelt összefüggés szerint (**hivatkozás**) az ELM méretének csökkenéséhez, ezáltal a plazmafal kisebb terheléséhez vezet. Továbbá nagyon nagy, vagy szennyező atomból álló pellettel szintén lehetséges plazmaösszeomlást előidézni. Ez utóbbi pelleteket gyilkos pelleteknek (angolul: killer pellet) szokás nevezni.

2.6. Plazmahatároló elemek

Az üzemeltetés szempontjából nagy szerepe van a plazmahatároló elemeknek. Ez az összefoglaló neve a vákuumkamrában minden olyan alkatrésznek, mely a plazmával érintkezik.

Alapvetően minden, ami a vákuumkamrán belül van, érintkezhet a plazmával. Másrészt viszont vannak olyan elemek, amiknek a plazmához közel kell lenniük, ellenben mégsem szeretnék, hogyha érintkeznének a plazmával. Ebbe a kategóriába tartozik a legtöbb diagnosztika, de akár az ICRH fűtés antennái is. Azért, hogy a plazmahatároló fal (első fal) bizonyos pontjait megvédjük a plazmától, ki kell alakítani olyan területeket, ahol a plazma hozzáérhez a falhoz, és lehetőség szerint csak ott ér hozzá. Az ilyen plazmahatároló elemeknek két fő típusa van, a *limiter* és a *divertor*. Ezek főbb tulajdonságait a 2.6.1 és a 2.6.2 alfejezetekben foglaljuk össze, miután átnéztük, milyen anyagokból készülhetnek.

Azok a felületek, melyek a plazmával érintkeznek, szennyezőket juttatnak a plazmába a gyors részecskékkel való kölcsönhatás, porlasztás miatt. A szennyezők a rendszámuk négyzetével arányosan sugározzák le az energiát, tehát cél, hogy minél kisebb rendszámú

anyagok érintkezzenek a plazmával, vagy rendkívül nehezen porlaszthatók legyenek. A fúziós berendezésekben a falak anyagaként leggyakrabban használt elemek a berillium, bór, szén és a volfrám.

A berillium egy alacsony rendszámú ($Z = 4$), mérgező elem alacsony olvadásponttal (1560 K). A berilliumot általában vékony rétegben viszik fel a szén (grafit) falra. Az ITER tokamak (Cadarache, Franciaország) első falát is berilliummal tervezik bevonni, és jelenleg a JET tokamaknál (Culham, Nagy-Britannia) végeznek ilyen fallal kísérleteket, hogy minél jobban megismerjék a tulajdonságait.

A berilliumnál eggyel nagyobb rendszámú elem a bór ($Z = 5$), mely magasabb olvadásponttal rendelkezik (2349 K). A bórt is vékony rétegben szokták felpárologtatni az első falra. Az így felvitt bór egy-kétszáz plazmakisülés alatt elfogy a falról, ezért például az ASDEX Upgrade tokamaknál (Garching, Németország) körülbelül havonta boronizálják a falat.

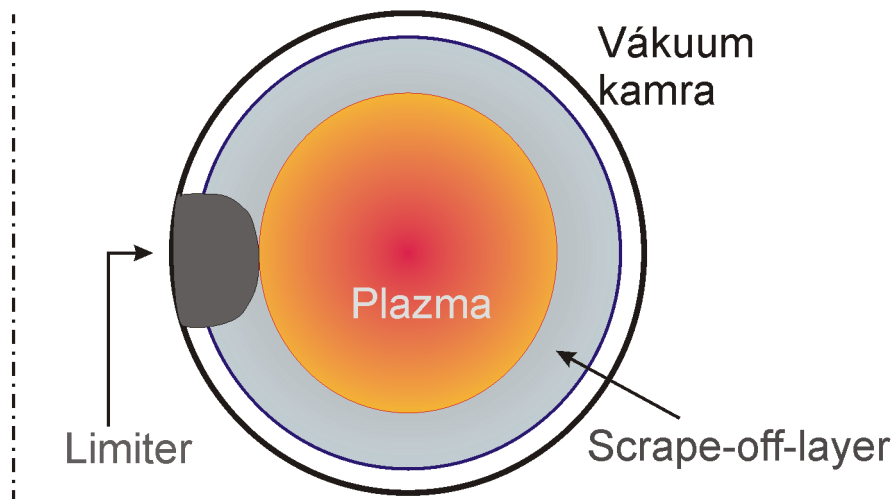
A következő széles körben használt elem a szén ($Z = 6$), mely többféle formában fordul elő az első falon: grafitként vagy szénszálas szén kompozitként (CFC, angolul: carbon fiber composite). A szén nagy előnye a többi lehetséges elemmel szemben, hogy nem olvad, hanem szublimál, ezért a legtöbb mai berendezésben előfordul valamilyen formában. Hátránya, hogy a szén kémiai reakcióba tud és szeret lépni a hidrogénnel, és összes izotópjával, tehát a tríciummal is. A keletkező szén-hidrogének por formájában leülnek a berendezés aljára. Por formájában pedig könnyen belélegezhetőek, és mivel a trícium radioaktív anyag, ezért a szén és a trícium együttes használata komoly problémát jelent. Emiatt az ITER esetében előírás, hogy a tríciumos üzemeltetéshez nem lehet szén a berendezésben.

Sok fúziós berendezésben használnak volfrámot plazmahatároló elemként nagy rendszáma ($Z = 74$) ellenére is magas olvadáspontja (3695 K) és a porlasztásnak való rendkívüli ellenállóképessége miatt. Amennyiben egy volfrámból készített elemnek éles széle, sarka van, ott a nagy részecskefluxus olvadást okoz, amit el kell kerülni, ezért minden volfrám elemnek lekerekített széle van.

2.6.1. Limiter

A limiter lényegében egy anyagdarab, amit közelebb teszünk a plazmához mint a fal többi elemét, ezért a plazma itt fogja elérni a falat. A limiter működési elvét szemlélteti a 2.14. ábra. A plazma szélén elhelyezett anyagdarab „elvágná” a szélső mágneses erővonalakat, melyek így mind a limiteren érnek véget. Ezen nyílt erővonalak mentén mozgó részecskék mind a limiterre fognak érkezni, viszont a limiter mögött kialakul egy „árnyékszóna”, ahol a részecskefluxus jelentősen kisebb lesz. Ezekre a védett helyekre általában érzékenyebb diagnosztikákat szoktak elhelyezni.

Egyszerűsége okán limitert már a régebbi berendezésekben is használtak, és azóta is minden berendezés fontos alkotóelemei. A limitereket különböző irányokban szokták elhelyezni, így beszélhetünk poloidális és toroidális limiterről is. Sok esetben egy plazma-



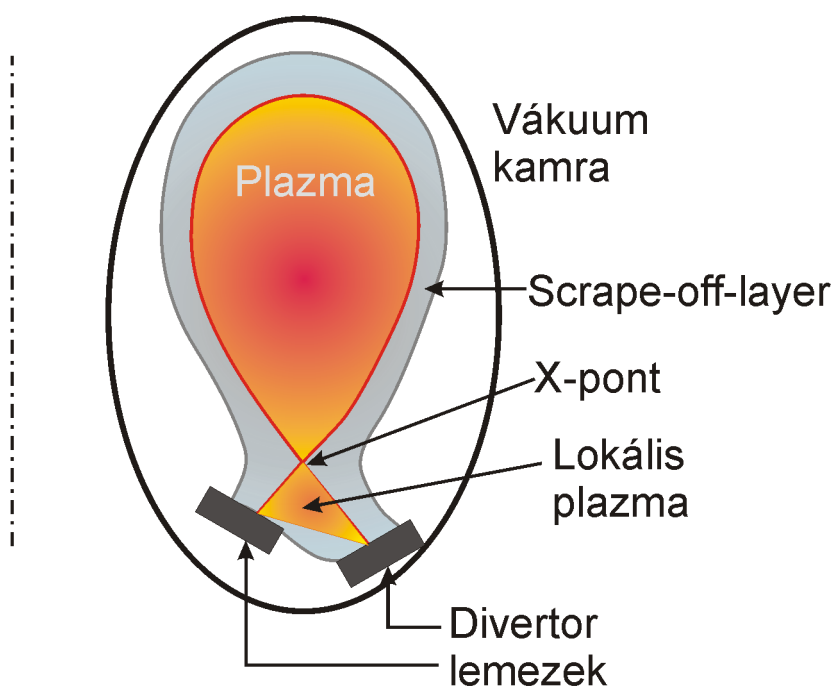
2.14. ábra. Limiter.

kisülés elején limiteres üzemmódban, cirkuláris plazmával indulnak, majd utána térnek át a divertoros működésre.

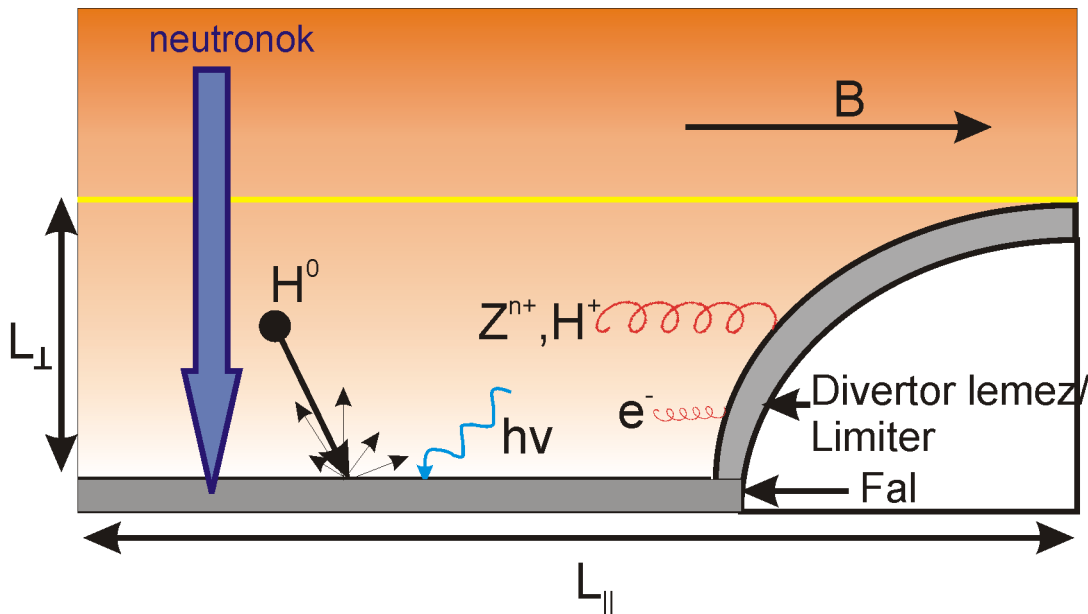
2.6.2. Divertor

A divertor elsősorban tokamakokban előforduló plazmahatároló elem, melyet hatékonysága miatt más típusú berendezésekben, például sztellarátorokban is megpróbálnak alkalmazni kis változtatással. A divertorkoncepció lényege, hogy külső mágneses térrel úgy változtatják meg a plazma alakját, hogy az erővonalak a divertoron végződjenek. A szükséges mágneses teret a berendezés (tokamak) alján és/vagy tetejénél elhelyezett divertortekercsekkel valósítják meg, melyekben a plazmaárammal megegyező nagyságú, de ellentétes irányú áramot hajtanak. Ezáltal az erővonalaknak 8-as, vagy alsó-felső tekercs esetén dupla 8-as alakja lesz, úgynevezett *X-pont* jön létre. A divertoros plazma sematikus felépítése a 2.15. ábrán látható.

A divertor előnye, hogy használatával sokkal tisztább plazmát lehet létrehozni, mivel az erővonalak mentén a plazma-fal kölcsönhatást el lehet távolítani a plazmától, így a divertorból származó szennyezők sokkal nehezebben jutnak vissza a plazmába, jobb hatásfokkal lehet őket eltávolítani. A divertorral létrehozott tisztább plazmával sikerült a németországi ASDEX tokamakban felfedezni az úgynevezett H-módot, mely ma is a fúziós berendezések alapvető üzemmódja.



2.15. ábra. Divertor.



2.16. ábra. A plazma-fal kölcsönhatás folyamatai.

2.6.3. Plazma-fal kölcsönhatás

Divertor és limiteretek használatával az első falat csak semleges részecskék mint neutronok, atomok és fotonok érik el nagy számban, mivel rájuk nem hat a mágneses tér – a töltött részecskék döntő többsége (elektronok és ionok) a diverorra és a limiterekre jutnak az erővonalak mentén. A domináns részecskefluxusokat a 2.16 ábra szemlélteti.

A berendezés falát érő ionfluxus pontos nagyságát a L_{\perp} részszélességben zajló mágneses térre merőleges és a sokkal nagyobb L_{\parallel} távolságon megvalósuló mágneses térrel párhuzamos transzport együttes hatása adja. A mágneses térre merőleges transzport jó közelítéssel ugyanolyan gyors elektronokra és ionokra, de az erővonal-menti transzport a nagyságrendileg különböző termikus sebességek miatt sokkal gyorsabb elektronokra. A plazma csak úgy maradhat makroszkopikusan semleges, ha a limiter felületénél fellép egy ambipoláris elektromos tér, ami az elektronokat lassítja, az ionokat meg gyorsítja a szilárd felület felé. Ezzel az elektromos térrel jellemzett elektrosztatikus potenciált hívjuk *burok potenciálnak* (angolul: sheath potential). A burok potenciál rendkívül kellemetlen a plazmahatároló elem porlasztása szempontjából, mert a becsapódó ionok energiáját megnöveli, és a keletkező másodlagos ionokat is visszafordíthatja a szilárd anyag felé megtöbbszörözve ezzel a porlasztó hatást.

A divertor védelme különösen fontos feladat mind az ITER tokamak, mind a jövőbeli fúziós erőművek szempontjából. Amennyire csak lehet törekedni kell arra, hogy a divertort érő hőterhelés minél kisebb és lehetőleg egyenletes legyen. Egy megoldási lehetőség erre egy lokális, sűrű, úgynevezett *lecsatolt plazma*, létrehozása a divertor felett, mely

egyenletesen lesugározza az energiát a divertorlemezekre, megóvva azokat a nagy lokális terhelésektől. Mint az a 2.17 ábrán látható, a divertorhoz *csatolt plazmákkal* ellentétben a lecsatolt plazmánál nincs direkt plazma–fal kapcsolat, így a divertor kevésbé károsodik. A divertor feletti lokális plazma azonban nem stabil, így nagyobb instabilitások, mint például a nagyobb plazma széli módusok (ELM-ek) teljesen magukkal tudják sodorni a lecsatolt plazmát, így a hőterhelés ismét a divertorlemezekre jut.

Egy mágneses összetartású berendezésben a divertoron kívül is jelentkezhetnek lokális hőterhelések a berendezés falán. A 2.18 ábrán látható *filamentumoknak* a mágneses tér mentén elnyúlt nagyobb sűrűségű plazmát hívjuk. Ilyenek több okból is keletkezhetnek, de legjelentősebb előfordulásuk az ELM-ekhez köthető. Radiális mozgásuktól függően a filamentumok energiájuk nagy részét leadhatják a divertorban, a limitereken de akár a berendezés belső falán is mindenhol erősen lokalizált terhelést okozva.

A falra a legnagyobb veszélyt a *diszrupciók* jelentik. Diszrupciónak nevezzük a plazma összeomlását, amikor a plazmaösszetartás rövid idő alatt elvész. Egy ilyen eseményt láthatunk a 2.19 videón, ahol egy módus keletkezik a plazmában, megállítja a plazma forgását és diszrupciót okoz. Ez általában azzal jár, hogy a plazma egyszerre lesugározza teljes energiáját. Ez a sugárzás viszonylag egyenletesen oszlik el a falon, viszont így is hatalmas hőterhelést jelent. Ha fennáll a veszélye, hogy a plazma pozíciója felett elveszítik az ellenőrzést, ezt a lesugárzást az operátorok szándékosan is előidézhetik úgy, hogy egyszerre sok gázt eresztenek be a plazma szélére (masszív gázbeeresztés), amely a plazma gyors lehűléséhez, majd összeomlásához vezet.

A diszrupciók egyik veszélye, hogy a plazma hirtelen veszíti el teljes energiáját, ami miatt erős elektromos terek keletkeznek, melyek gyors részecskéket keltenek és gyorsítanak. A felgyorsult részecskék nyalábokba állhatnak össze. Ilyen, vagy más okokból felgyorsult, kollimált részecskenyalábok lokálisan komoly károkat okozhatnak.

2.7. Diagnosztikák

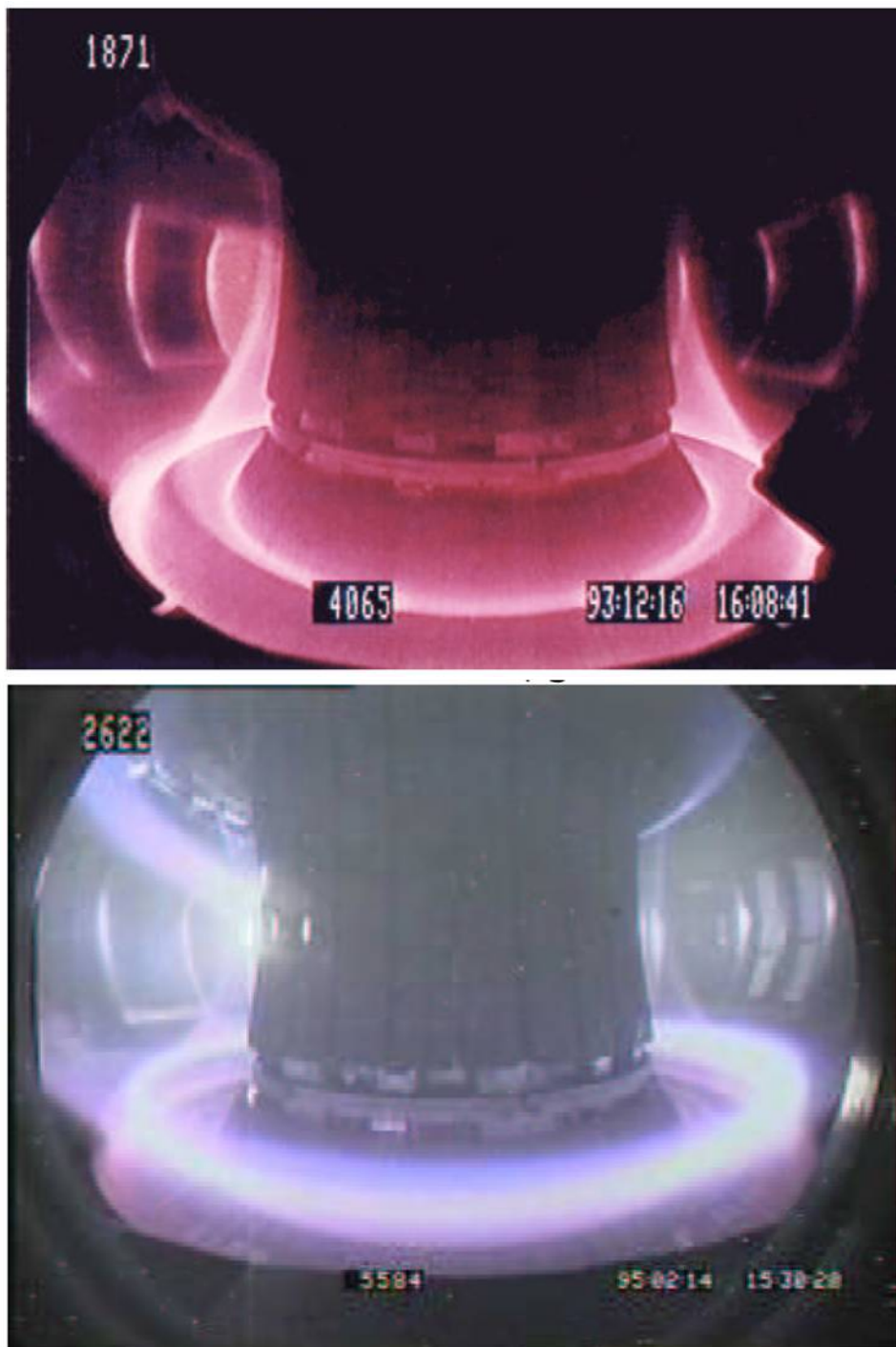
A fúziós paraméterű plazmák mérés technikája nem egyszerű: legtöbbször a plazma fizikai tulajdonságaira csak közvetve tudunk következtetni, ezért a fúziós berendezések mérőműszereit diagnosztikáknak hívjuk. A fúziós berendezések számos különböző diagnosztikával vannak felszerelve. A diagnosztikák egy lehetséges csoportosítása a célja szerint történik:

1a: Szabályozás és védelem

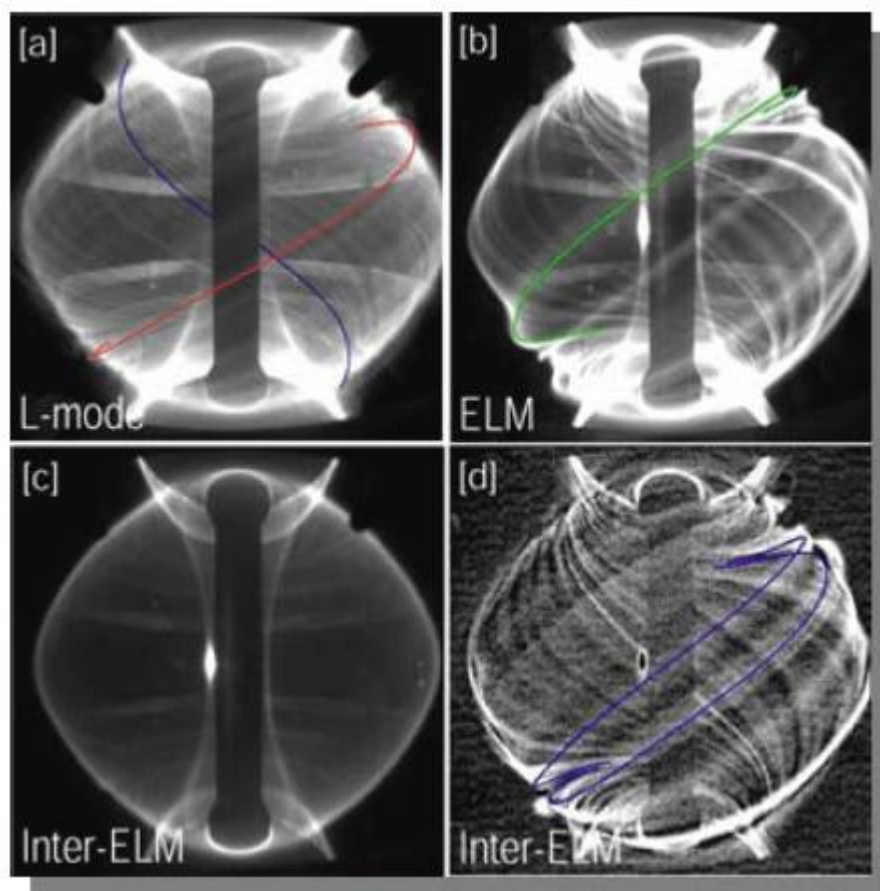
plazma pozíció

hőterhelés a plazmára néző elemeken

toroidális mágneses tér, plazmaáram, elektronsűrűség, nyomás (stabilitási határok)



2.17. ábra. Csatolt és lecsatolt plazma az ASDEX Upgrade tokamakokon. A látható fény tartományban készült képek az alacsony hőmérsékletű, atomokat is tartalmazó plazma vonalassugárzását mutatja.



2.18. ábra. Különböző filamentumok a MAST tokamakokon. Közös vonás az erővonal entén elnyúlt szerkezet.



2.19. ábra. Egy erős módus leállítja a plazma forgását és diszrupciót okoz a Tora Supra tokamakban. A video megtekinthető a jegyzet online változatában.

...

1b: Finomszabályozás

hőmérséklet profilok

hélium sűrűség

...

2: Teljesítmény értékelése, fizikai megértés

elektronhőmérséklet-, elektronsűrűség-fluktuációk

radiális elektromos tér

...

A diagnosztikák másik csoportosítási módja az aktív illetve passzív diagnosztikákra elkülönítés. Passzívnak nevezzük azokat a diagnosztikákat, melyek úgymond csak megfigyelik a plazmát, de nem befolyásolják azt. Ezzel szemben az aktív diagnosztikák a

plazma valamilyen hatásra adott válaszát mérik. Alább egy pár példát mutatunk be egyikre és másokra is.

Mágneses tér mérése

A plazmafalra szerelt kisebb-nagyobb tekercsekkel mérik a mágneses tér változása által indukált feszültséget. Több tekercs jelének együttes felhasználásából meghatározható a plazmaáram nagysága, a plazma pozíciója a vákuumkamrában, de a plazmában lévő mágneses struktúrák helyére és térbeli szerkezetére is következtetni lehet.

Elektronhőmérséklet mérése

Az elektronok hőmérséklete és termikus sebessége egyértelmű kapcsolatban áll. Ezért a hőmérsékletmérés egy módja a sebességmérés, mely a traffipaxhoz hasonlóan elvégezhető. A plazmába egy meghatározott frekvenciájú lézernyalábot bocsátunk, mely szóródik a mozgó elektronokon (Thomson-szórás). A szóródás során bekövetkező frekvenciaváltozás a szóró részecske sebességével arányos. A szórt fény frekvenciájának pontos méréséből tehát meghatározható az elektronsebesség, melyből kifejezhető az elektronhőmérséklet.

Egy másik módszer az elektronhőmérséklet meghatározására az elektron ciklotron sugárzás mérése. A ciklotronmozgást végző elektronok a pályájukon haladva ciklotron-sugárzást bocsátanak ki az ω_c ciklotronfrekvencián és ennek felharmonikusain. Normál fúziós plazmákban ezek intenzitása csak a hőmérséklettől függ. Mivel a ciklotronfrekvencia függ a mágneses tér erősségétől, ami a tokamakokban $1/R$ szerint változik a sugárral, így lokális hőmérsékletmérés valósítható meg.

Ionhőmérséklet mérése

Nagy sűrűség mellett az elektronok és ionok hőmérséklete jó közelítéssel megegyezik a gyakori ütközések miatt, de mágneses összetartású fúziós plazmákban nem mindig ez a helyzet. A 2.4.3. fejezetben ismertetett nagyfrekvenciás fűtések külön-külön tudják fűteni az egyes részecsketípusokat jelentős hőmérsékletkülönbséget kialakítva.

Az ionok nagy tömege miatt a Thomson-szórásos hőmérsékletmérés nem alkalmazható. Egy lehetséges mérés arra épül, hogy egy töltéscsere reakcióval semlegesítődő ionra nem hat a mágneses tér, így elhagyhatja a plazmát, a plazma szélén pedig megmérhetjük az energiáját, ez a semleges részecske analizátor.

Másik lehetőség a szennyezők sugárzásának mérése. Amikor egy ion teljes mértékben ionizált, nem bocsát ki sugárzást. Az elektronokkal még rendelkező ionok azonban karakterisztikus vonalas sugárzást bocsátanak ki, ahol a sugárzás hullámhossza függ az ion sebességétől. Hullámhossz mérésével tehát meghatározható a hőmérséklet a sebességen keresztül.

Elektronsűrűség mérése

A Thomson-szórás segítségével nemcsak az elektronhőmérsékletet, hanem az elektronsűrűséget is meg lehet határozni, még hozzá a szórt sugár intenzitásából. Több, kalibrált detektor használatával a plazma keresztmetszete mentén sűrűségprofil is mérhető. A jó időfelbontáshoz rövid, és nagyfrekvenciás lézerpulzusok szükségesek.

Folyamatos mérést tesz lehetővé az interferometria. Mivel a plazma törésmutatója a sűrűséggel változik, egy referencia és egy plazmán átvezetett lézernyaláb interferenciájának vizsgálatából az elektronsűrűség meghatározható.

A plazma kvázisemlegessége miatt az ionok és elektronok sűrűsége megegyezik a plazmában, ezért nem szükséges külön mérés a két típusú részecskékre.

Olvasnivaló

- Tál Balázs: Ohmikus fűtés, tanulmány <http://magfuzio.hu/tanulmanyok/a-plazma-futese-2>

Irodalom

- Zoletnik Sándor: A fúziós energiatermelés fizikája és technikája, tanulmányok <http://magfuzio.hu/tanulmanyok/>

3. fejezet

Sztellarátorok

Ebben a fejezetben először a lineáris berendezések főbb jellemzőit tárgyaljuk, hiszen ezek úgymond előfutárai voltak a későbbi berendezéseknek, például a sztellarátoroknak. A sztellarátor koncepcióval legtöbbit a németek foglalkoztak, akik egy teljes sorozat kísérleti berendezésben vizsgálták és fejlesztették egyre jobbra a sztellarátorokat, így a fejezet második felében a német sztellarátorprogram főbb állomásait tekintjük végig. A jelenleg építés alatt álló W7-X sztellarátorra pedig külön fejezetet szentelünk.

3.1. Lineáris berendezések

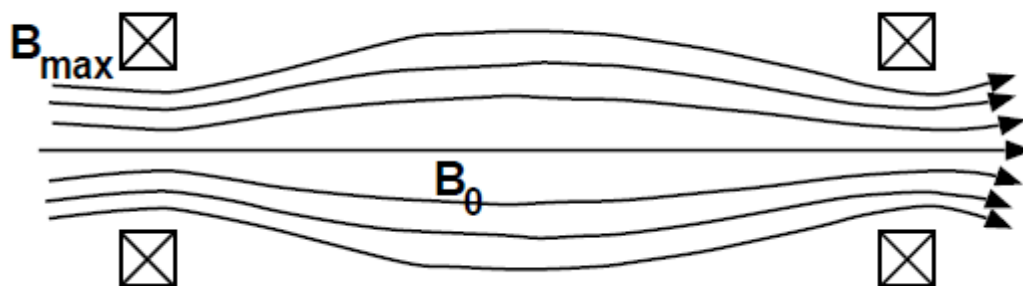
Töltött részecskék mozgását inhomogén mágneses térben vizsgálva ($\nabla\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$) a részecskékre ható erő, az ún. mágneses tükör erő:

$$F_z = -\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad (3.1)$$

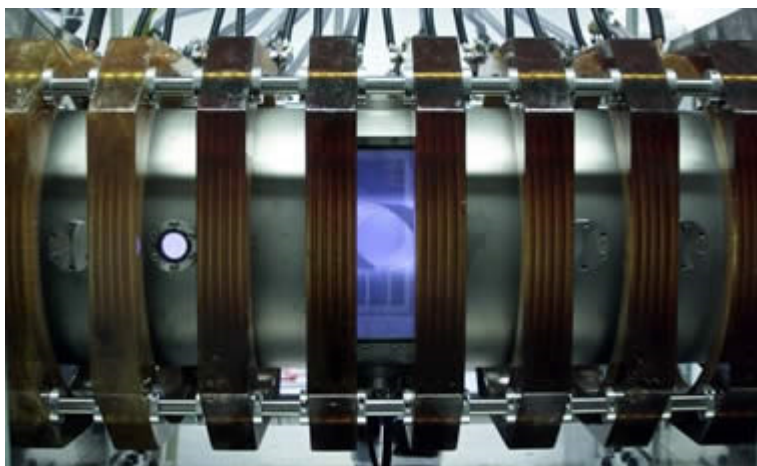
ahol F_z a z irányba ható erő (z a rendszer szimmetriatengelye), m a részecske tömege, v_{\perp} a mágneses térre merőleges sebessége, B és B_z a mágneses tér értéke, illetve ennek z irányú komponense.

A (3.1) képlettel definiált mágneses erő a magasabb mágneses terű tartományokból az alacsonyabbak felé nyomja a részecskéket a töltésüktől függetlenül, így megvalósítható a részecskék összetartása. Ezt használták ki az első lineáris berendezések (3.1. és 3.2. ábra). Mivel azonban a mágneses tengellyel párhuzamosan mozgó részecskékre ez az erő nem hat, ezek a részecskék elvesznek, így a berendezés hosszú távon nem működőképes. A veszteségek leírására definiálható az ún. veszteségi kúp (3.3. ábra), mely a részecskék sebességterében kijelölt kúp alakú tartományt, mely tartományba belépő részecskék kijutnak a berendezésből. Diffúzió és ütközések révén hatására a veszteségi kúpba mindig kerülnek új részecskék, ami végül az összes részecske elvesztéséhez vezet.

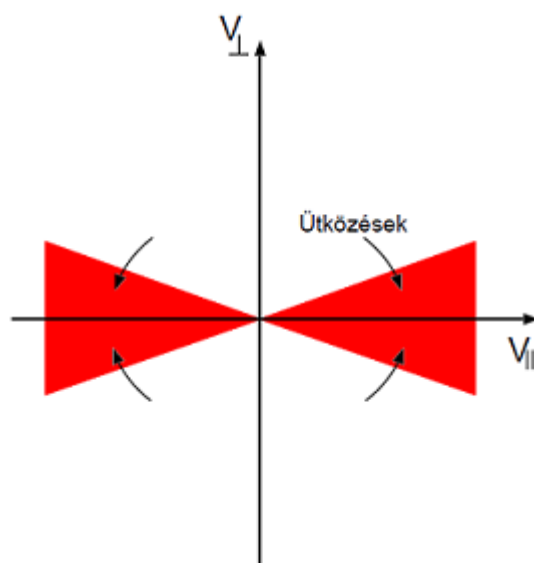
A lineáris berendezések további hátrányai a bennük fellépő instabilitások is.



3.1. ábra. Mágneses tükör geometria.



3.2. ábra. Egy lineáris berendezés.



3.3. ábra. Veszteségi kúp alakja a fázistérben. Ütközések útján a pirossal jelölt részbe kerülő részecskék elvesznek.

A fent vázolt problémák megoldására több javaslat is született, melyek egyik csoportja a veszteségi kúpból eredő részecskevesztést szeretné lecsökkenteni.

Egyik ötlet a tandem tükör alkalmazása a végeken. Ez azt jelenti, hogy a berendezés széléhez két mágneses tükröt tesznek, melyből az elektronok gyorsabban kiszóródnak, mint az ionok, és az így kialakult potenciálgát az ionokat már összetartja. Sajnos ez az elképzelés nem mindig működik.

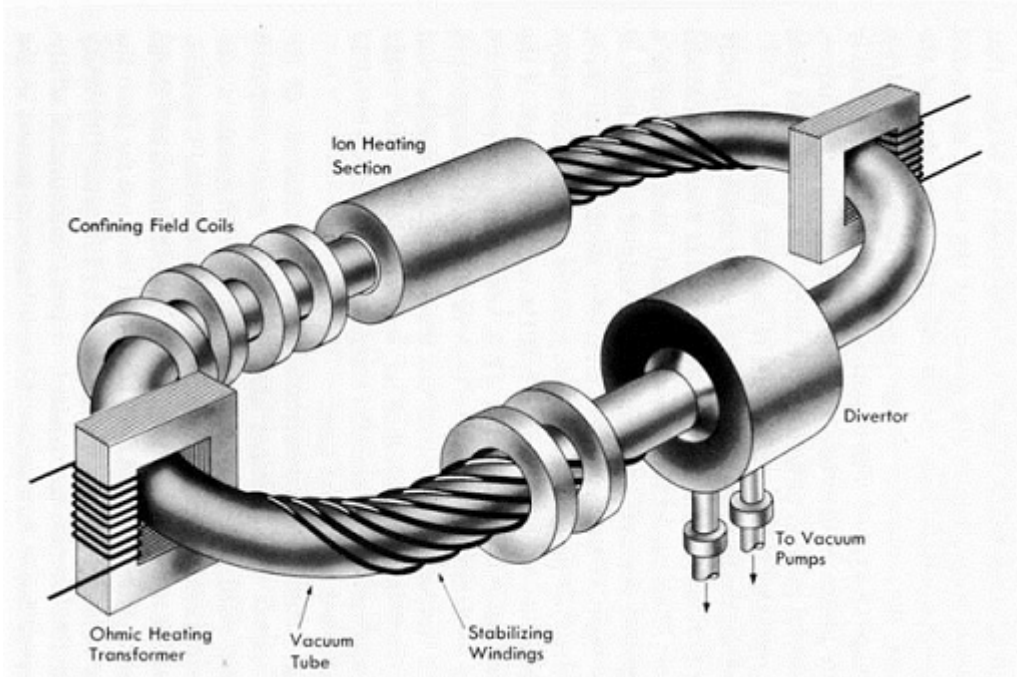
Másik lehetőség még több tükör alkalmazása egymás után. Ekkor az egyik tükrökből kiszóródó részecskék egy másik, szomszédos összetartott régióba szóródnak be, és megfelelően nagy sűrűség mellett a részecske ütközések révén kiszóródhat a veszteségi kúpból. A részecske eredő mozgása lényegében egy diffúziószerű bolyongássá válik.

A végeken fellépő veszteségekre megoldást nyújthat az ICRH (ion ciklotron rezonancia fűtés) használata. Az ion ciklotron frekvenciájú hullámok energiát adnak át az ionoknak, melyeknek így megnőhet a térre merőleges sebességük, és kijuthatnak a veszteségi kúpból.

Megfelelő szöggel belőtt NBI (semleges atomnyaláb) fűtéssel nemtermikus részecskepopuláció hozható létre, amit ha összetartunk, képes fúzióra. Ez a módszer azonban energiatermelésre nem alkalmas.

Egyszerű megoldási lehetőséget kínál a veszteségekből eredő problémákra a hosszú (~100 m-es) berendezés építése, melynek középső tartományában nagy sűrűség és hőmérséklet érhető el.

Az instabilitások kezelésére lehetőség van inverz görbületű tartományok létrehozására, melyek ugyan valóban stabilabbak, de a veszteségeket megnövelhetik. Másik lehetősé-



3.4. ábra. A Model-C sztellarátor.

ség a plazma axiális forgatása, mely egy működőképes elképzelés. A plazma forgatását megfelelő irányú NBI fűtéssel vagy forgó mágneses tér alkalmazásával lehet elérni.

3.2. Sztellarátorok

A sztellarátor koncepciót Lyman Spitzer dolgozta ki és publikálta 1951-ben. A Spitzer által megalkotott elképzelés lényegében 2 lineáris berendezés összekapcsolása, melyben már nincs veszteségi kúp, hiszen a mágneses erővonalak körben záródnak. A berendezésben egy transzformátor segítségével toroidális irányú áramot hajtottak, továbbá helikális tekercsrendszer szolgálta a plazma stabilan tartását.

A Princetonban elkészült Model C sztellarátor lett a világ első működő sztellarátora, mely azonban tökéletes kudarcot hozott. Ennek oka, hogy a klasszikus transzport alapján számolt (3.2) diffúziós együttható helyett a gyakorlatban a (3.3) együtthatót mérték.

$$D_{\perp} \sim \frac{T^{-1/2}n}{B^2} \quad (3.2)$$

$$D \sim \frac{1}{16} \frac{kT}{eB} \quad (3.3)$$



3.5. ábra. A Wendelstein I-A sztellarátor, háttérben a Wendelstein I-B-vel.

A számolt és mért diffúziós állandók ilyen eltérése azért volt probléma, mert a hőmérséklettel D gyökös csökkenés helyett lineárisan nőtt, ami magas hőmérsékletű plazmák esetében igencsak kellemetlen. Súlyosbította a helyzetet, hogy ezt a növekedést a mágneses térrel kevésbé lehetett mérsékelni, mivel itt négyzetes helyett lineáris volt a kapcsolat.

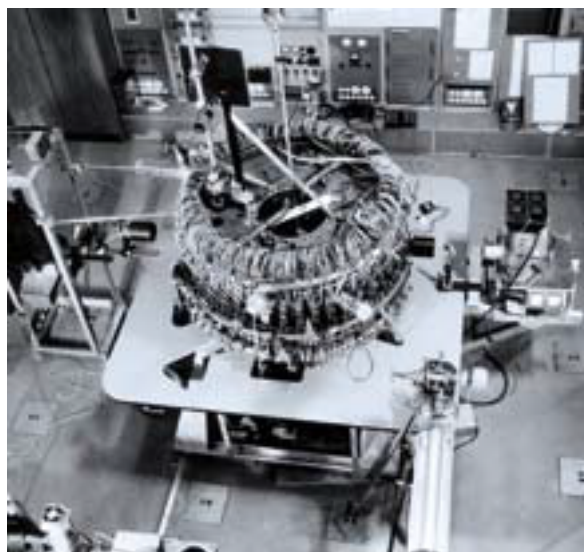
1958-ban a második genfi konferencián ismertették az amerikaiak fúziós kutatások terén elért eredményeiket, azaz a sztellarátor koncepcióját. Bár az amerikaiak kudarcáról számoltak be, a németek érdeklődését felkeltette ez a technológia, így 1961-ben elkezdték a Wendelstein projektet. A sztellarátorok fejlődésének sok elágazása és zsákutcája volt, mi most csak a Wendelstein sorozat példáján ismertetjük a fontosabb lépéseket.

3.3. Kis német sztellarátorok

A németek elsőre két kisméretű sztellarátort is létrehoztak, a Wendelstein I-A és I-B sztellarátorokat (3.5. ábra). Az I-A sztellarátor a princetonihoz hasonlóan $L = 3$ -as csavarodású volt, míg az I-B $L = 2$ -es. Ezekben a berendezésekben cézium plazmát hoztak létre, mivel ezeket már kontakt ionizációval (azaz egyetlen felforrósított tantál golyóval) is lehetett ionizálni. A mágneses tér értéke 1 T körüli volt, és ohmikus (OH) fűtést alkalmaztak. A plazma sűrűségét Langmuir-szondával mérték, a tipikus sűrűség $6 \cdot 10^8$ 1/cm³ körül volt.

Az I-B sztellarátort $L = 2$ -es csavarodással készítették. A plazma még itt is céziumból volt, viszont az ionizációt egy volfrám szárra függesztett tantál golyó elektronsugaras fűtésével oldották meg. A kisülés idejére az elektronsugarat kikapcsolták.

A németek megfigyelték, hogy a mágneses struktúra kismértékű aszimmetriája is lerontja a plazma összetartását, továbbá a berendezésben lévő (a két lineáris berendezés



3.6. ábra. A Wendelstein II-A sztellarátor.

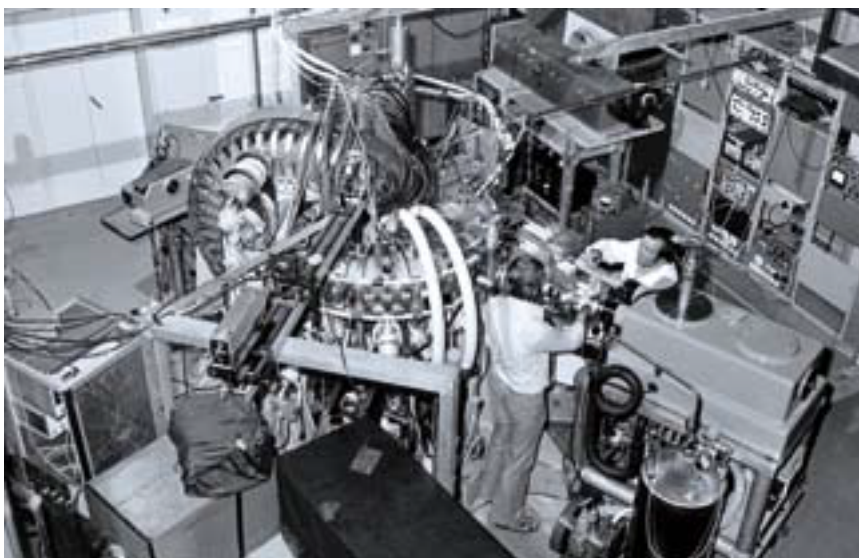
összeillesztéséből adódó) görbe–lineáris átmenet is problémás.

A megfigyelések nyomán a következő, II-A sztellarátort (3.6. ábra) már kör alakúra készítették $L = 2$ -es csavarodással, mert ezt találták megfelelőbbnek. A mágneses tér szimmetriáját biztosítandó, sok toroidális tekercset használtak, melyeken belül helyezkedtek el a helikális tekercsek. Azt is megfigyelték, hogy a mágneses térben csapdázott részecskék a berendezésből kidriftelnek, ezért el kell érni, hogy lehetőleg ne legyenek ilyen részecskék. A II-A sztellarátor az elődeinél nagyobb méretű volt, kisebb mágneses térrel. Itt már bárium plazmát hoztak létre, melyet szintén kontakt ionizációval ionizáltak úgy, hogy egy tantál golyót lézerrel felmelegítettek. Ez a sztellarátor is rendelkezett transzformátortekercessel, mely a plazma fűtését szolgálta, ugyanis ebben a berendezésben már nem volt muszáj áramot hajtani, enélkül is kialakult állandósult üzemmód. Kiegészítő fűtésként rádiófrekvenciás (RF) fűtést is szereltek a sztellarátorra.

A WII-A sztellarátorban a plazma hőmérséklete és a sűrűsége is viszonylag alacsony volt ($n = 5 - 10 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^3$, $T = 0,2 \text{ eV}$), az ütközésség mégis elég nagy volt ahhoz, hogy a plazmát a Pfirsch–Schlüter tartományba vigye. (A Pfirsch–Schlüter tartományról részletesebben írunk a 4.2.1. fejezetben.)

A Wendelstein II-A sztellarátoron az áramerősség-arány változtatásával működés közben is lehetőség volt az iota-profil (ι -profil) változtatására. Megfigyelték, hogy ha az ι alacsonyrendű racionális értéket (pl. $1/2$, $1/3$) vesz fel, akkor a sűrűség szinte teljesen eltűnik. Ezzel szemben jó összetartású tartományokat is találtak, melyek jól egyeztek a neoklasszikus becsléssel. Precíz tekercsrendszer létrehozásával elérték, hogy az iota gradiense kicsi lett, azaz a kissugártól (a) körülbelül független.

A sikeres sztellarátorok a németekre jellemző precizitásnak köszönhetően jöhettek



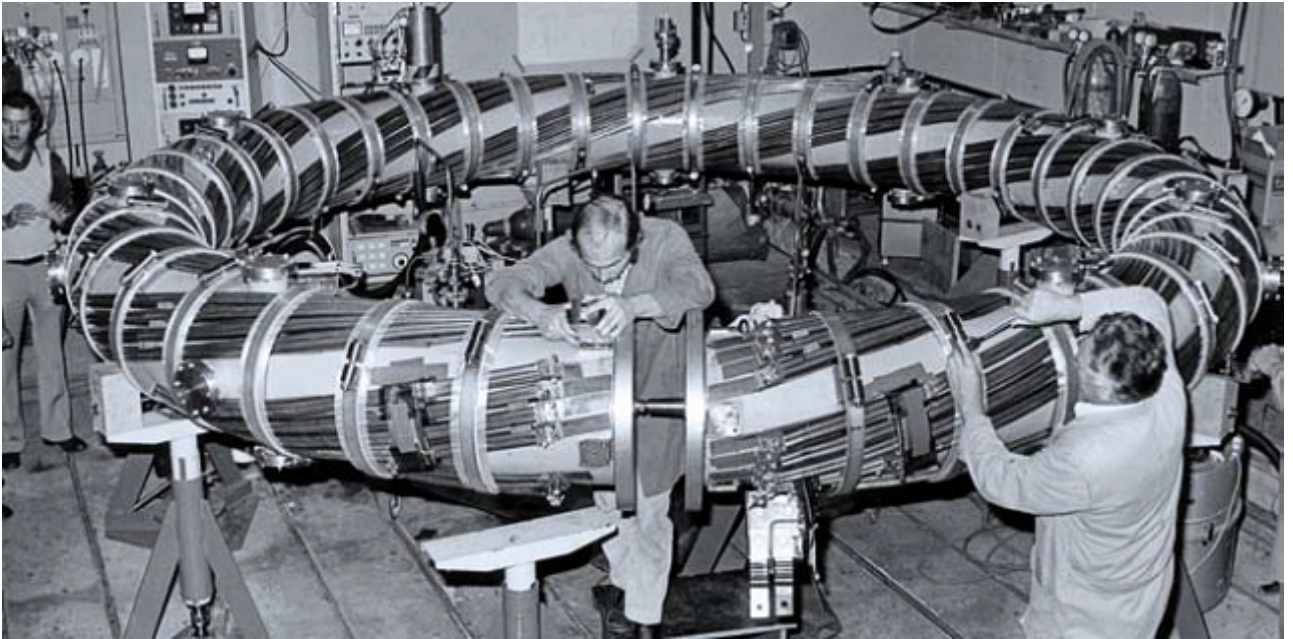
3.7. ábra. A Wendelstein II-B sztellarátor szórt tér nélküli légmagos transzformátorral.

létre. Ezek a berendezések mind 5-fogású szimmetriával rendelkeztek, melyhez a németek a későbbi sztellarátoraiknál is ragaszkodtak.

A németek a Wendelstein II-A sztellarátor párját, a Wendelstein II-B-t (3.7. ábra) is megépítették a II-A-val megegyező dimenziókkal. Itt a plazmát már hidrogén alkotta, melyet nem lehetett kontakt ionizációval létrehozni. A WII-B sztellarátor szórt tér nélküli, légmagos transzformátorral rendelkezett, ami miatt toroidális áram folyt a berendezésben. Ez nagyon hatékony ohmikus fűtéshez és ezáltal magas hőmérsékletekhez ($T = 300$ eV) vezetett. A berendezés a transzformátor miatt a tokamakokhoz hasonlóan (lásd 5. fejezet) indult, egyenfeszültségű ionizációval. Később RF fűtést is lehetett a berendezésre kapcsolni. A kis német sztellarátorok közül a WII-B mágneses tere volt a legnagyobb ($B = 1,25$ T).

3.3.1. Nagy német sztellarátorok

Az első, kis sztellarátorokat követően ugrásszerűen nagyobb méretű sztellarátorokat építettek Németországban. A nagy sztellarátorok dimenzióikat tekintve 4-5-ször akkorák voltak, mint az első berendezések, és ezzel együtt a mágneses tér értéke és a fűtési teljesítmények is jelentősen nagyobbak lettek. A méretek összehasonlításához lásd a 3.1. táblázatot.



3.8. ábra. A Wendelstein 7-A sztellarátor.

Wendelstein 7-A

A W7-A sztellarátor (3.8. ábra) 1976-ban készült el, $R = 2$ m nagysugárral, $a = 10$ cm kissugárral és $B = 3,4$ T mágneses térrel. A korábbi berendezésekhez hasonlóan ezt is $L = 2$ -es csavarodással és sok toroidális tekerccsel, viszont légmagos transzformátorral építették meg, aminek következtében tokamakszerűen is tudott működni, illetve elindítani is úgy kellett, mint egy tokamakot. A transzformátorból nyert OH fűtés mellett komoly NBI fűtéssel (1,2 MW) is rendelkezett.

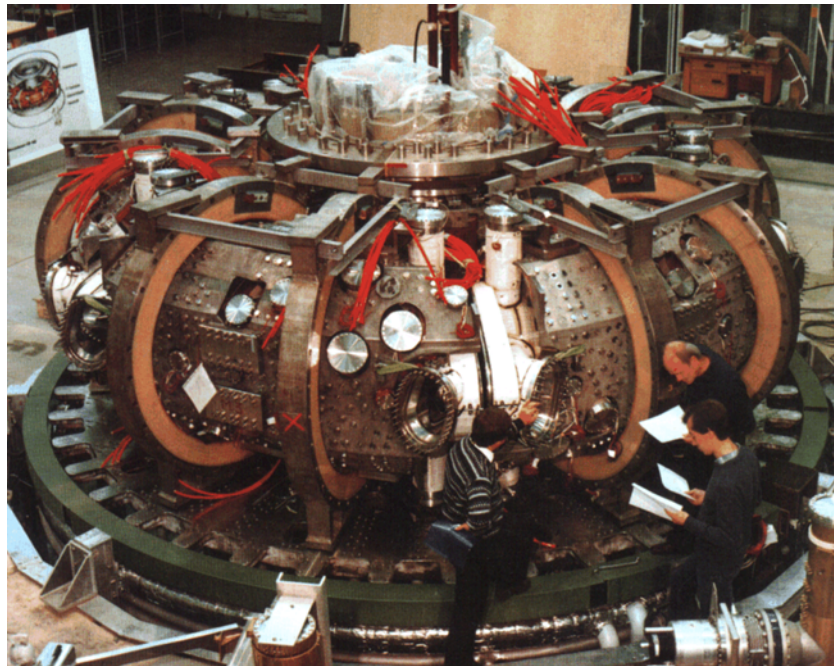
A W7-A sztellarátorban már valódi sztellarátor plazmát lehetett létrehozni, mely a tokamak plazmákhoz képest előnyöket mutat. A sztellarátor plazmákban a toroidális áram hiányában nincsenek áram hajtotta instabilitások, nincs $q = 2$ diszrupció (részletesebben lásd a JET tokamakról szóló 6. fejezetben), sőt egyáltalán nincs diszrupció. Összességében a W7-A sztellarátorban már jó plazmákat lehetett létrehozni.

Wendelstein 7-AS

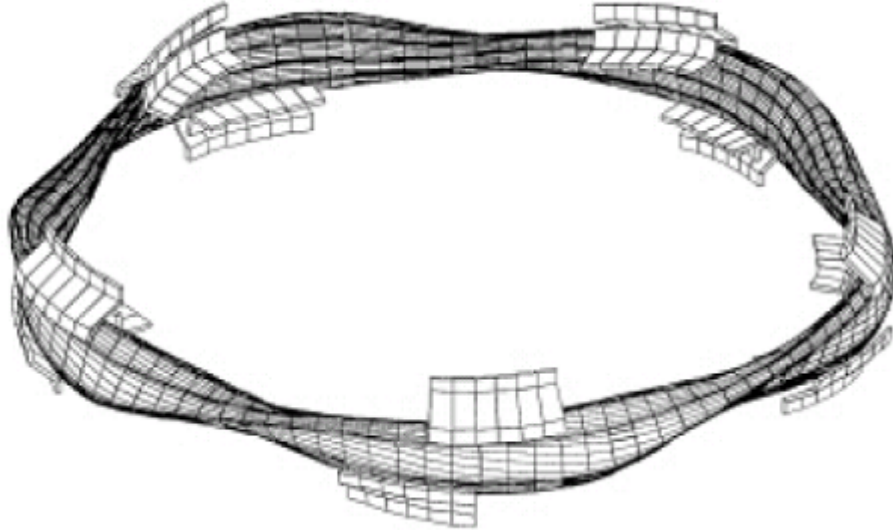
A W7-AS sztellarátor 1988-ban épült fel, a korábbiakól eltérő koncepcióval (*izodinamikus sztellarátorkoncepció*). Az elképzelés lényege, hogy a befogott részecskéket is össze akarjuk tartani a kis mágneses terű tartományokban. Ehhez a mágneses tér geometriáját általánosítani kellett, ezért 3D-s, ún. moduláris tekerceket használtak. Továbbra is voltak toroidális tér tekercek, de nem voltak helikális tekercek. (A sztellarátor felépítését lásd a 3.10. ábrán.)

3.1. táblázat. A német sztellarátorok legfontosabb adatai.

név	év	R (m)	a (cm)	B (T)	plazma	fűtés
WI-A, WI-B	1961	0,35	2	1,0	cézium	OH
WII-A	1968	0,5	5	0,6	bárium	RF
WII-B	1971	0,5	5	1,25	hidrogén	RF, OH
W7-A	1976	2,0	10	3,4	hidrogén	NBI, RF, OH
W7-AS	1988	2,0	18	2,5	H és D	NBI, RF, OH
WEGA	1970, 2001	0,72	11	0,9	hidrogén	



3.9. ábra. A Wendelstein 7-AS sztellarátor.



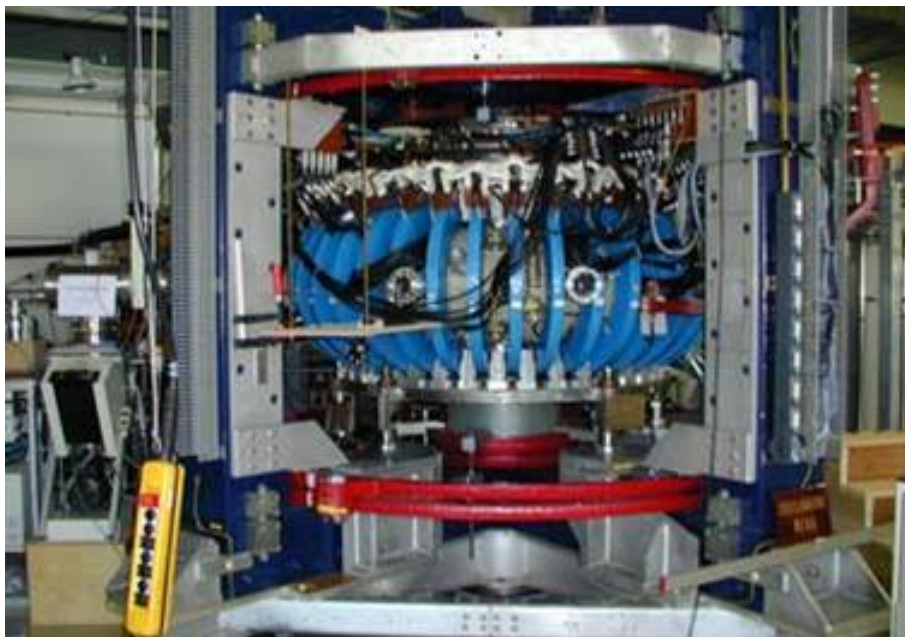
3.10. ábra. A Wendelstein 7-AS sztellarátorban a plazma alakja és a sziget divertorok elhelyezkedése.

A W7-AS 5-fogású szimmetriával készült el, a sarkoknál nagy mágnesekkel, és köztük egyenes tartományokkal. A plazma (és a vákuumkamra) alakja a görbült tartományokban ovális, az egyenes szakaszokon pedig háromszöges. A háromszöges alak előnye, hogy a kellemetlen görbület a berendezés külső felén, kis poloidális tartományban valósul meg.

Toroidális alakú berendezésekben a mágneses szerkezet általában egymásba ágyazott felületekből épül fel, a sztellarátorokban ezek jelenléte azonban nem triviális, így a W7-AS egyik feladata az ilyen mágneses felületek létezésének bizonyítása volt. A térszerkezet feltérképezéséhez a berendezést híg gázzal töltötték fel, melyet egy pontban ionizáltak (például ECRH fűtéssel). Az ionizált részecskék az erővonalak mentén mozogva további atomokat ionizálnak, így az erővonalak kirajzolódnak. Több helyen fűtve a gázt, feltérképezhetjük az erővonalrendszerét. A kapott eredmények a sztellarátorok esetében is egymásba ágyazott mágneses felületeket mutattak.

A W7-AS-en lehetőség volt az ι -profil mérésére is. Ez a berendezés közepétől a széle felé haladva nő, de csak kis mértékben. Amint az ι racionális értéket vett fel, mágneses szigetek jelentek meg, ami lecsökkentette az összetartott tartományt.

A W7-AS további fontos jellemzője, hogy rendelkezett *divertorral*. Ehhez nem külön divertor tekercsokat, hanem a plazma szélén létrehozott szigetsort használták fel. A szigetsor belső szeparátixa adta a legkülső zárt fluxusfelületet. A nyílt erővonalak mentén mozgó részecskék a divertorhoz jutnak. Fontos eredmény, hogy a W7-AS divertoros üzemmódjában sikerült H-módot elérni.



3.11. ábra. A WEGA sztellarátor.

A H-módhoz tartozó plazmaszéli módusok (ELM-ek) máshogy néznek ki, mint tokamak plazmákban, sokkal inkább hasonlítanak az L- és H-mód közti ingadozásra, azaz a nagy, összetett ELM-ek és a rövid L-módú plazmák között nem láttak különbséget. Tehát tokamakokban és sztellarátorokban az ELM-ek fizikája is más. Tokamakoknál az L-mód azt jelenti, hogy leáll a plazma széli nyírt áramlás, az ELM-ek pedig eredendően magnetohidrodinamikai instabilitások. Az ELM-ek szerepe viszont ugyanaz mindkétféle berendezésben: megtisztítják a plazma szélét a szennyezőktől, melyek egyébként a plazma teljes fűtési teljesítményét képesek lennének lesugározni.

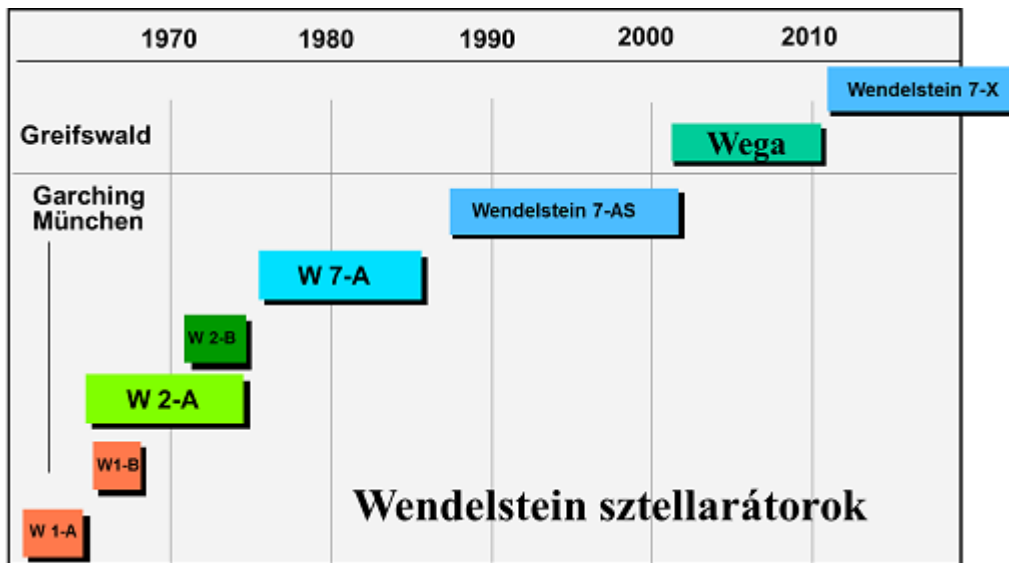
Megfigyeltek még ún. HDH (high density H-mode) állapotot is, amikor nincsenek ELM-ek, de mégse jutnak szennyezők a plazmába. Ezzel az üzemmóddal energiát is lehetne termelni, mivel az energiaösszetartási idő 65-szöröséig (azaz kb. a végtelenségig) fenn lehet tartani. A HDH-mód kialakulásának oka azonban még nem ismert.

A W7-AS részletes eredményei Hirsch összefoglaló cikkében olvashatók.

WEGA

A WEGA sztellarátor egy oktatási célú berendezés, hidrogén plazmával, melyet 2001-ben helyeztek üzembe. A WEGA egy régi francia klasszikus sztellarátor, melyet azért vitttek Németországba, hogy a W7-X megépüléséig legyen sztellarátor Németországban, és ne legyen olyan német fizikusnemzedék, akik nem dolgozhattak sztellarátoron.

A német sztellarátorok tervezett működési idejét mutató grafikon a [3.12.](#) ábrán lát-



3.12. ábra. A német sztellarátorok időrendben.

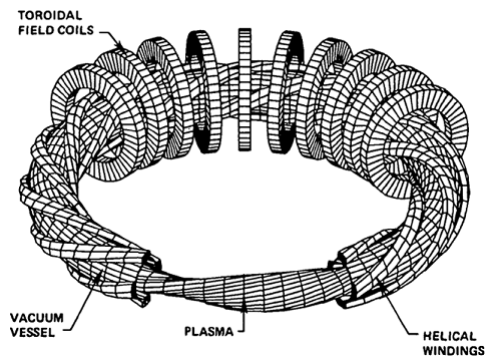
ható. A WEGA a W7-AS és W7-X közti rést hivatott betölteni, mivel a W7-X 2014 előtt nem lesz működőképes. A W7-X berendezésről külön fejezet szól.

3.4. A sztellarátorok főbb típusai

Klasszikus sztellarátor. Ebbe a csoportba tartoznak a német sztellarátorok a WII-A-tól kezdve. E típus jellemzője, hogy a vákuumkamrán kívül elhelyezett helikális tekercsek és sík toroidális tekercsek hozzák létre a berendezésben a csavart mágneses szerkezetet.

Moduláris sztellarátor. A moduláris sztellarátoroknál már nincsenek helikális tekercsek, ezeket bonyolult szerkezetű tekercsek váltják fel a vákuumkamrán kívül. E koncepció előnye, hogy több darab, de sokkal kisebb tekercset kell megépíteni. A plazma szabályozására ennél a típusnál is használnak sík toroidális tekercseket. Moduláris sztellarátor például a HSX, de ilyen lesz a németországi Greifswaldban épülő Wendelstein 7-X sztellarátor is.

Heliotron. A heliotron típusú berendezések különlegessége a kettős helikális tekercs, mely a berendezés közepén található, és körülötte jön létre a plazma. A konfiguráció nehézsége éppen a plazma-fal kölcsönhatás csökkentése, illetve a tekercs hűtése. Heliotron típusú berendezés például a japán LHD (Large Helical Device), melyet a 11.3. fejezetben részletesebben ismertetünk.

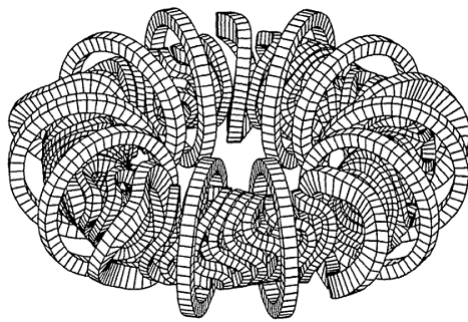


(a) Geometria.

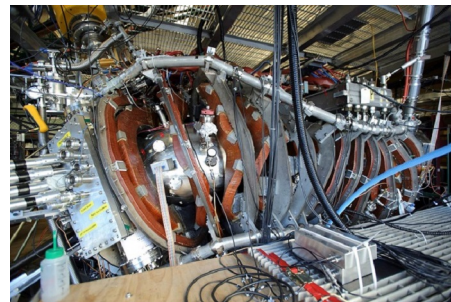


(b) A W7-A sztellarátor.

3.13. ábra. Klasszikus sztellarátorok.



(a) Geometria.

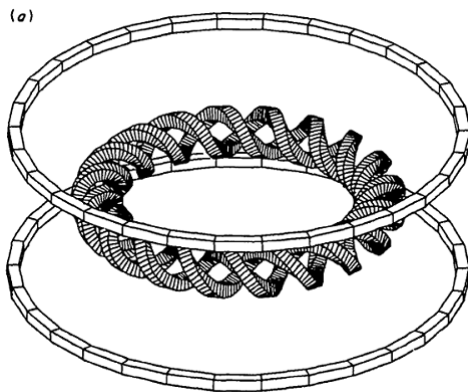


(b) A HSX sztellarátor.

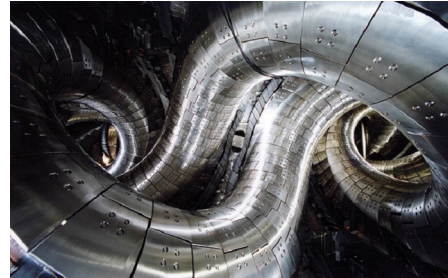
3.14. ábra. Moduláris sztellarátorok.

Torsatron. A torsatron típusú berendezésekben a heliotronhoz hasonlóan egy kettős helikális tekercs található, melyen belül helyezkedik el a plazma. A plazma és a helikális tekercs közelsége itt is bonyodalmakat okoz. Torsatron típusú berendezés például a TJ-K.

Heliac. A heliac típusú berendezésben a csavart mágneses teret egymáshoz képest elcsúsztatott pozíciójú sík tekercsekkel hozzák létre. A sík tekercsek között van helyük a különböző diagnosztikai portoknak. Heliac típusú berendezés például a TJ-II.

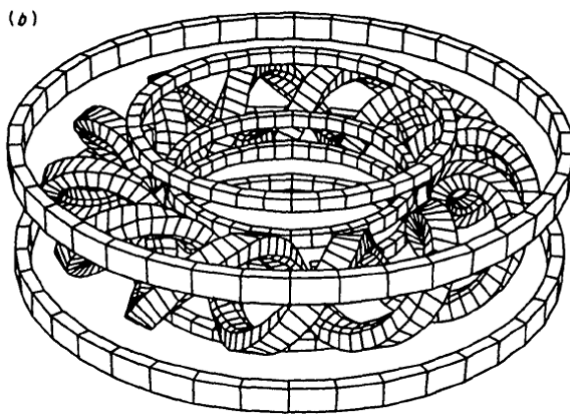


(a) Geometria.



(b) Az LHD belseje.

3.15. ábra. Heliotron.



(a) Geometria.



(b) A TJ-K berendezés.

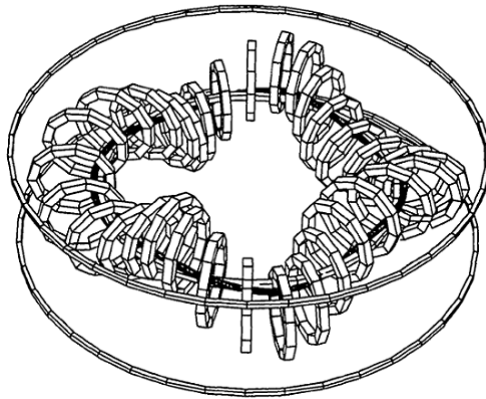
3.16. ábra. Torsatron.

Olvasnivaló

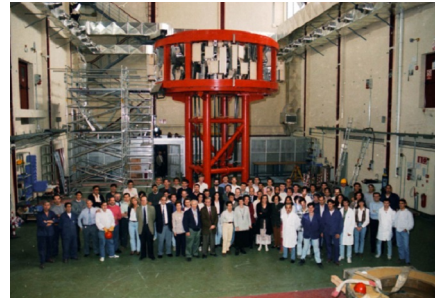
- John L. Johnson: The Evolution of Stellarator Theory at Princeton, PPPL-3629 (2001)

Irodalom

- B.A. Carreras et al.: Progress in stellarator/heliotron research:1981-1986, Nuclear Fusion, 28, 1613 (1988)



(a) Geometria.



(b) A TJ-II berendezés.

3.17. ábra. Helic.

- M. Hirsch et al.: Major results from the stellarator Wendelstein 7-AS, Plasma Physics and Controlled Fusion, 50, 053001 (2008)
- H. Wobig et al.: Stellarator research at the IPP Garching, IPP report (2002)
- HSX: <http://www.hsx.wisc.edu/>
- LHD: <http://www.lhd.nifs.ac.jp/en/lhd/>
- FUSENET wiki: <http://wiki.fusenet.eu>

4. fejezet

Wendelstein 7-X

Ebben a fejezetben a világon épülő legnagyobb sztellarátor, a Wendelstein 7-X (W7-X) céljait, felépítését, részegységeit és státuszát tekintjük át. A W7-X-et egy régi egyetemi városban, Greifswaldban (Németország) építik. Itt található a WEGA sztellarátor is.

A Wendelstein 7-X különleges szerepe abban áll, hogy ez lesz az első teljesen optimalizált sztellarátor, és a sikere vagy sikertelensége a sztellarátorok jövőjét is eldöntheti. Amennyiben teljesíti a vele szemben támasztott elvárásokat, akkor annak a lehetősége is nyitott, hogy a jövőbeli fúziós reaktorok sztellarátorok legyenek.

4.1. Optimalizált sztellarátor

A Wendelstein 7-X egy teljes egészében optimalizált sztellarátor három dimenziós plazmával, mely egyáltalán nem axiálszimmetrikus. Az optimalizálás szempontjai a következők voltak:

Jó minőségű mágneses felületek. A plazmaösszetartás csak egymásba ágyazott mágneses felületek esetén valósul meg. 3D mágneses konfigurációk esetén ezért az egyik elsődleges szempont, hogy az összetartott térfogat nagy részén ilyen felületek legyenek.

Csökkentett neoklasszikus ütközésmentes transzport. Az ütközésmentes neoklasszikus transzport azt jelenti, hogy a részecskék csak a driftek hatására, ütközésmentesen kijutnak a berendezésből. Ez a sztellarátorok klasszikus problémája, a W7-X esetén az izodinamikus koncepció alkalmazásával kívánják megoldani.

Csökkentett gyorsrészecske-veszteségek. A részecskeveszteséget a plazmát alkotó részecskék esetében mindenképp le kell csökkenteni. A gyors részecskék különlegessége abban áll, hogy főleg plazmafűtésekből vagy fúzióból származnak. Az elvesző

gyorsrészecskék tehát a plazma energiamérlegét erősen lerontják, ezért amennyire lehet, össze kell tartani őket. Ugyanakkor nagyobb energiájuk miatt erősebben hatnak rájuk a driftek és ütközések.

Erősen lecsökkentett Pfirsch-Schlüter-plazmaáramok. Ezen neoklasszikus plazmaáramokat teljesen kiiktatni nem lehet, azonban a túl erős Pfirsch-Schlüter plazmaáramok nagy Shafranov-eltolódást eredményeznek, amit a nagy gradiens kialakulását megelőzendő kerülni kell.

Bootstrap áram kiküszöbölése. A nyomásgradiens által hajtott toroidális bootstrap áram a tokamakok működése szempontjából nagyon hasznos, mert hozzájárul a plazmaáram fenntartásához. Sztellarátorokban viszont a toroidális áram kerülendő, mivel ez megváltoztatja a mágneses geometriát.

Jó ideális MHD stabilitás. A sztellarátorok MHD stabilitása a eredendően jó, köszönhetően az áramok hiánynak, ami az instabilitások egyik fő hajtóereje. Az optimalizáció során meg kell őrizni ezt a jó tulajdonságot, és minimalizálni kell a nyomásgradiens által hajtott instabilitások szempontjából előnytelen térgörbületű tartományokat.

Technikailag megvalósítható tekerendszer. Az optimalizáció egyetlen mérnöki szempontja, hogy a mágneses tér létrehozásához szükséges mágnesek megvalósíthatóak legyenek, például ne metsszék vagy keresztezzék egymást.

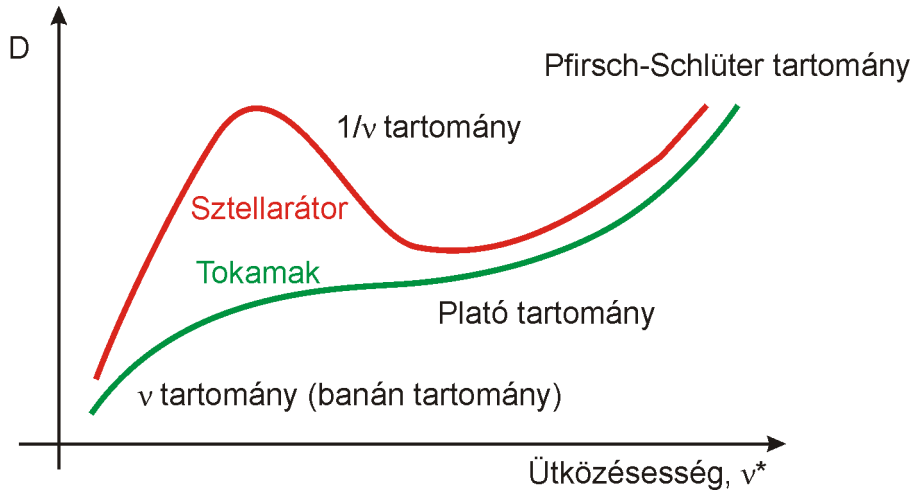
Az utolsó pontot kivéve ezek mind fizikai szempontok. A W7-X megvalósítása során még számos mérnöki szempont merült fel, amik a berendezés első terveinek módosítását és a megépítés szignifikáns késését vonták maguk után.

4.2. Transzport

Fenti szempontok közül terjedelmi okokból csak a transzporttal foglalkozunk részletesebben.

A neoklasszikus transzport a plazma leírásában az ütközéseket és a drifteket is figyelembe veszi. A driftek hatására (például $E \times B$, ∇B vagy görbületi drift, bővebben lásd az 1.5. fejezetben) a részecskék elmozdulnak az erővonalakhoz képest a mágneses térre merőlegesen. Ideális esetben, amennyiben nem történik ütközés, akkor a részecskék a mágneses felületeken maradnak.

Tokamakokban a befogott részecskék nem tudnak belépni a nagy mágneses terű térszbe, ezért a plazma bizonyos pontján visszaverődnek. A térben bonyolult, hurkolt pálya poloidális vetülete banán alakú, innen a befogott részecskékről az mondjuk, banánpályán mozognak.



4.1. ábra. A diffúziós állandó függése a ν^* ütközésségtől (normált ütközési frekvencia) sztellarátorok és tokamakok esetében.

Sztellarátorokban nincs toroidális mágneses szimmetria. Az ún. helikális tükrökben a részecskék egy poloidális metszet köré fogódnak be, ahonnan driftek hatására ütközés nélkül is ki tudnak szóródni. Ez okozta a klasszikus sztellarátorok versenyképtelenségét a tokamakokkal szemben.

4.2.1. Transzport a sztellarátorokban

A plazatranszportban gyakran alkalmazott diffúziós közelítésben a diffúziós állandó egyenlő a v_D részecskesebesség négyzetének és a ν ütközési frekvencia hányadosával, megszorozva az f_t befogott részecskehánnyal a (4.1) egyenlet szerint.

$$D_t \approx f_t \frac{v_D^2}{\nu} \sim f_t \frac{T^{7/2} \cdot \langle \kappa_g^2 \rangle}{nB^2}, \quad (4.1)$$

ahol κ_g a toroidális görbületi paraméter, melynek a pálya menti átlagát kell venni, ezt fejezik ki a $\langle . \rangle$ zárójelek.

A (4.1) egyenlet szerint akkor lesz kicsi a transzport, ha azon a tartományon, ahová be vannak fogva a részecskék, kicsi a görbület. Ez az oka a moduláris sztellarátorok (W7-AS, W7-X) kvázi-ötszög alakjának: ott kanyarodnak, ahol nagy a mágneses tér erőssége.

Ha megnézzük, hogy hogyan alakul a diffúziós együttható és ezáltal a transzport nagysága a ν^* ütközésség (normált ütközési frekvencia) függvényében, akkor látjuk, hogy a tokamakokra és a sztellarátorokra jellemző görbe menete jelentős különbséget mutat (4.1. ábra). A kevés ütközés tartományában, azaz kis ν^* mellett a két görbe hasonlóan halad, csak sztellarátorokra meredekebb. Amikor az ütközések ritkák, akkor a befogott

pályákról sztellarátorok esetén elvesznek a részecskék, a sebességeloszlás mágneses tér menti kis sebességek tartománya kiürül. Minél kevesebb ütközés történik, annál kisebb a transzport, mert annál lassabban szóródnak be részecskék ebbe a sebességtartományba. A görbék ezen szakaszát ν -tartománynak nevezik, mert a transzport az ütközéssel nő.

A másik oldalon a sok ütközés tartománya az úgynevezett Pfirsch-Schlüter tartomány. Itt olyan sok az ütközés, hogy nem alakulnak ki hosszú pályák, a $D(\nu^*)$ görbe monoton nő, minél több az ütközés, annál gyorsabb a transzport. Ez a tartomány klasszikus transzporttal analóg, gyakorlatilag nincsenek befogott részecskék.

A fenti két tartományban a sztellarátorok és tokamakok transzportja jellegre nem mutat nagy különbséget, szemben az átmeneti tartománnyal, ahol jelentős eltérés mutatkozik. Míg a kis és nagy ütközésségű tartomány között a tokamakok esetében az átmenet monoton történik, addig a sztellarátorokban ilyen ütközésség mellett sok részecske beszóródik a befogott tartományba, ahol ütközés nélkül kidriftelnek a berendezésből. Az ún. $1/\nu$ tartományon a diffúzióállandó az ütközések számának növekedésével ezért csökken. A 4.1. fejezetben említett optimalizálás feladata, hogy lecsökkentse a görbe közepén tapasztalható transzport csúcsát, és a sztellarátorok görbéje megközelítse a tokamakokét.

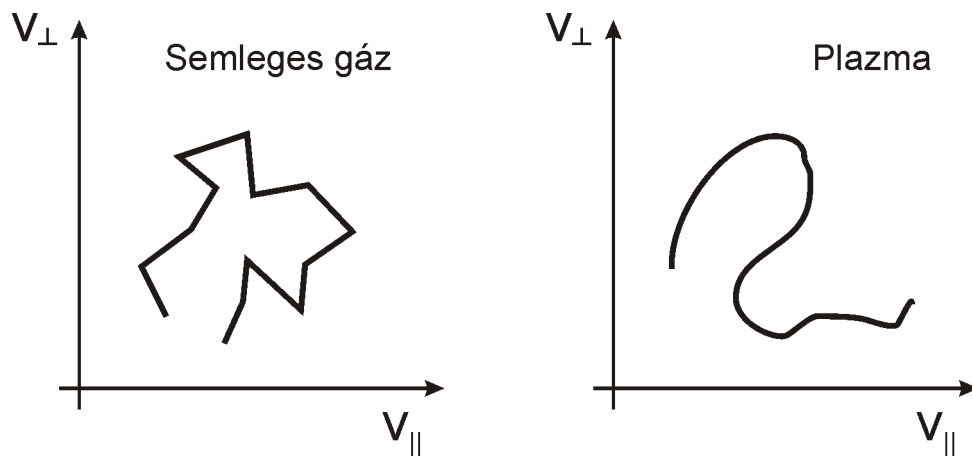
A középső tartományban a sztellarátoroknál uralkodóvá válik a neoklasszikus transzport. A tokamakoknál ezzel szemben az úgynevezett anomális transzport dominál, mivel a neoklasszikus transzport sokkal kisebb.

4.2.2. Transzport a W7-X-ben

A neoklasszikus transzport csökkentését a W7-X-ben az izodinamikus sztellarátorkonceptió alkalmazásával érik el. Az izodinamikus sztellarátorok tervét már a '70-es években kidolgozták. Az alapelv olyan mágneses tér létrehozása, hogy a részecskék radiálisan ne drifteljenek. Ehhez megfelelő görbületű tartományokat kell kialakítani.

Az izodinamikus szerkezet és az MHD egyensúly sajnálatos módon egymásnak ellentmondó elvárásokat foglalmaznak meg. Ha sokáig benntartjuk a részecskéket, akkor ütközni fognak, majd ezek által kiszóródnak. Ez a folyamat mind az elektronokra, mind az ionokra igaz. A fázistér kis részében vannak befogott részecskék.

Itt megjegyezzük, hogy az ütközések definíciója plazmákban eltér a hagyományos ütközésfogalomtól. Hagyományosan, például egy semleges gázban, a sebesség ugrás-szerű megváltozásával járó folyamatot nevezzük ütközésnek, míg a plazmában a töltött részecskék állandó kölcsönhatása folyamatos sebességváltozást eredményez, ezért akkor beszélünk ütközésről, ha a részecske sebessége valamilyen idő alatt szignifikánsan megváltozik. A semleges gázban illetve plazmában mozgó részecske véletlen mozgását mutatja a 4.2. ábra.



4.2. ábra. Véletlen bolyongás pályája a fázistérben semleges gázban és plazmában.

4.1. táblázat. A Wendelstein 7-X sztellarátor legfontosabb adatai.

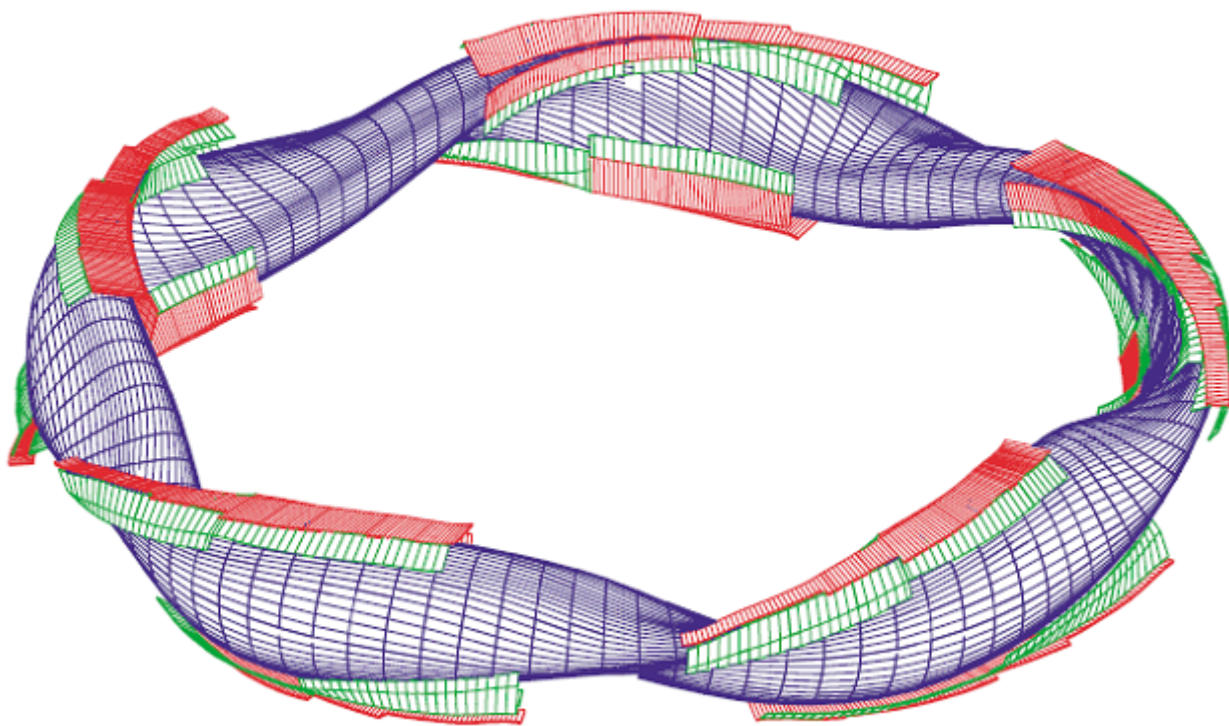
R	5,5 m
a	0,53 m
n_c	$3 \cdot 10^{20} \text{ l/m}^3$
T_c	5 – 10 keV
β	< 5 %

4.3. A W7-X felépítése

A berendezés bemutatást az optimalizálás alanyával, a plazmával kezdjük, és onnan haladunk kifelé. A Wendelstein 7-X sztellarátor plazmájának legfontosabb paramétereit a 4.1. táblázatban foglaltuk össze. Az a kissugár nagysága a sztellarátor egészére számított átlagos érték, mivel a W7-AS-hez hasonlóan a W7-X plazma alakja is változik az egyes toroidális metszetekben: banán és háromszög alakú tartományok váltogatják egymást. A banán alakú részekben a mágneses tér erősebb, itt hajlik a sztellarátor tengelye, míg a háromszöges részekben a mágneses tér alacsonyabb.

A korábbi német sztellarátorok ötfogású szimmetriáját a W7-X esetében is megtartották. A berendezés 5 egybevágó modulból – melyek egyenként 2-2 félmodulból állnak – épül fel.

A W7-X-ben hidrogén és deutérium plazmákat fognak létrehozni, mivel a D–T fúziót a berendezés nem bírná ki. Kiszámú D–D fúziós reakcióval azonban mindenképpen számolni kell.



4.3. ábra. A Wendelstein 7-X sztellarátor divertorlemezeink elhelyezkedése.

4.3.1. Plazma határolása

A sztellarátorok plazmáját határolni nem egyszerű feladat a bonyolult plazmaalak miatt. Limiterek mellett divertort is alkalmaznak a tisztább, jobb összetartású plazmák létrehozása érdekében. A divertor kialakítása sztellarátorokban nem olyan egyszerű, mint a tokamakoknál. A plazma speciális alakja miatt sziget divertor alkalmazása szükséges, melyből 10 darabot használnak a W7-X-ben, 2-2 divertorszigetet minden modulban, ahogy ezt a 4.3. ábra is mutatja.

A divertorlemezeket érő hőteljesítmény elérheti a 10 MW/m^3 értéket, amit a folyamatos üzemmód mellett aktívan hűteni kell. Itt folyamatos működés alatt a fél órára tervezett kisüléseket értjük, mely természetesen nem valódi folytonos működés, viszont a jelenlegi fúziós berendezésekre jellemző kb. 10 s-os impulzusokhoz képest annak tekinthető.

A divertorok mellett elhelyezett kriopumpák segítik a tisztább plazma létrehozását.

4.3.2. Vákuumkamra

A vákuumkamra alakja (4.4. ábra) a plazmaalakot követi, ugyanúgy, ahogy a mágneses tekercsek alakja is. A kamra térfogata 110 m^3 , felülete 200 m^2 . Hogy a mágneses tér változása gyorsan áthaladjon a kamrafalon, vékony falat hoztak létre, melynek tömege 35 t . A megfelelő alakú kamrafalat acélcsíkok összehegesztésével valósították meg. Erre kerültek a hűtőcsövek, majd az űrtechnikában használthoz hasonló szuperszigetelés (hővisszaverő fólia rétegek).

4.3.3. Tekercsrendszer

A moduláris tekercsek (4.5. ábra) tervezése és létrehozása volt a W7-X egyik legnehezebb feladata. A moduláris tekercsek alakja a plazma alakját követi, a vákuumkamrára teljesen rásimul.

A W7-X-re 20 darab síktekercset is terveztek, azaz modulonként négyet. Ezek adják a geometria rugalmasságát. Egy fél modul a tekercsekkel látható a 4.6. ábrán.

A moduláris tekercsek folyékony hélium hűtésű NbTi szupravezetőkből készültek. A tekercsekben nagy áram folyik, a létrehozott mágneses tér maximálisan $6,8 \text{ T}$. A NbTi használatának indoka, hogy a bonyolult alakú tekercsetek könnyebb volt ebből az anyagból előállítani, mint a sokkal ridegebb Nb₃Sn-ből. A sztellarátor közepén létrejövő mágneses tér értéke $2,5 \text{ T}$ körüli lesz.

Az összeszerelés előtt az összes tekercset letesztelték egy kriosztátban, hogy megfelelően működnek-e. A teszt során több probléma is felmerült, például az áram hatására a vezetőképesség leromlott, mert a szupravezető szálak elnyírták egymást. Új technológiára, jobb tokozásra volt szükség. A héliumos hűtőcső köré tekerték fel a szupravezető szálakat kötegekben. A szálak közötti réseket műgyantával töltötték ki, és az egészet egy fém tokba helyezték (lásd 4.7. ábra). Néhány tekercs esetén problémát okozott a hidegszivárgás is. A hideg tekercsekből a hőtágulás miatt szivárgott a hélium, ami több hónap késedelmet okozott a szállításban.

4.3.4. Kriosztát

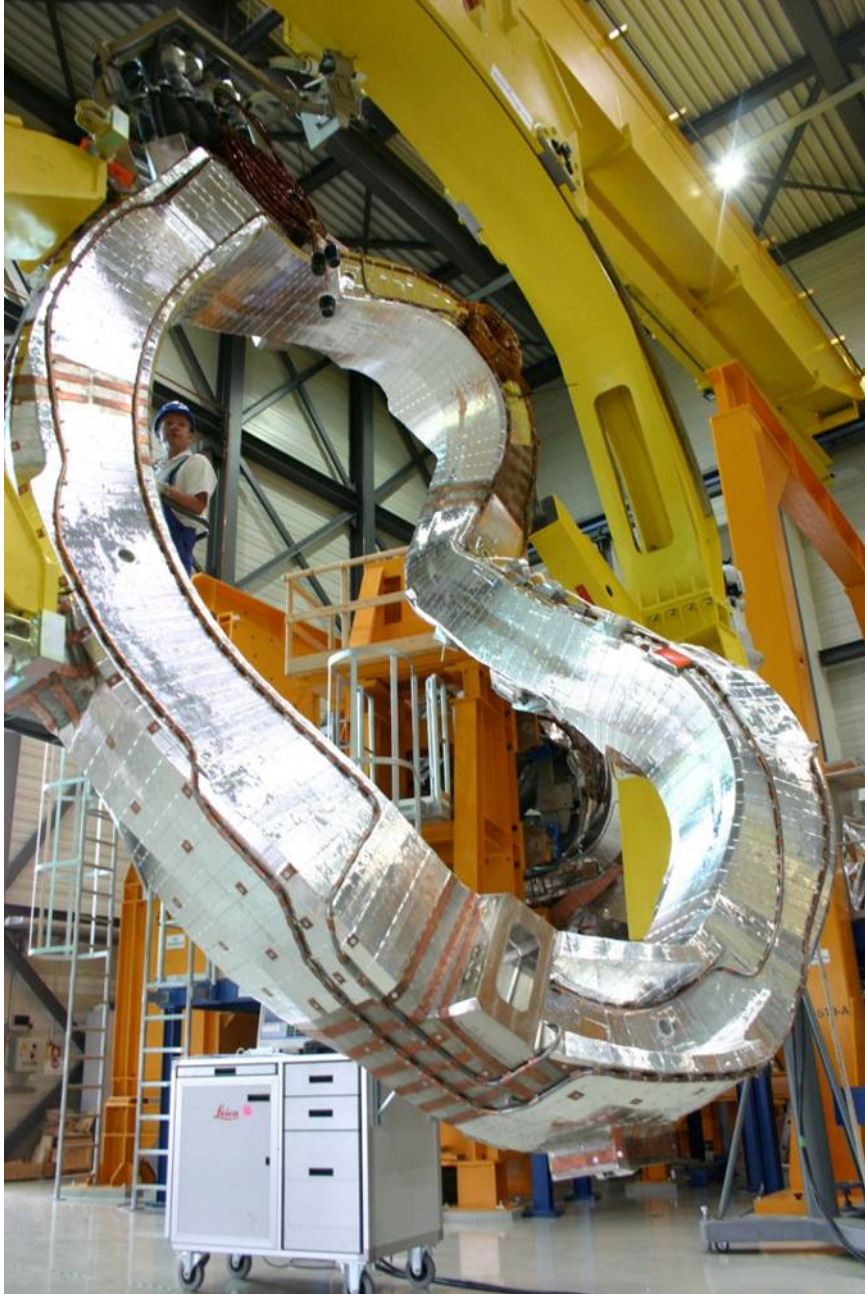
A szupravezető mágneses hűtése miatt az egész berendezést kriosztátban kell elhelyezni. A kriosztát térfogata 525 m^3 , belül nagyvákuummal ($p < 10^{-5} \text{ mbar}$).

Normál üzemben a kriosztát tart ellent a külső, légköri nyomásnak, továbbá itt már nem volt szempont, a mágneses tér gyors áthaladása, ezért a kriosztát a vákuumkaránál robosztusabb méretű: magassága $4,5 \text{ m}$, tömege 150 t . A kriosztát hűtését folyékony nitrogénnel végzik.

Az összeszerelés során a kriosztátot nagyobb darabokból hegesztették össze modulonként, majd gondosan polírozták. A portok utólag kerülnek be a helyükre.



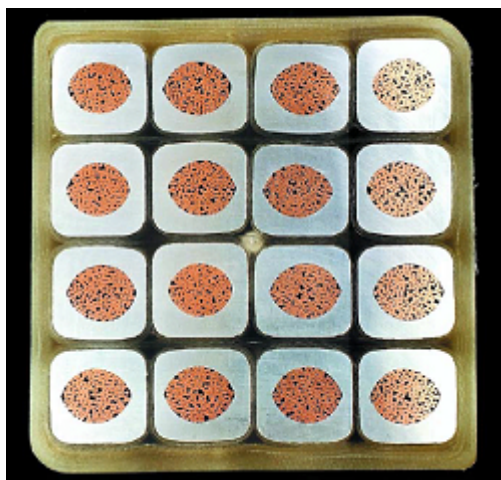
4.4. ábra. A Wendelstein 7-X sztellarátor vákuumkamrájának egy félmodulja.



4.5. ábra. A Wendelstein 7-X sztellarátor egy moduláris tekerce.



4.6. ábra. A Wendelstein 7-X sztellarátor egy fél modulja a tekercsekkel. Egy félmodulban 4 moduláris és 2 réz síktekeres található.



4.7. ábra. A Wendelstein 7-X sztellarátor szupravezető kötégei.

4.3.5. Mechanikai tartóelemek

Az erős mágnesek között fellépő nagy erők ellen komoly mechanikai támaszokat kell alkalmazni. A W7-X esetében készítettek egy központi támasztó szerkezetet, hogy a berendezést stabilan tartsa. Ezt a tekercsek közötti támaszok egészítik ki.

A szerkezetnek nemcsak a mágneses erőkkel kell megküzdenie, hanem a hőtágulással is. A berendezés időnként 3 K-re van lehűtve, amikor viszont nem üzemel, akkor szobahőmérsékletű.

Az eredeti üzemterv szerint a szupravezető tekercseket minden hétköznap bekapcsolták volna, majd a nap végén ki. A számítások szerint azonban a támasz bizonyos elemei ezt a ciklikus mechanikai terhelést nem tudták elviselni, ezért mérnöki és megvalósíthatósági okok miatt megváltoztatták az üzemelés rendjét: a tekercseket a hét elején bekapcsolják, de a kikapcsolás csak hétvégére történik. Ezzel a ciklusok számát a tartóelemek számára elfogadható szintre csökkentették.

4.3.6. Portok

A W7-X-re eredetileg 299 kisebb-nagyobb portot terveztek a különböző diagnosztikáknak és szabályozó rendszereknek, azonban a késés csökkentése miatt számukat 249-re csökkentették.

A portok szerelése igen nehéz mérnöki feladat, mivel keresztül kell haladniuk a kriosztáton, tehát hideg és szobahőmérsékletű tartományokon is. A hőtágulás problémájának megoldása, és a portok mentén a lyukak keletkezésének megakadályozása kritikus feladat volt az üzemeltetés szempontjából.

4.3.7. Összeszerelés

Tekercsek felhúzása a már leszigetelt vákuumkamrára speciális célgépek segítségével történt külön-külön a félmodulokra. Több tonna súlyt kellett milliméter pontosan mozgatni, hogy a szigetelő réteg se sérüljön. A félmodulokat a modulösszeszerelő állványon hegesztették össze, majd a kész modulokat az összeszerelő csarnokból a kísérleti terembe szállították. Itt különböző hűtőcsövek és tápkábelek felszerelése után kerültek végleges helyükre a kriosztát alsó felébe. A portokat a kriosztát felső felének felhelyezése után szerelték be. Az első plazma 2014-ben várható.

4.4. Sztellarátorok jövője

Az első energiatermelő fúziós berendezésről még nem döntötték el, hogy tokamak vagy sztellarátor típusú legyen. E döntés nagyban függ a jelenleg épülő két nagy kísérleti berendezés, a Wendelstein 7-X és az ITER, teljesítményén.

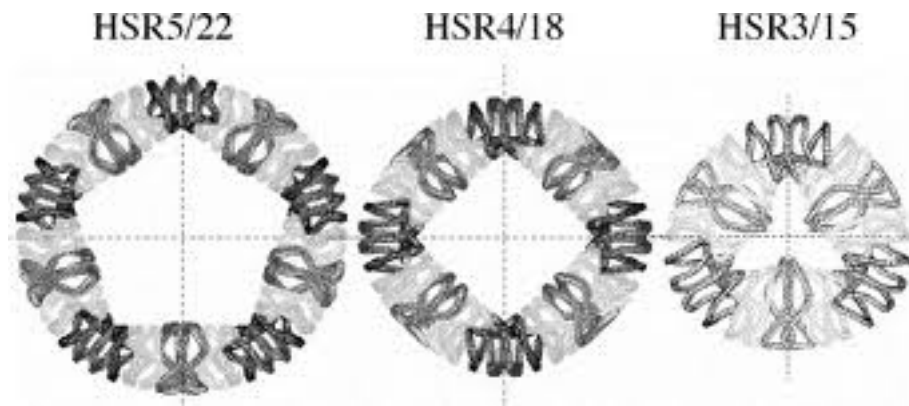
A sztellarátorok mellett szól, hogy nem folyik bennük plazmaáram, ezáltal nincs transzformátor, ami limitálná a kisülések hosszát, így sztellarátorokkal a folyamatos működés is könnyen megvalósítható. Az áram hiánya a berendezések számára veszélyes diszrupciók elkerülését is segíti, továbbá a sztellarátorokban magasabb nyomás érhető el.

A fenti tulajdonságok alkalmassá teszik a sztellarátor koncepciót energiatermelő reaktor létrehozására. Különböző országok különböző sztellarátor alapú reaktorok terveit dolgozták ki. A japánok az LHD mintájára szeretnének reaktort építeni. Ennek a koncepciónak hátránya, hogy a berendezés nem optimalizált, így a Shafranov-eltolódás jelentős. Az amerikaiak egy 2 vagy 3 periódusú kompakt (kis sugárányú) moduláris sztellarátorban gondolkodnak. A kompaktság okán e terv megvalósítása technikailag igen nehéz. A Helias reaktor a W7-X továbbfejlesztése lenne. E tervet nagy vonalakban a következő alfejezetben foglaltuk össze.

4.4.1. Helias reaktor

A Helias reaktorra 3 különböző terv is született (4.8. ábra), különböző méretekkkel és tulajdonságokkal. A tervezett fúziós teljesítmény 3 GW.

A W7-X reaktor méretűre nagyítása a HSR5/22 nevű terv, mely 5 modulból épül fel, a berendezés nagysugara 22 m, az átlagos kissugár pedig 1,8 m. A plazma közepén 5 T lenne a mágneses tér, a tekercseknél maximum 10 T. Kisebb méretű a 4-modulos HSR4/18 terv, ahol a nagysugár „csak” 18 m, a kissugár 2 m és a plazma közepén a mágneses tér szintén 5 T. Készült terv 3-modulos sztellarátorra is (HSR3/15), 15 m-es nagysugárral. Ez a koncepció azonban még jelentős optimalizálást kíván. A legesélyesebb terv talán a HSR4/18.



4.8. ábra. A három Helias reaktorterv tekercsrendszere.

A koncepció kritikus eleme, hogy a tekercsek és a plazma közé 1,5 méter vastag tríciumtermelő köpenyt terveznek, mely berilliumot is tartalmazna a lítium mellett. Ez nem teszi lehetővé, hogy a tekercsek közvetlenül a plazma vonalát kövessék, ami újabb peremfeltételt jelent az optimalizálás szempontjából. A W7-X sikere vagy sikertelensége nagyban meghatározza a Helias koncepció jövőjét.

Olvasnivaló

- Wendelstein 7-X NEWSLETTER, Nr. 9 / February 2013, http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/for/publikationen/w7xletters/download/No9_February_2013_en.pdf

Irodalom

- T. Klinger, et al.: The construction of the Wendelstein 7-X stellarator, IAEA FEC (2008)
- Wendelstein 7-X NEWSLETTER: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/for/publikationen/w7xletters/index.html>
- IPP Reports: <http://edoc.mpg.de/>

5. fejezet

Korai pinchek és tokamakok

A lineáris berendezésekben és sztellarátorokban nincs szükség plazmaáramra a mágneses geometria előállításához. A berendezések másik nagy csoportját a plazmaáramra épülő koncepciók adják. Az 1930-as években Nagy-Britanniában Gamow és társai kezdték a fúziós kutatásokat, azonban a folyamatot a II. világháború erősen késleltette, ezért csak 1947-ben indult az intenzívebb kutatás. A kezdeti angol berendezések az úgynevezett *pinchek* voltak. Ezek rövid jellemzését adjuk az 5.1. fejezetben.

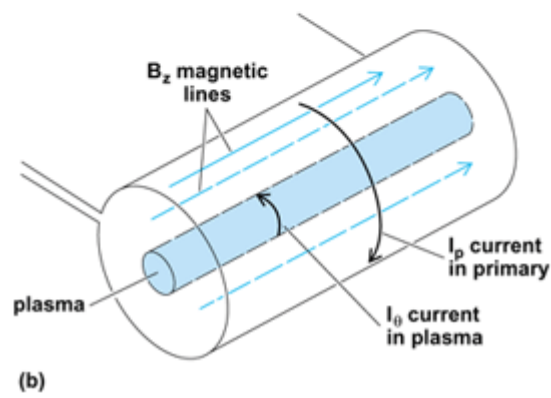
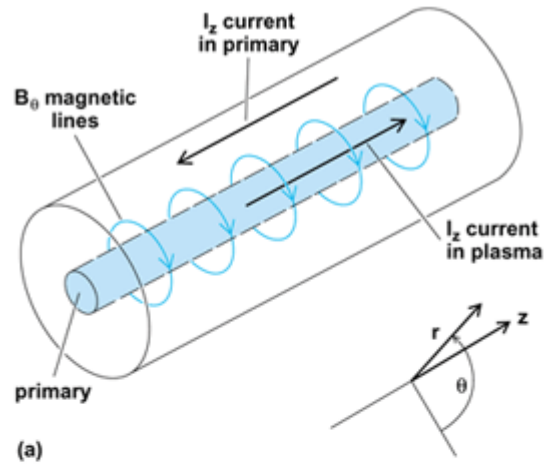
Az oroszok is folytattak fúziós irányú kutatásokat az 1950-es évek elejétől kezdve elsősorban a Kurcsatov Intézetben. Az orosz fejlesztés nyomán jöttek létre a *tokamakok*. A orosz tokamakok fejlődését az 5.2. fejezetben tekintjük át.

5.1. Pinchek

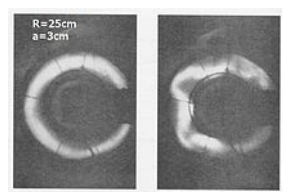
Az úgynevezett *pinch-effektust* folyékony fémekben fedezték fel. Azt találták, hogyha a fémbe áram folyik, akkor a folyadékban sugárirányú összehúzó erők ébrednek. Ezt mutatja szematikusan az 5.1. ábra. Plazmák esetében a helyzet nagyon hasonló: egy plazmaoszlopban folyó áram sugárirányban összehúzza a plazmát. Az ilyen fúziós berendezéseket nevezzük pincheknek. Az oszlop végén fellépő veszteségek csökkentése érdekében tórusz alakú plazmát hoztak létre.

A pincheknek két nagy csoportja alakult ki attól függően, hogy az áram milyen irányban folyik a plazmában. Toroidális áram esetén Z-pinchről beszélünk, míg a Θ -pinchben az áram poloidális irányú.

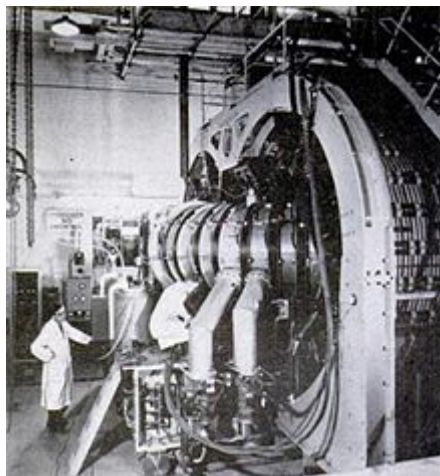
A pinch konfiguráció alapvetően instabil. Egy hurok instabilitásra látunk példát az 5.2. ábrán. A pinch egy toroidális irányú mágneses térrel stabilizálható, ezért későbbi berendezéseken toroidális tér tekercseket is találunk.



5.1. ábra. A pinch effektus sematikus ábrázolása.



5.2. ábra. A kink instabilitás kísérleti megfigyelése az üvegfalú pinchben.



5.3. ábra. A ZETA pinch.

5.1.1. ZETA

Az egyik legnagyobb pinch típusú berendezés a ZETA (Zero Energy Toroidal Assembly) volt Angliában 1954-1957. A név arra utal, hogy a berendezéssel még nem akartak áramot termelni, de már a fúziós reakciók megfigyelését tűzték ki célul. 50 cm-es kissugarával nagy berendezésnek számított.

Detektáltak neutronokat, és elször azt hitték, ezek D–D termikus fúzióból származnak, a valóságban viszont a neutronok a berendezésbeli gyors részecskék és a fal kölcsönhatásából jöttek létre.

5.1.2. Reversed Field Pinch

A fordított mágneses terű pincheknek (angolul: Reversed Field Pinchek, RFP) különleges fizikájuk van. Mind a poloidális, mind a toroidális teret a plazmaáram hozza létre úgy, hogy a berendezés belső illetve külső részében a mágneses erővonalak fordított irányba tekerednek. A berendezés sugara mentén a toroidális mágneses tér irányt vált. Az RFP típusú berendezésekben a plazma középső része jól összetartott.

A racionális q -felületeken a rezonáns módusok felerősödnek, és ezek a módusok hajtják a poloidális áramot, ami a toroidális tér megfordulásához vezet. Ez egy stabil konfiguráció.

Az RFP berendezések klasszikus problémája, hogy a mágneses térszerkezet a sok módus miatt radiálisan összekeveredik, egymásba ágyazott fluxusfelületek helyett ergodikus zóna jön létre, ami alkalmatlan a plazma összetartására.

Intenzíven kutatott terület a módusok aktív stabilizálása. Sikerült uralkodó módot létrehozni, mely által kialakul egy kvázi-szimpla helicitású állapot $n = 7$ -es toroidális módusszámmal. Az uralkodó módus előnye, hogy elnyomja a többi módot, így a be-



5.4. ábra. Reversed Field Pinch erővonalainak sematikus vázlata.

rendezésben kialakulhatnak mágneses felületek. Az így létrejövő mágneses felületek a sztellarátorokra hasonlítanak.

Két RFP berendezés működik jelenleg a világon, az RFX Olaszországban és a QSH Svédországban, Stockholmban, mindkettő elsődlegesen oktatási céllal.

5.2. Orosz tokamak program

A tokamakok feltalálása az orosz (szovjet) I.E. Tamm és A. D. Shkarov fizikusok nevéhez fűződik.

Az angolokhoz hasonlóan az oroszok is toroidális plazmákat hoztak létre helikális mágneses térszerkezettel. Azonban míg az angolok a helikális mágneses teret külső toroidális tér és a plazma közepén egy dróton keresztül hajtott áram terének szuperpozíciójával hozták létre (levitron), addig az oroszok ötlete az volt, hogy az áramot hajtsák magában a plazmában.

A tokamak és a pinch tehát ugyanazon probléma két különböző megközelítése. A pinchekben nagy sűrűségű plazmában hajtanak áramot, és stabilizáló mágneses teret alkalmaznak, addig a tokamakokban mágneses terekkel tartanak össze egy híg plazmát úgy, hogy a részecskék ne hagyják el a berendezést ütközések nélkül.

Fúziós kutatásokat láthatóan minden nagyhatalom folytatott már a 2. világháború környékén, azonban a kutatásokat a lehető legnagyobb titokban tartották. 1955-ben, a nukleáris energia békés célú felhasználására szervezett első genfi konferencián Homi Bhabha indiai fizikus felvetette, hogy a konferencián ne csak a hasadás alapú energia hasznosításáról, hanem a fúziós energiáról is beszéljenek, azonban ekkor még senki nem

beszélte a kutatásokról.

Végül az oroszok voltak akik először feloldották a titoktartást, és 1956 áprilisában I. V. Kurcsatov előadást tartott a szovjetek nagy áramú, pulzált plazmakisüléseiről. Az 1958-as második genfi konferenciára 105 fúziós tárgyú publikáció érkezett szovjet, amerikai, angol, német illetve más országok kutatóitól. A konferencián kiderült, hogy a titoktatás ellenére a fúziós kutatások az egész világon döntően egy irányba tartanak, hasonló berendezések léteznek hasonló problémákkal.

A szovjetek már ekkor végeztek egy becslést D–D fúzió alapuló energiatermelő fúziós reaktor működési paramétereire. Az MTR reaktor tervezett teljesítménye 900 MW volt, nagysugara 12 m, kissugara 2 m. A plazma közepén a mágneses tér értékét 5 T-ra becsülték, és 100 keV-es ionhőmérséklettel számoltak. Ezek a becsült paraméterek nagyságrendileg egyeznek a mai tudásunk szerint számított értékekkel még úgy is, hogy a jelenlegi tervek szerint az energiatermelő fúziós reaktorokban D–T fúziót hoznának létre. Az MTR tervezői megjegyezték, hogy a reaktort urán (U-233) vagy trícium tenyésztésére is lehet használni, tehát a tríciumtenyésztés gondolata már ekkor felmerült.

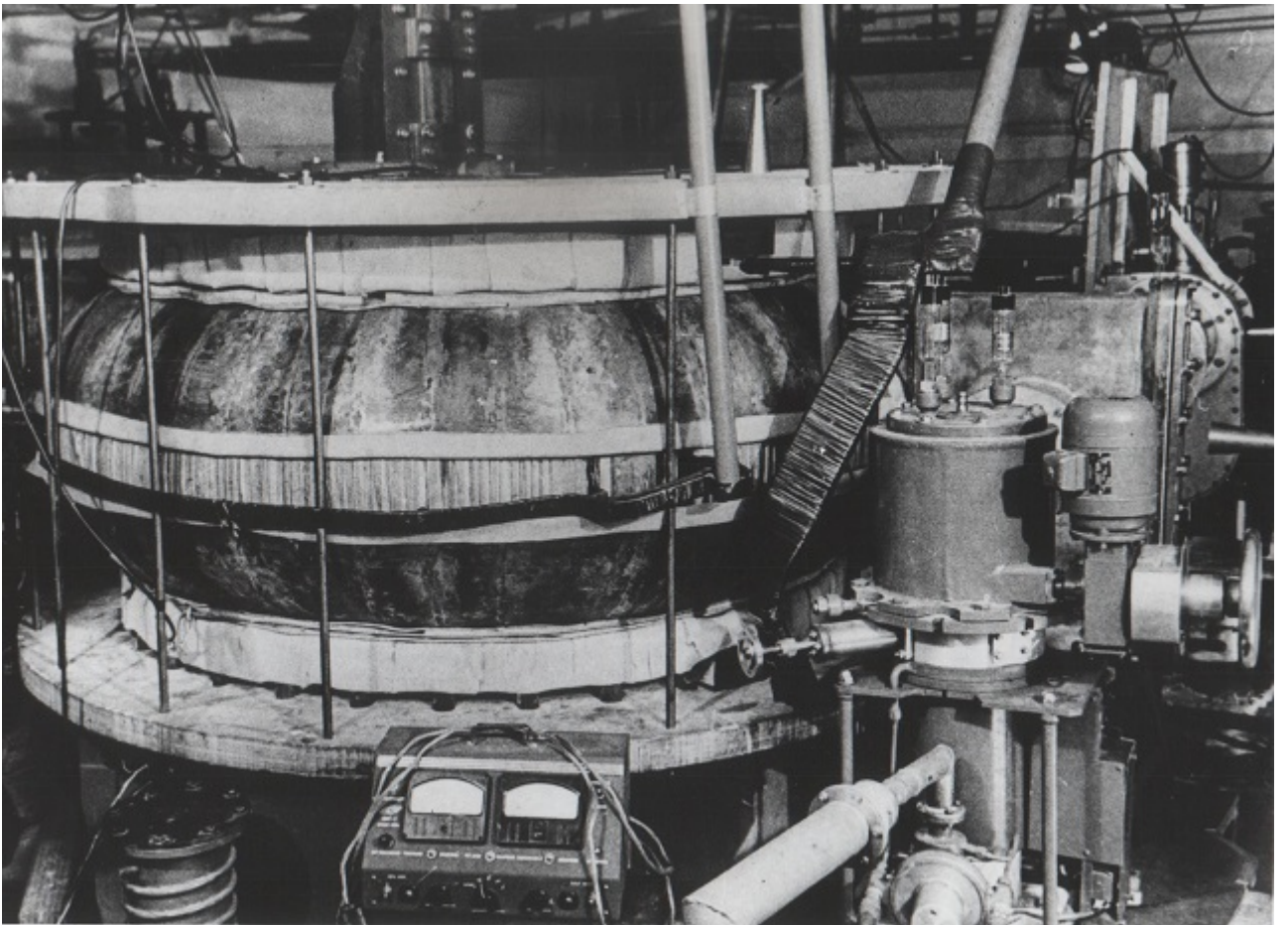
Az oroszok sok kisebb berendezés felépítésével és üzemeltetésével végeztek szisztematikus vizsgálatokat az egyes problémák megoldására, például a plazmapozíció stabilitására vagy a plazma fűtésére.

A plazma létrehozását és felfűtését célzó kísérleteket már 1951-ben elkezdték a Kurcsatov Intézetben. Ezen berendezések tórusz alakú kamrája még üvegből, porcelánból vagy szigetelő rétegeket is tartalmazó fémből készült. A legnagyobb ilyen berendezés a TMP volt ($R_0 = 0,8$ m, $a = 0,13$ m, $B_0 = 1,5$ T és $I_p = 0,25$ MA paraméterekkel) ami már sok szempontból hasonlított a klasszikus tokamakokra.

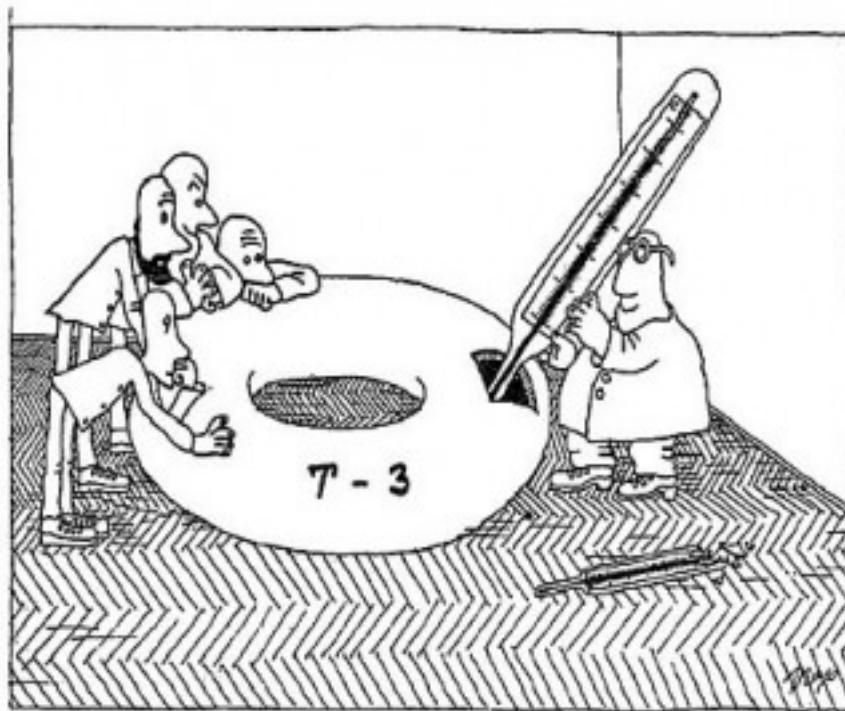
Az első szigetelő réteg nélküli vákuumkamrájú berendezés, a T-1, tekinthető a világ legelső tokamakjának (5.5). A T-1-et 1958-ban helyezték üzembe $R_0 = 0,67$ m, $a = 0,17$ m, $B_0 = 1,5$ T és $I_p = 100$ kA paraméterekkel. Megállapították, hogy a veszteségi teljesítményben esetében a plazma szennyezők miatti ultraibolya sugárzása játszik jelentős szerepet.

A következő lépésben a veszteségi teljesítmény csökkentésének lehetőségeit vizsgálták a T-2 tokamakokon. A berendezésben volt egy belső fém vákuumkamra, melyet 550°C fokra fel lehetett fűteni. A felfűtéssel a fal szennyezőtartalmát lehetett csökkenteni, így a plazmába is kevesebb szennyező jutott. Ezzel a technikával a sugárzási veszteségeket a plazmára kapcsolt teljesítmény 30%-a alá sikerült csökkenteni. A tokamakok következő generációjánál már állandó volt a limiterek használata. A fal kisebb rendszámú anyagból történő kialakításának ötletét az 1970-es években, a TMG tokamakokon valósították meg. A TM tokamakosorozat esetében a kisebb rendszámú fal használata jelentősen lecsökkentette a plazma effektív töltésszámát.

A plazmaegyensúly vertikális és horizontális stabilitásának vizsgálatát a T-5 tokamakokon kezdték el. A berendezésbe olyan tekercsrendszert szereltek, melyekkel a plazmaáram irányára merőleges mágneses teret lehetett létrehozni, és ezzel a mágneses tengely pozícióját változtatni. A kísérleteket később a TO-1 tokamakokon folytatták, ahol a plaz-



5.5. ábra. T-1 tokamak.



5.6. ábra. Elektronhőmérséklet mérése a T-3 tokamakokon.

maegyensúlyt vezető vákuumkamra nélkül, egy MHD instabilitások elnyomására szolgáló visszacsatoló rendszer segítségével tanulmányozták. A plazma teljesítménymérlegét minden berendezésben figyelték, de a plazma termikus összetartását csak a T-3, T30, TM-1, TM-2, TM-3 és T-4 tokamakokban vizsgálták az 1960-as években és '70-es évek elején.

Az első diszrupciót 1963-ban tapasztalták a TM-2 tokamakban. A diszrupciók kutatása azóta is kiemelt feladat minden tokamakokon.

A sztellarátorok és más kísérleti berendezések eredményei alapján ebben az időben azt gondolták, hogy a toroidális berendezésekben a plazma hővezetése az empirikus Bohm-formula szerint változik, azaz a hőszigetelés a plazma hőmérsékletével romlik. Ezzel szemben a tokamakokban mért energiaösszetartási idők a Bohm-formula szerint jóval nagyobbak voltak. L. Spitzer véleménye szerint az orosz hőmérsékletmérési módszerei nem voltak megfelelőek. A viták végül ahhoz vezettek, hogy Lev Artsimovics, az orosz fúziós program vezetője felajánlotta R. S. Pease-nek, az angol Culham Plazmafizikai Laboratórium vezetőjének, hogy ellenőrizték független méréssel az orosz eredmények helyességét. Az angolok által kidolgozott, lézerszórásos (Thomson-szórásos) alapuló elektronhőmérséklet-mérést a T-3a tokamakokon végezték el. A közös angol-orosz mérések során azt találták, hogy az angol Thomson-szórásos és az orosz (diagnózis és plazmából elvesző atomok töltéscserés analízisére épülő) mérések egymással konzisztensek. Ezen első, nemzetközi együttműködés keretében létrejött mérés után vi-

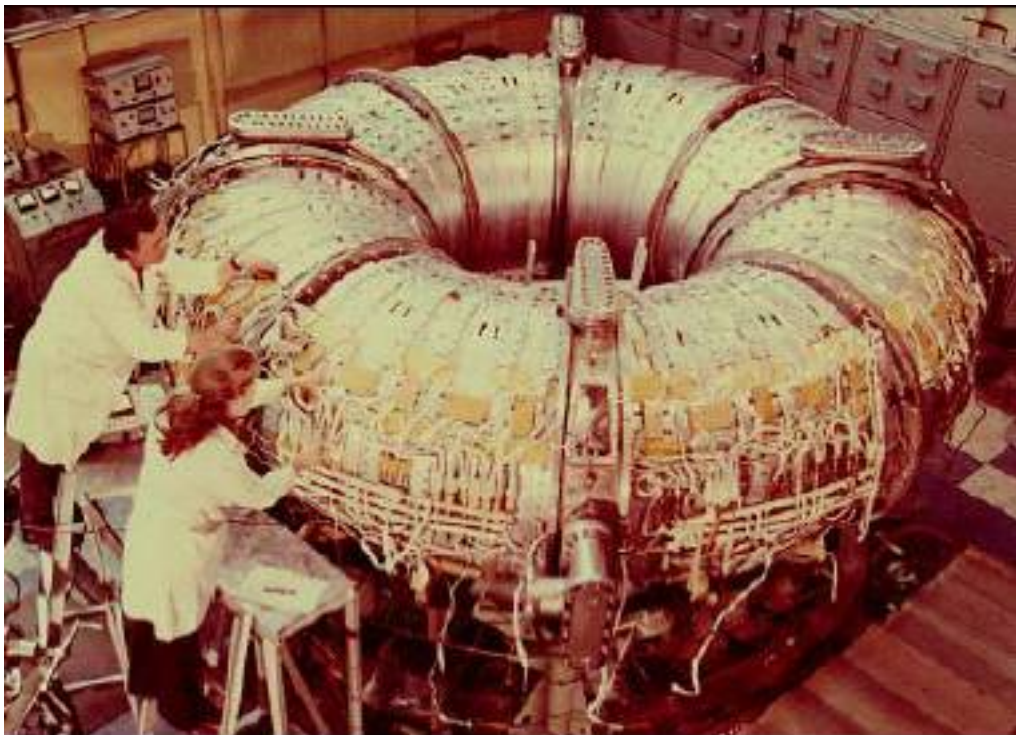
lágszerte a tokamak került a mágneses összetartású fúziós berendezések fejlesztésének középpontjába. A T-3a tokamakon az ionhőmérsékletet is megmérték, és azt tapasztalták, hogy plazmaközepi hidrogéniok spektruma a 300-400 eV-os Maxwell-eloszlásnak felel meg, ami az akkori más típusú berendezéseket magasan felülmúlta.

Az energia és részecsketranszportot befolyásoló mechanizmusok egy része még jelenleg sem ismert, ezért az energiaösszetartási idő becslésére skálatörvényeket állítottak fel különböző berendezések mérési adatainak felhasználásával. A T-3a, T-4, TM-2, TM-3 és T-11 tokamakok adataiból empirikus összefüggéseket állítottak fel az energiaösszetartási idő függésére a különböző plazmaparaméterektől. Ilyen paraméterek voltak a berendezések geometriai méretei, a mágneses tér és plazmaáram nagysága valamint a plazmasűrűség. Ilyen, több ország különböző berendezéseire kiterjedő adatbázisokból becsülik meg jelenleg is az épülő ITER tokamak várható paramétereit, például az energiaösszetartási időt.

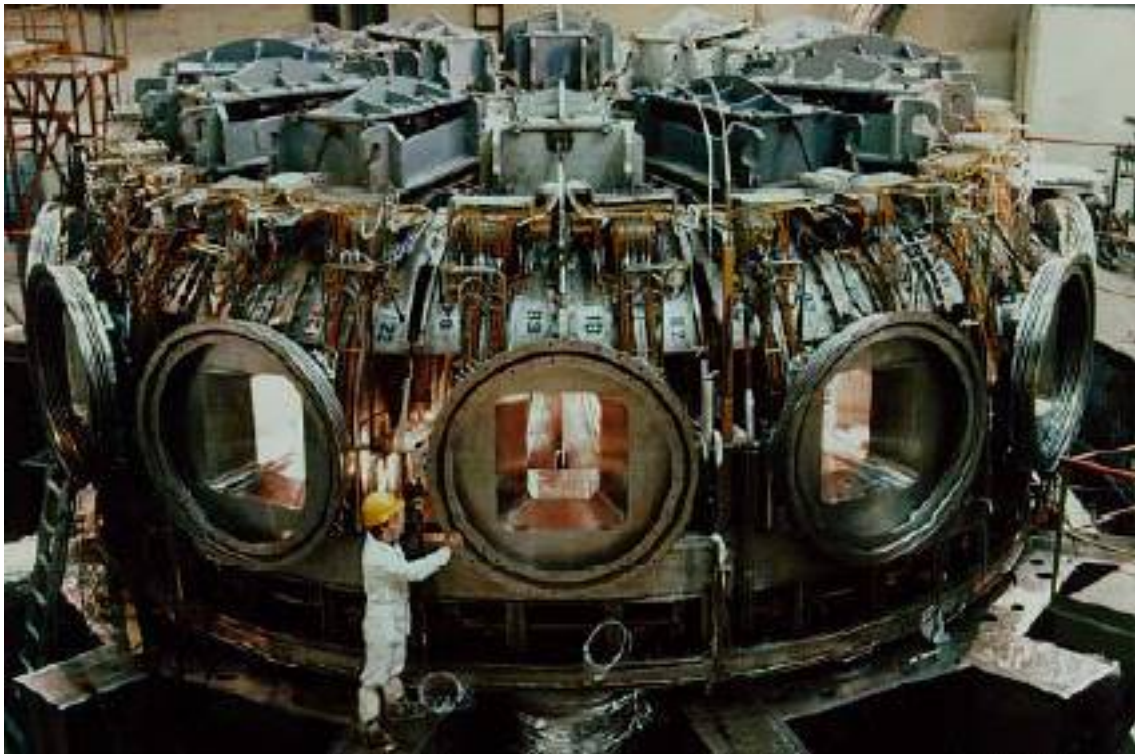
A T-10 tokamak célja volt a különböző plazmafűtési módok vizsgálata. Egyrészt cél volt az Ohmikus fűtéssel létrehozható legmagasabb hőmérséklet elérése, továbbá a különböző kiegészítő fűtési eljárások technológiájának vizsgálata. A T-10 tokamakon 1975-ben kezdték meg a fűtéshez kapcsolódó kísérletek kivitelezését $R_0 = 1,5$ m, $a = 0,36$ m, $B < 5$ T műszaki paraméterek mellett. A nem-induktív fűtések vizsgálatát a T-11 tokamakon is folytatták. Az 1970-es évek elején üzembehelyezett T-11 tokamak rendelkezett már semleges atomnyaláb fűtéssel. A nagyfrekvenciás fűtési mechanizmusokat (lásd 2.4.3. fejezet) sok kisebb-nagyobb tokamakon tesztelték. A kisméretű TM-1-VCh tokamakon az ion ciklotron rezonancia fűtés kutatásában értek el áttörést a kisebbségi fűtés, a második harmonikus fűtés és az ion-ion hibrid rezonancia felfedezésével.

Az elektron ciklotron rezonancia fűtési kísérletek a T-10 tokamakon kezdődtek. Ekkor még gondot okozott a nagyfrekvenciás hullám teljesítményének becsatolása a plazma közepébe. A problémát a nagy teljesítményű generátorok hiánya jelentette. A girotronok felfedezésével ez a probléma elhárult, a T-10-en első harmonikus elektron ciklotron frekvencián 70-80% fűtési hatásfokot tudtak elérni, és az elektronhőmérséklet 0,6-0,9 keV-vel megemelkedett az ohmikus fűtött kisülésekhez képest. A legmagasabb elért elektronhőmérséklet 10 keV körüli volt, ami még messze van a reaktorhoz szükséges értékektől (reaktorhoz 25 keV ionhőmérséklet szükséges). ECRH fűtés használata mellett először számoltak be a fűrészfog-összeomlás stabilizálásáról/destabilizálásáról, és az ECRH fűtés egyéb MHD instabilitásokra gyakorolt hatásáról. Ezen megfigyelések kiemelték az ECRH fűtés fontosságát, és elindultak a fejlesztések az elektron ciklotron rezonancia frekvencia második harmonikusának használatára. A T-10 tokamakon a fűtés mellett az ECRH áramhajtási képességét is demonstrálták (ECCD, angolul: electron cyclotron current drive).

A reaktorhoz szükséges hosszú kisülések fenntarthatósága felvetette a szupravezető mágneses tekercsek használatát. A T-7 tokamak (1978, 5.7) volt a világ első nagyméretű tokamakja, mely szupravezető tekercsekkel rendelkezett. A T-7 tokamak feladata volt megvizsgálni a nem-induktív áram fenntartásár alsó hibrid árammal. A feladatai



5.7. ábra. T-7 tokamak.



5.8. ábra. T-15 tokamak.

végeztével az oroszok eladták a tokamakovat Kínának, ahol HT-7 néven, alaposan átépítve azóta is működik.

Az 1970-es években felmerült az ötlet, hogy a plazma stabilitása függhet a plazma alakjától. Elnyújtott, nem kör keresztmetszetű plazmával rendelkező tokamakok voltak a T-8, T-9, T-12 és TBD tokamakok. A T-8 és T-9 tokamakok keresztmetszete D-alakú volt, mely megegyezik a jelenleg is leggyakrabban használt plazmaalakkal. Ezen berendezések lehetőséget teremtettek a vákuumkamra térfogatának jobb kihasználásához, és utat nyitottak a divertoros koncepció felé.

A következő lépés volt a T-15 (cirkuláris) tokamak, mely felhasználta elődei eredményeit és tapasztalatait. Rendelkezett kiegészítő fűtésekkel és áramhajtással (9 MW



5.9. ábra. T-15 tokamak 1987-es szovjet 5 kopejkás bélyegen.

5.1. táblázat. Az orosz/szovjet tokamakok legfontosabb adatai.

Név	Év	R (m)	a (cm)	B (T)	I_p (MA)
TMP	1954–1957	0,80	13	1,5	0,25
T-1	1957–1959	0,625	13	1,0	0,04
T-2	1959–1965	0,625	13	1,0	0,03
T-3 (T-3a)	1960–1971	1,0	12	4,0	0,06
T-4	1971–1978	0,9	16	5,0	0,22
T-5	1961–1965	0,625	15	1,2	0,06
T-6	1965–1975	0,7	25	1,5	0,27
T-7	1979–1985	1,2	31	3	0,3
T-8	1973–1978	0,28	6	1,2	0,035
T-9	1973–1976	0,36	7	1	0,04
T-10	1975–	1,50	36	4	0,65
T-15	1988–1995	2,43	78	3,6	1
TM-1	1963–1968	0,4	10	3	0,1
TM-2	1963–1967	0,4	10	2	0,1
TM-3	1967–1974	0,4	8	2,5	0,1

NBI, 6-6 MW ECRH és ICRH), és az elérhető legmodernebb diagnosztikákkal. A T-15 tokamak tekercei Nb₃Sn szupravezetőből készültek és 3,6 T mágneses teret hoztak létre a plazma közepén. A T-15 1988-ban készült el és 1995-ig működött, amikor gazdasági okok miatt bezárták. A kiegészítő egységek soha nem készültek el.

Olvasnivaló

- Consorzio RFX: reversed Field Pinch Historical Review, <http://www.igi.pd.cnr.it/www/?q=content/reversed-field-pinch-historical-review>

Irodalom

- V.P. Smirnov: Tokamak foundation in USSR/Russia 1950–1990, Nuclear Fusion, 50, 014003 (2010)
- Tokamak honlap: <http://www.tokamak.info/>

6. fejezet

JET

A JET tokamak a világ jelenleg működő legnagyobb tokamakja.

6.1. Előzmények

A 1973-ban indult el a JET (Joint European Torus), azaz az egyesült európai tórusz tervezése. A világ vezető hatalmai belátták, hogy az egyes országok egyedül nem lesznek képesek fúziós erőmű építésére, ehhez nemzetközi összefogás szükséges. A JET céljait és a tervet 1975-ben a JET-R5 Report című jelentésben fogalmazták meg. A tervezéskor még csak a pinchek (pl. ZETA), sztellarátorok, szovjet cirkuláris tokamakok és az ST sztellarátor tokamak eredményei voltak ismertek. Az üveg kamrájú pinchekben megfigyelték a hurok (kink) instabilitást, az ST-ben a neoklasszikus transzportot és a fűrészfog instabilitást. A világ legnagyobb tokamakjának ez időben a az 1973-ban üzembe helyezett francia TFR tokamak számított $a = 20$ cm-es kissugarával és $V = 1$ m³ plazmatérfogattal. A TFR-ben $T_e = 2-3$ keV elektronhőmérsékletet és $\tau_E = 20$ ms energiaösszetartást értek el.

A JET építési területét 1977-ben jelölték ki Culhamben, az Egyesült Királyságban. Az építkezés 1979-ben indult, és a tervezett időben fejeződött be, 1983-ban már az első plazmát is sikerült létrehozni a berendezésben. A hivatalos megnyitót 1984-ben tartották meg.

A tervezés és kivitelezés során még sok nyitott kérdés volt a fizikai megértésben, például a termonukleáris közeg elérésének feltétele is ismeretlen volt. Kérdéses volt a részecske és hőtranszport jellege is a reaktorközelben, hiszen eddig csak ohmikus fűtésű kísérletek adatai álltak rendelkezésre. Az elektronok hőtranszportjában felismerték az anomális transzportot, de az ionokat a neoklasszikus transzportelmélet is leírta még, ezért úgy gondolták, hogy ez nem fog változni reaktorkörülmények mellett sem, tehát az anomális transzport jelentőségét még nem ismerték fel. E kérdések megválaszolása illetve a feltételezések alátámasztása a JET feladatainak egyike volt.

Ismert volt, hogy a β (a kinetikus és a mágneses nyomás hányadosa) fontos szerepet játszik az MHD instabilitások esetében. Természetesnek tűnt, hogy ezen instabilitásokkal kapcsolatban lennie kell valamilyen stabilitási határnak, β -limitnek. A fizikai elméletek hiányában azonban ezt a határt nem tudták megbecsülni.

A másik nagy jelentőségű ismeretlen terület a diszrupciók kérdése volt. Azt tapasztalták, hogyha túl nagy volt a plazma sűrűsége, vagy adott toroidális tér mellett a plazma áram ért el túl magas értéket, akkor a plazma összeomlott. Mivel a termonukleáris fúzió eléréséhez a nagy sűrűség elengedhetetlen, és mivel a nagy áramoktól az összetartás javulását várták, a diszrupciók kérdése kritikus volt. Úgy tűnt, hogy a plazmaáram határértéke és a q biztonsági tényező kapcsolatban álltak.

6.2. Tervezési szempontok

A fizikai ismeretek egy részének hiányában a JET tervezése és építése mérnöki szempontok alapján történt.

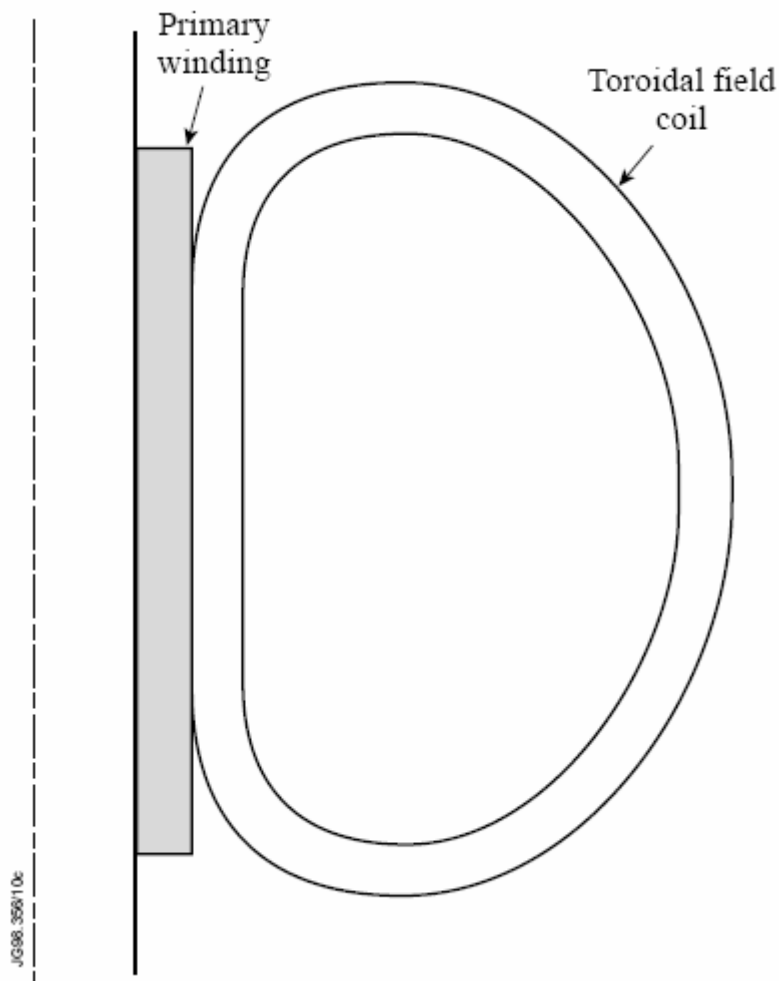
Az alfa-részecskék összetartásához szükséges plazmaáramot 3,8 MA-re becsülték, de a berendezést úgy tervezték, hogy az áram 4,8 MA-ig növelhető legyen. A maximális toroidális teret a toroidális tekercsek között fellépő erők limitálják. A plazma közepén a mágneses teret 2,8 T-ra tervezték, mely szükség esetén 3,5 T-ig növelhető.

A tervezés legfontosabb része a geometria meghatározása volt: cirkuláris vagy elnyújtott legyen a plazma alakja, és milyen legyen a sugárárány. Bár a kérdésnek fizikai vonatkozásai vannak, a döntéseket főleg mérnöki megfontolások alapján hozták. A toroidális tekercseken belül a mágneses tér a nagysugárral fordított arányban ($1/R$ szerint) csökken, ezért a tekercsek belső oldalán a mágneses erőhatás nagyobb, mint a külsőn. A tekercsek középső részét a központi oszlophoz (primer tekercsekhez) rögzítették. A nem rögzített részt olyan alakúra tervezték, hogy a mágneses térben ne lépjenek fel nyíró és nyomó erők. Ennek a feltételnek D-alakú tekercsek felelnek meg, lásd 6.1. ábra. A vákuumkamrát úgy tervezték, hogy a legjobban kihasználják a toroidális tekercsek közötti helyet, a így a JET kamrája is D-keresztmetszetű lett.

6.2.1. Dimenziók

A berendezés ára is szempont volt tervezéskor, és azt találták, hogy az ár a sugárárányal nő, tehát kis sugárárányú berendezés építése a legkedvezőbb. A megvalósuló sugárárány 2,4 volt.

A berendezés dimenzióit fizikai megfontolások figyelembe vételével állapították meg. Megfigyelték, hogy ha a q biztonsági tényező legalább 3 a plazma szélén, akkor sokkal kisebb valószínűséggel történik diszrupció. A $q = 3$ feltétel adott mágneses térerősségek mellett meghatározza a geometriát (hivatkozás q képletére!!!). A JET magasság-szélesség



6.1. ábra. A JET tokamak toroidális tekercseinek alakja.

arányát a toroidális tekercsek határozták meg, így az arányszám 1,6 volt, 4 m-es magasság, 2,5 m-es szélesség mellett. A berendezés nagysugara $R = 3$ m volt.

6.2.2. Fűtések és stabilitás

A tervezéskor világos volt, hogy csupán ohmikus fűtés teljesítménye a hőmérséklet növelésével lecsökken, így a JET-en kiegészítő fűtések alkalmazása is szükséges, hiszen a JET üzemhőmérsékletén az ohmikus fűtés elhanyagolható mértékű. A fúzióhoz szükséges $\tau_E \sim 0,4 - 4$ s energiaösszetartási idő eléréséhez $P \sim 1 - 100$ MW kiegészítő fűtési teljesítmény tartozik, melyet NBI és ICRH fűtéssel oldottak meg. Az NBI maximális teljesítménye 25 MW volt 80 keV-es deutérium vagy 160 keV-es hidrogén nyalábokkal.

Az ICRH maximális teljesítménye 15 MW, tehát összesen 40 MW kiegészítő fűtéssel szerelték fel a berendezést.

A tervekben szerepelt még adiabatikus összenyomással történő plazmafűtés is. e fűtés elve ugyanaz, ahogy a gázokat összenyomással felmelegíthetjük. Ezt a fűtési módszert végül sohasem használták a berendezésben.

A függőlegesen elnyújtott plazma instabil, melyhez aktív stabilizálás szükséges, mely poloidális tekercekkel történhet. Az első számolások szerint az instabilitás olyan gyorsnak adódott, hogy nem lett volna idő beavatkozni. Az első, valós geometriával, vákuumkamrával számoló kód eredménye szerint a kamrafal annyira lelassítja az instabilitást, hogy van idő aktív stabilizálásra.

6.2.3. Célok

A JET fő célja a reaktor-releváns tartomány vizsgálata volt, ugyanis az építéskor még nem állt rendelkezésre elég adat a becslésekhez. A JET tervezési paraméterei alapján azt sem lehetett előre tudni, hogy esetleg már a JET eléri-e reaktortartományt. A berendezésben vizsgálni kívánták a plazma-fal kölcsönhatást a reaktorhoz közeledő feltételek mellett, továbbá a fűtési folyamatokat is.

A D–T fúzióból származó alfa-részecskék keletkezése, összetartásának és fűtési tulajdonságainak vizsgálata is a JET dedikált céljai közé tartozott.

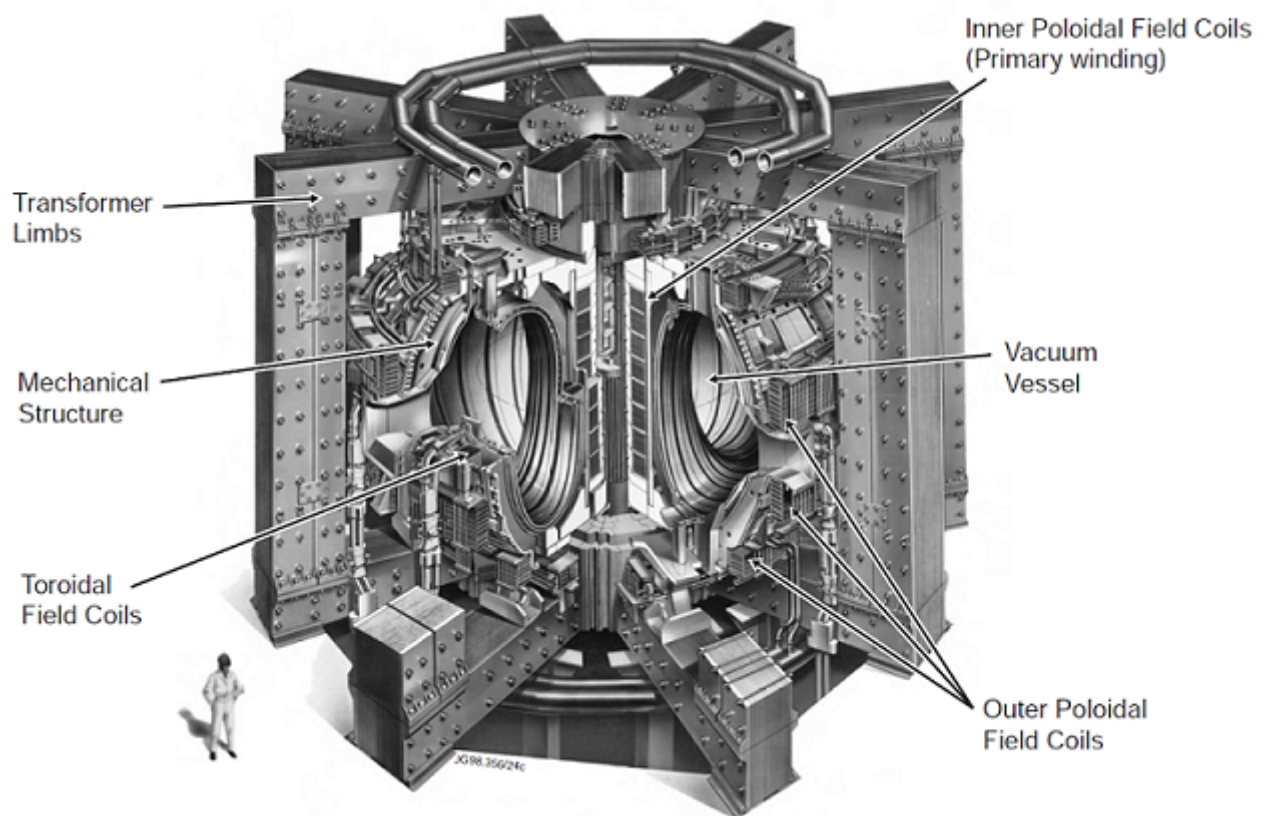
6.3. A JET tokamak felépítése

A JET tokamak egyes komponenseinek sok tervezési feltételnek kellett megfelelniük, melyek közül különösen fontos volt, hogy akár robotkarokkal is szerelhetőek legyenek. E feltételnek azért nagy a jelentősége, mert a berendezésben deutérium mellett tríciumos működést is terveztek, és a fúziós neutronok okozta felaktiválódás miatt a tokamak egyes részeit nem lehetett emberekkel szereltetni, javíttatni.

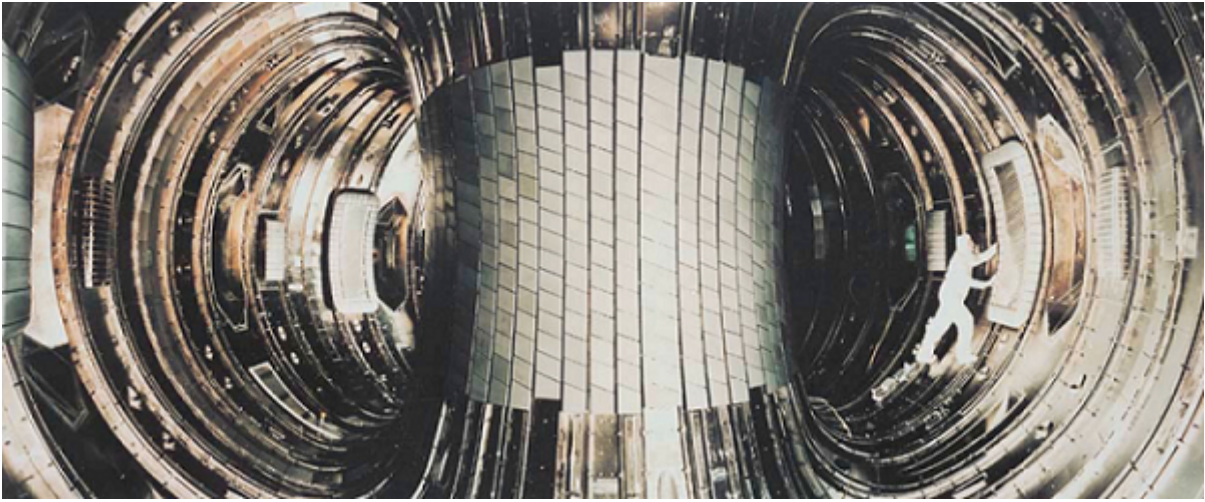
A legfontosabb komponenseket elhelyezkedését illusztrálja a 6.2. ábra. Ebben a fejezetben az egyes elemek főbb tulajdonságait tekintjük át a legbelső résszel, a vákuumkamrával kezdve.

6.3.1. Vákuumkamra

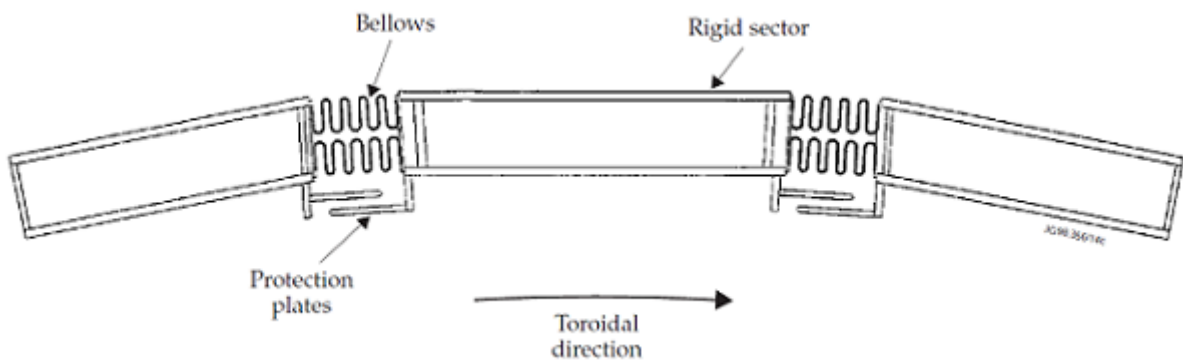
A vákuumkamra alapvető funkciója, hogy benne az atmoszférikus nyomás milliomodánál is kisebb nyomást lehessen létrehozni, és elviselje a nyomáskülönbségből adódó terhelést, mely a JET esetében négyzetméterenként 200 tonna nyomásának felel meg. A nyomás a 200 m² felületű fal egészének el kell tudnia viselni. A JET indulásakor a vákuumkamra fotója látható a 6.3. ábrán.



6.2. ábra. A JET tokamak főbb komponenseinek elhelyezkedése. A méretarányt a kép bal alsó sarkába rajzolt ember szemlélteti.



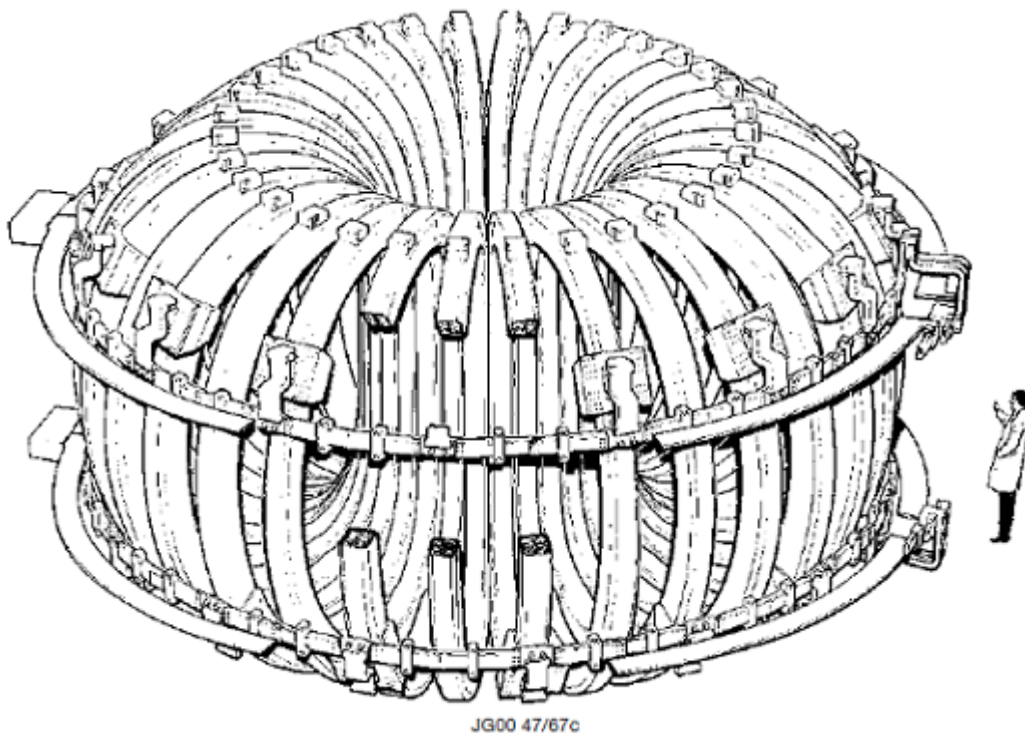
6.3. ábra. A JET tokamak vákuumkamrája 1983-ban.



6.4. ábra. A JET tokamak vákuumkamrájának szerkezete toroidális irányban.

Tiszta plazma létrehozásához a falakon nem lehetnek szennyezők. Vákuumrendszerekben a szennyezők eltávolításához a falat ki szokták fűteni, ezáltal a felületre kötött szennyezők leválnak, és ki lehet őket szivattyúzni. A JET vákuumkamráját úgy tervezték, hogy 500°C -on kifűthető legyen, és a készülék elviselje a hőmérséklet változása miatti méretváltozásból (összehúzódás, tágulás) eredő erőket.

A JET vákuumkamrájánál a következő trükköt alkalmazták: toroidális irányban váltakozva vastag fém rétegeket, és vékony, harmonika szerű rétegeket építettek be (lásd 6.4. ábra). A vastag fém réteg biztosítja a stabilitást, a köztes szakaszok pedig megnövelik a fal ellenállását, megakadályozva a nagy toroidális irányú áramok felépülését. A kapcsolódó rétegeket kb. 8 km hosszan kellett összehegeszteni úgy, hogy belül vákuumot lehessen tartani. A kamrát nikkel ötvözetből készítették el.



6.5. ábra. A JET tokamak toroidális tértekercseinek elhelyezkedése.

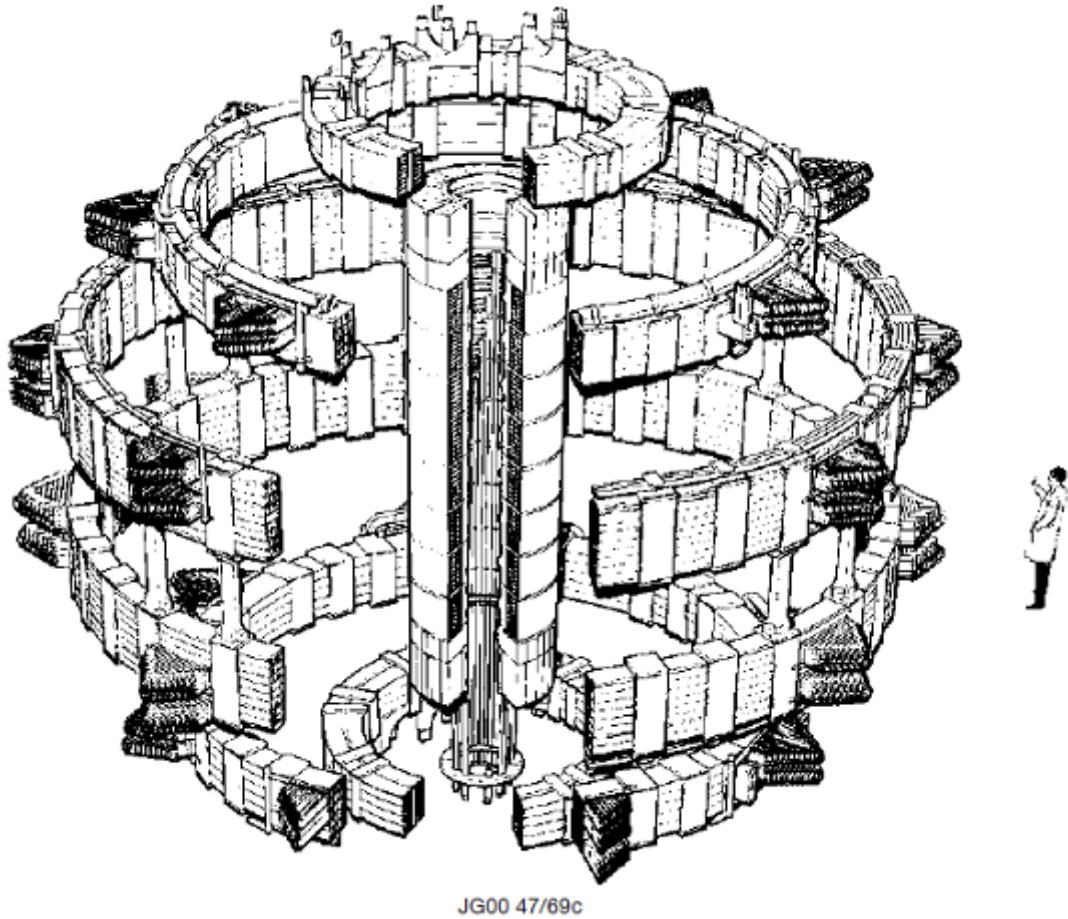
6.3.2. Tekercsrendszer

A berendezés vákuumkamráját 32 D-alakú, rézből készült toroidális tértekercs veszi körül (6.5. ábra). A tekercsek menetszáma 24, tömegük 12 tonna. A tekercsekben együttesen 51 MA áram folyik, ezért a tekercsek hűtése elengedhetetlen volt.

A tekercsekre a kis sugár irányában 600 tonna súlyának, a nagy sugár irányában pedig 200 tonna súlyának megfelelő nagyságú erő hat. A poloidális tér miatt csavaró erők is fellépnek, ezért külön mechanikai merevítés kiépítésére volt szükség, hogy a tekercsek a helyükön maradjanak.

Minden második toroidális tekercs külön vezérelhető, így 16 és 32 tekercses tokamaként is tud működni a JET, így a toroidális tér tökéletlenségéből adódó effektusok is tanulmányozhatók. Kevesebb tértekercs esetén ugyanis a toroidális mágneses tér kevésbé lesz toroidálisan szimmetrikus, a mágneses tér hullámszáma a plazma szélén megnő. Az egyenetlen mágneses tér pedig a részecskék összetartására is hatással van, minél nagyobb az egyenetlenség, annál rosszabb az összetartás.

A poloidális tértekercsek rendszere 6 vízszintes síkú réztekercsből és a központi szolenoidból áll (6.6. ábra). A központi szolenoid a transzformátor vasmagja körül helyezkedik

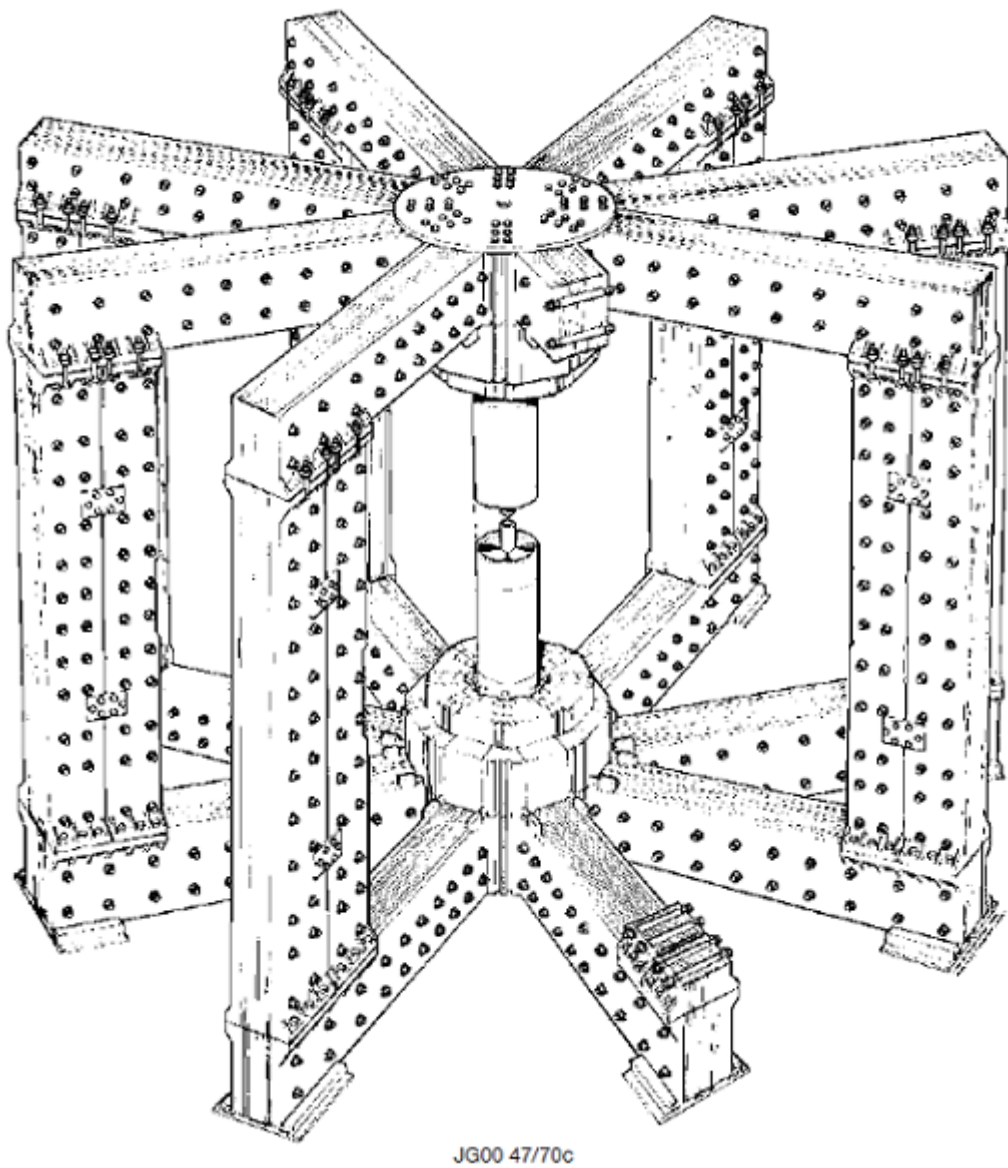


6.6. ábra. A JET tokamak poloidális tértekerceinek elhelyezkedése.

el, és szintén rézből készült. A hat vízszintes tekercest a toroidálisakon kívül helyezték el úgy optimalizálva, hogy a plazma alakja és pozíciója jól kontrollálható legyen. A legnagyobb poloidális tértekercs átmérője 11 m. A poloidális tekercek együttes tömege körülbelül 2600 tonna.

A transzformátor magja 8 kör laminált vasból készült, mely körülöleli az egész berendezést (6.7. ábra).

A JET-ben körülbelül 15 percenként lehet létrehozni egy-egy 10 másodperces kisülést. A tekercek áramellátásához hozzávetőlegesen 800 MW energia szükséges minden egyes kisülésben, ami egy erőmű közel teljes teljesítményét igénybe veszi. (Összehasonlításként egy paksi blokk ... MW teljesítményű.) Az áramellátást ezért a JET-nél részben lendkerekes generátorokkal, részben pedig az elektromos hálózatról oldják meg.



6.7. ábra. A JET tokamak transzformátorának vasmagja.

6.3.3. Diagnosztika

A plazma tanulmányozásához nélkülözhetetlenek a különféle diagnosztikák. A JET előtt működő berendezéseknél már sokféle rendszert kidolgoztak, de még így is kihívást jelentett ezen diagnosztikák implementálása a JET komplex rendszerébe. Továbbá le kellett küzdeni a nagyobb mértékű sugárzással járó terhelés által okozott problémákat.

6.4. Első kísérletek

A JET tokamak az építkezés kezdete után 4 évvel kezdte meg működését, az első plazmát 1983. június 25-én hozták létre, 17 kA plazmaárammal. A plazmaáramot az egymást követő kísérletekben folyamatosan növelték, és októberre a plazmaáram értéke elérte az 1 MA-t. Ekkor még csak hidrogén plazmát használtak, és a plazma fűtését csak a plazmaáram ohmikus fűtése szolgáltatta.

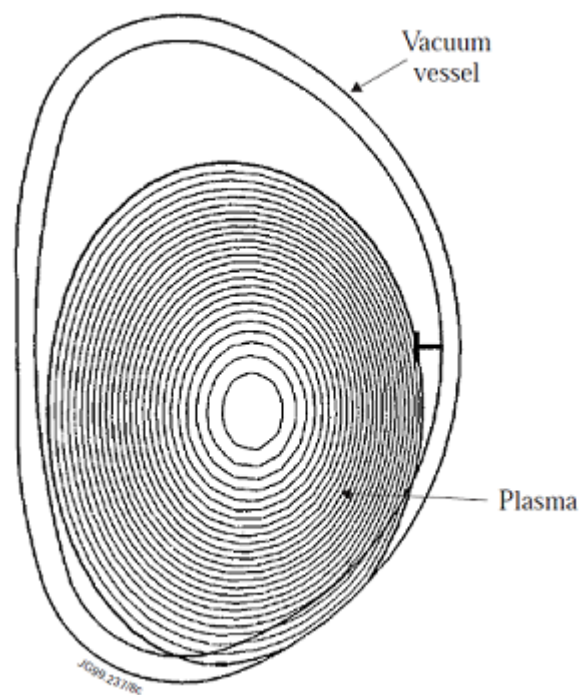
A kisülések hossza a JET-en elérte a 10 másodpercet, és egyes paraméterek változását valós időben is nyomon lehetett követni a vezérlőteremben.

Az első fontos kérdés, amire a tudósok kíváncsiak voltak, az energiaösszetartási idő volt, mely a legjobb esetekben fél másodperc körüli érték volt. Ez várt tartomány felénél helyezkedett el, tehát nem a legpesszimistább forgatókönyv vált valóra.

Az első meglepetést a hőmérséklet okozta. Empirikus formulák alapján azt várták, hogy a hőmérséklet nem fogja meghaladni az 1 keV-ot, azonban a mérések alapján a hőmérséklet elérte a 4 keV-ot. A megnövekedett hőmérsékletet részben a szennyezők okozták, melyek megnövelték a plazma ellenállását és ezáltal az ohmikus fűtést. Amit akkor még nem tudtak, hogy a hőmérséklet emelkedéséhez a befogott részecskék sokkal inkább hozzájárultak. Mivel a mágneses térben befogódott elektronok nem szállítanak áramot, ez vezetett az ellenállás növekedéséhez.

A szennyezők jelenléte azonban inkább káros az összetartásra nézve, mint hasznos, ugyanis a nagy rendszámú szennyező atomok általában nem ionizálódnak teljesen, és az iontörzsön maradó elektronok megnövekedett sugárzáshoz és energiavesztéshez vezetnek. A megnövekedett sugárzás pedig instabillá tette a plazmát, és nagyon gyakran következett be a plazma összeomlása, diszrupció.

Egy másik, a hőmérsékletnövekedésnél kellemetlenebb jelenséget, az első függőleges eltolódás eseményt (VDE, angolul: vertical displacement event) is a JET tokamakon detektáltak először. Az elnyújtott alakú plazma létrehozásához szükséges árameloszlás olyan volt, hogy egy kis függőleges irányú eltérés esetén az erő a kitérés növekedéséhez vezetett, a plazma instabil volt a függőleges kitérésre nézve. Ezt az instabil viselkedést már akkoriban is ismerték, és terveztek is egy visszacsatoló rendszert, mely stabilizálja a plazma helyzetét. Egy alkalommal azonban, amikor nagyon nagy volt a plazma elnyújtottsága, a visszacsatoló rendszer felmondta a szolgálatot, és a plazma a benne folyó 2,7 MA nagyságú árammal függőlegesen elmozdult, és a külső tekercesek árama és



6.8. ábra. A JET tokamak függőleges kitérés eseménye során a plazma nekinyomódik a vákuumkamrának.

a plazmaáram között fellépő vonzó erők miatt a plazma nekiment a vákuumkamrának (lásd 6.8. ábra). A vákuumkamrára ható erő néhány száz tonna súlyával egyenértékű volt! Az esemény hatására az egész épület függőlegesen elmozdult olyannyira, hogy a közeli szeizmológiai állomás is detektálta az eseményt, és az elmozdulást az épületben is lehetett érezni. A későbbiekben a visszacsatoló rendszert továbbfejlesztették, hogy megelőzzék a hasonló esetek kialakulását, és megerősítették a mechanikai tartóelemeket és a vákuumkamra falát is.

6.5. Tudományos eredmények

A JET egy új, és alapjaiban véve a korábbiaktól eltérő tokamak volt, kitűnő diagnosztikai rendszerrel, és kiváló kutató és mérnök csapattal, mely nagymértékben hozzájárult a JET sikeréhez. Az alábbi alfejezetben a legfontosabb kutatási eredményeket foglaljuk össze.

6.5.1. Plazmaösszetartás

A plazmaösszetartás kérdése kiemelt figyelmet kapott, mivel a kérdés a jövőbeli fúziós reaktorok szempontjából kucsfontosságú volt. Kisebb berendezéseknél kiegészítő fűtésekkel, tehát megnövelt fűtési teljesítmény mellett az összetartási idő csökkenését figyelték meg. Állandósult üzemállapotban az összetartási időt a plazma teljes W energiájának, és az alkalmazott P fűtési teljesítménynek a hányadosa adja: $\tau_E = W/P$.

Amikor az ICRH fűtést is bekapcsolták a JET-en, a fűtési teljesítmény kétszerezésére nőtt. Állandó energiaösszetartási idő mellett a fűtés növekedése miatt a teljes W energiának is kétszeresre kellett volna nőnie. Ehelyett azonban csak 50%-os energianövekedést mértek, ami 25%-os energiaösszetartás-csökkenésnek felel meg. Az eredményeket a 6.9. ábra foglalja össze.

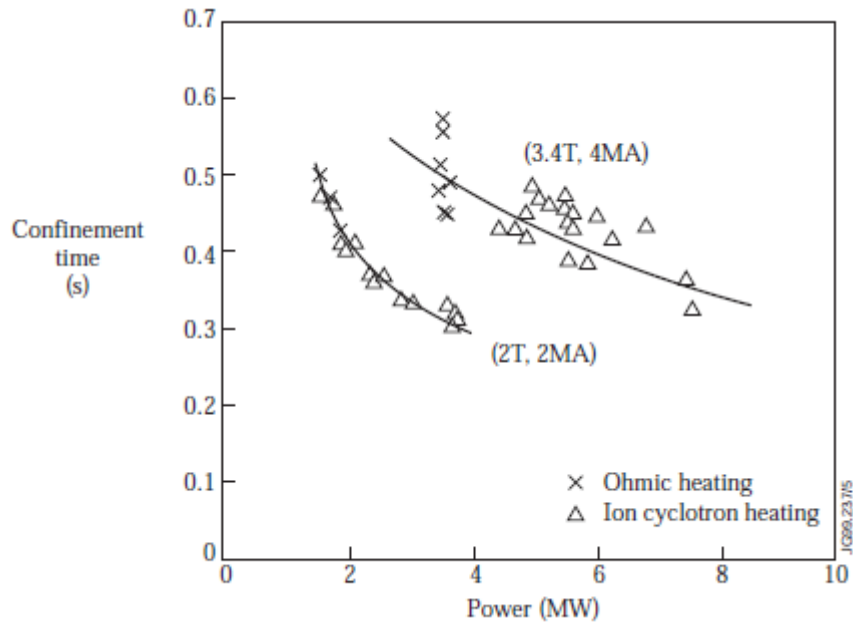
Az összetartási időt később további kiegészítő fűtések (pl. NBI) alkalmazása mellett is vizsgálták.

6.5.2. Diszrupciók

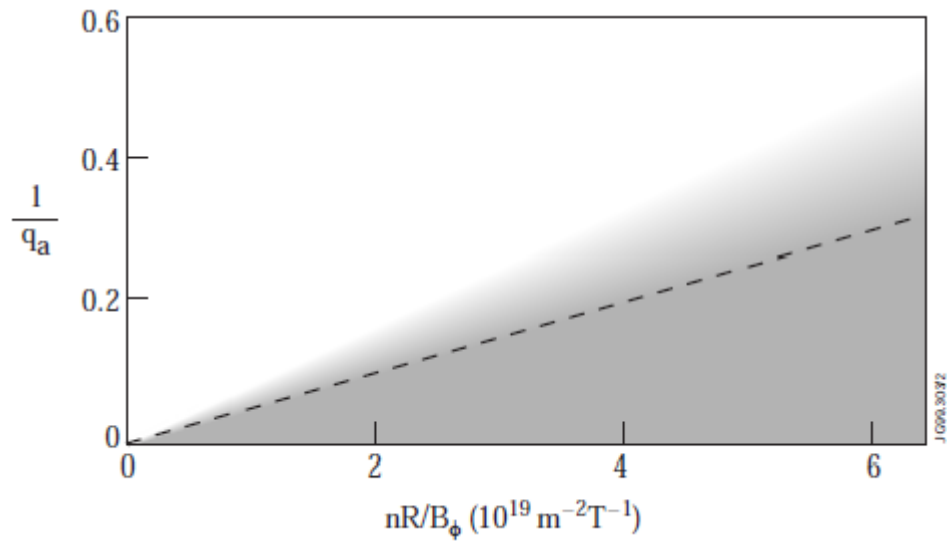
A JET tokamak egyik tudományos célja volt a diszrupciók vizsgálata, a kiváltó okok felfedezése, feltérképezése volt.

Murakami (Oak Ridge National Laboratory) megfigyelte, hogy omikus kisülésekben a diszrupciók miatt az nR/B_ϕ kifejezés – melyet azóta Murakami paraméternek nevezünk – értéke korlátozva van. A kifejezésben n a plazma sűrűsége, R a nagysugár, B_ϕ pedig a toroidális mágneses tér nagysága.

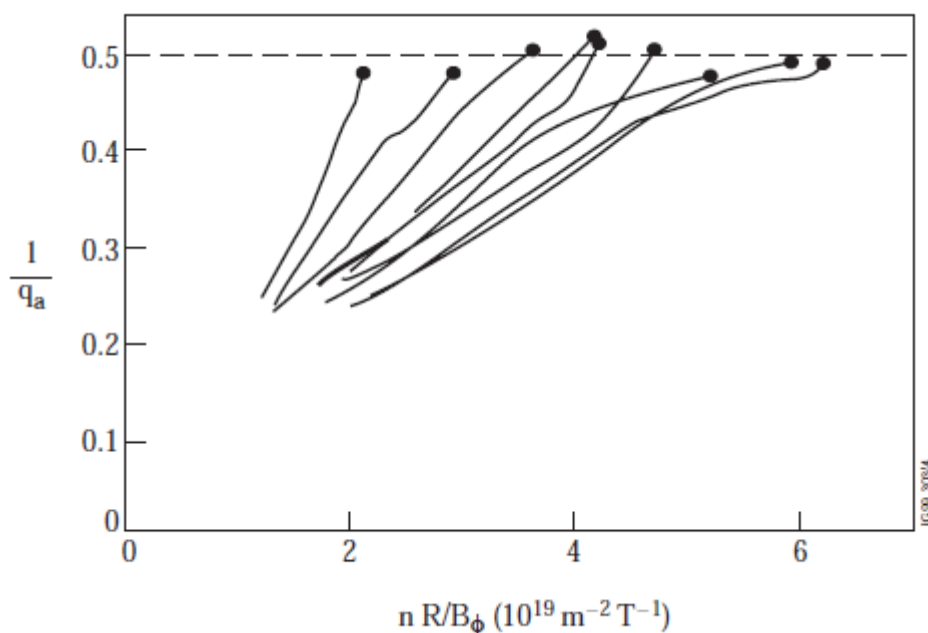
Hugill felfedezte, hogy a diszrupciós határ a plazma széli q_a biztonsági tényezőtől is függ. A Murakami paraméter függvényében ábrázolva $1/q_a$ értékét kapjuk az úgynevezett Hugill-diagramot (6.10. ábra).



6.9. ábra. Az összetartási idő a fűtési teljesítmény függvényében a JET tokamakon. Meg-növelt fűtés mellett csökkent az összetartási idő.



6.10. ábra. Hugill diagram a JET ohmikus kísérleteire.

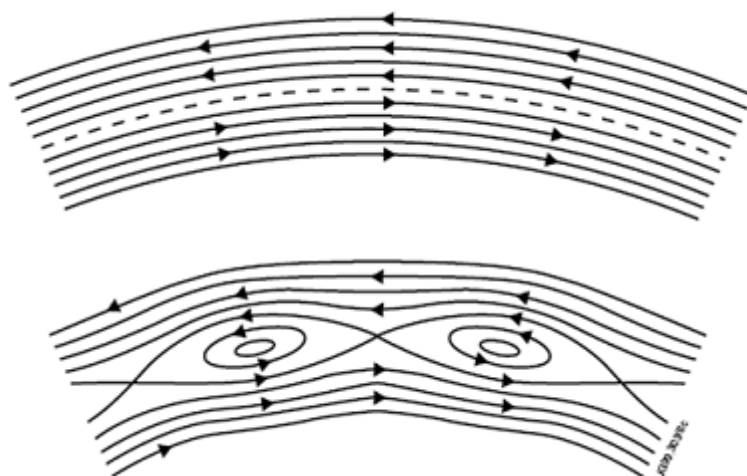


6.11. ábra. Különböző kisülések fejlődése a Hugill diagramon. A diszrupciók bekövetkezését a pályák végén levő pontok jelölik.

Tisztán ohmikus fűtés esetén a plazma nem tud belépni 6.10. ábrán besatírozott tartományba, diszrupció következik be. Kiegészítő fűtések használatával a sűrűséghatár kissé megnövelhető, egészen a szagatott vonalig. Azt is világosan kell látni, hogy a fehér tartományokban is bármikor létrejöhet diszrupció, például túl gyors áramváltozás hatására. A diszrupciós határ ott húzódik, ahol semmilyen óvatos üzemeltetéssel nem lehet elkerülni a diszrupciót.

A fent említetten kívül további diszrupciós határok rajzolhatók be a Hugill diagramba. Az alacsony q biztonsági tényező értékeinél szintéz húzódik egy határ, ami azt fejezi ki, hogy adott mágneses tér mellett a plazmaáram nem lehet tetszőlegesen nagy. A kísérletekben a plazmaáramot folyamatosan növelve csökkentették a q értékét egész addig, amíg a plazma össze nem omlott. Ez mindig akkor következett be, mikor a plazma szélén a q értéke 2-re csökkent. Ezeket a kísérleteket szemlélteti a 6.11. ábra.

A Hugill diagram alapján adott q_a és toroidális tér mellett a plazma sűrűsége a diszrupciók miatt limitált. A sűrűséglimit elérésekor a plazmában MHD instabilitások lépnek fel. A legjellemzőbb instabilitás az úgynevezett szakító módus, mely nevét onnan kapta, hogy az instabilitást okozó erők felszakítják az erővonalakat, melyek ez után máshogy kapcsolódnak össze (lásd 6.12. ábra). Ezt az instabilitást az általa okozott mágneses perturbációból lehet detektálni a plazmához közel helyezett mágneses tekercsek segítségével. Ezen mágneses tekercsek indukciós elven működnek, feszültségük értéke



6.12. ábra. Mágneses térszerkezet a szakító módus kialakulása előtt és után.

arányos a mágneses tér megváltozásával. Diszrupciók előtt a mágneses szondák jele felerősödik, miközben a jelen erős oszcilláció figyelhető meg (6.13. ábra).

Egy diszrupció lefolyása az alábbi lépésekben történik. Először egy instabilitás jelentős energiavesztést okoz. A falról masszív mennyiségű szennyező áramlik be, melyek lesugározzák a plazma maradék energiáját. Az áram ezek után vagy elhal, vagy a fellépő nagy elektromos térben elfutó elektronok keletkeznek.

A diszrupciók során a plazma hozzáérve a berendezés falához komoly károkat tud okozni, például az egyes diagnosztikák elemeinek megolvasztásával. Ez a hatás figyelhető meg a 6.14. ábrákon.

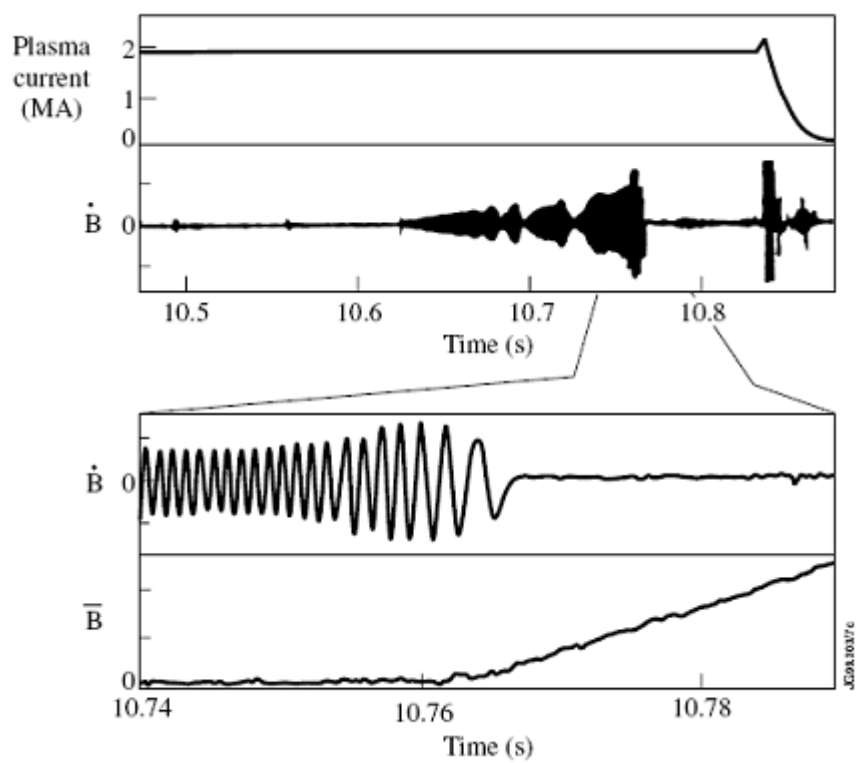
6.5.3. Instabilitások

A JET tokamakban sokféle plazmainstabilitást vizsgáltak részletesen, többek között az ELM-eket, toroidális Alfvén-sajátmódusokat (TAE), MARFE-t és a fűrészfog instabilitást is.

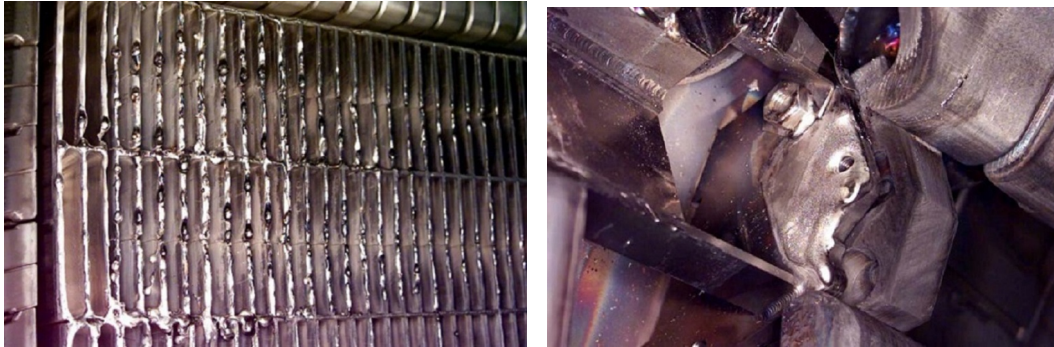
6.5.4. Plazma-fal kölcsönhatás

A plazma-fal kölcsönhatás vizsgálatára a JET vákuumkamrájának belsejét az évek folyamán sokszor átalakították. 1991-ben alakították ki a divertort, mely nagy előrelépést jelentett az összetartásra nézve.

A fal anyagát is többször megváltoztatták, jelenleg épp berillium bevonatot alkalmaznak, hogy az ITER tokamakhoz hasonló körülmények között végezzenek méréseket.



6.13. ábra. Mágneses jelek időfüggése a diszrupció előtt.



6.14. ábra. Diszrupció hatása a plazmahatároló elemekre.

6.5.5. Fúziós energiatermelés

A fúziós begyűjtés feltétele, hogy az alfa-fűtés teljesítménye meghaladja a fűtési teljesítményt.

1997-ben deutérium mellett tríciumot is használtak a berendezésben, és több kísérletet is tettek arra vonatkozóan, hogy minél nagyobb Q energiasokszorozási tényezőt érjenek el. A rekorder lövésben 16 MW fúziós energiát sikerült elérniük, mely $Q = 0,6$ energiasokszorozásnak felel meg, tehát még nem sikerült elérni a $Q = 1$ break-even pontot.

A jövőbeli reaktorok szempontjából sokkal ígéretesebb az a kisülés, melyben alacsonyabb fúziós teljesítményt értek el (kb. 4 MW-ot), viszont ezt az értéket a kisülés 5 másodperce alatt fent tudták tartani, ellenben a 16 MW-os kisülés 1-2 másodperces teljesítménycsúcsával.

A rekorder lövésekben a fúziós teljesítmény alakulását mutatja a 6.15. ábra.

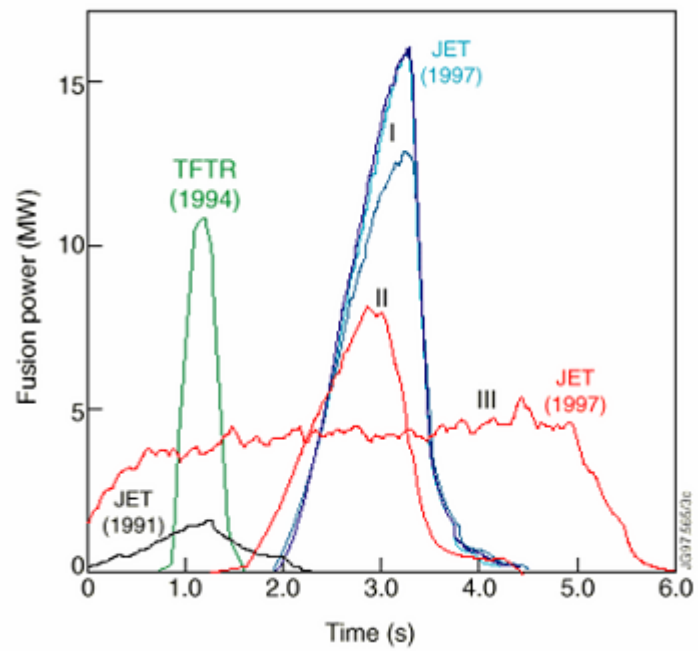
Az új ITER-szerű fallal 2014-ben újra terveznek tríciumos üzemet, de az előzetes célokban nem szerepel a korábbi teljesítményrekordok megdöntése.

Olvasnivaló

- JET Insight Newsletter: JET restarts to exploit the ITER-Like-Wall further, July 15th 2013, <http://www.efda.org/newsletter/jet-restarts-to-exploit-the-iter-like-wall>

Irodalom

- John Wesson: Science of JET (1999)
- JET Insight Newsletter: http://www.efda.org/?efda_newsfilter=jet-insight

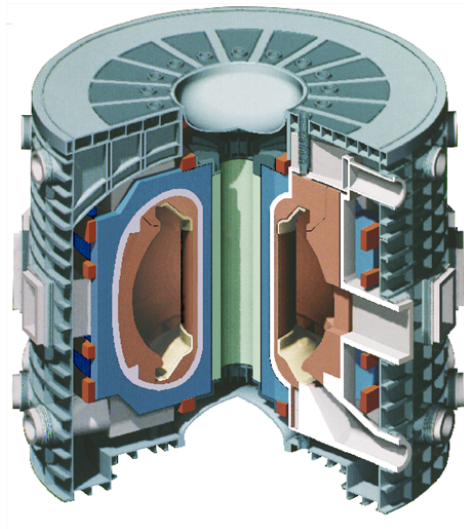


6.15. ábra. A JET tokamak rekord lövéseinek paramétereit.

7. fejezet

ITER

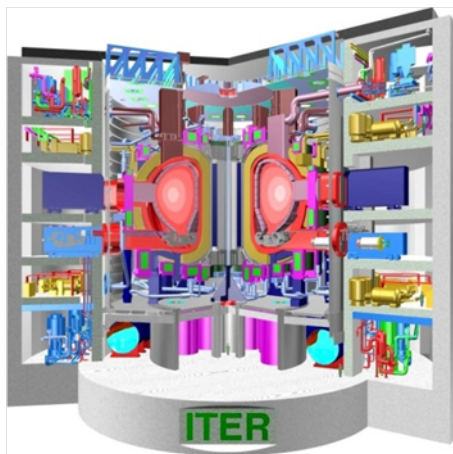
A JET tokamak sikerét és saját szűkös anyagi lehetőségeit látva a Szovjetunió 1985-ben javasolta, hogy a következő nagy fúziós berendezést nemzetközi együttműködésben valósítsák meg. 1988-ban el is kezdődött az ITER (International Termonuclear Experimental Reactor) koncepcionális tervezése (CDA, angolul: Conceptional Design Activities) négy ITER partner részvételével: Szovjetunió, Amerikai Egyesült Államok (USA), Európai Közösség és Japán. Az ITER eredeti célja "a begyújtás és irányított égés demonstrálása egy energiatermelő reaktorhoz hasonló paraméterű berendezésen" volt. Gyakran hangsúlyozott érdekesség, hogy az "iter" szó latinul azt jelenti: az út. A CDA eredménye egy JET-hez sok tekintetben hasonló berendezés lett (7.1 ábra), amiben megvalósíthatónak tűnt a begyújtás és irányított égés.



7.1. ábra. A CDA eredménye egy koncepcionális ITER terv.

1992-ben az ITER partnerek megállapodtak, hogy közösen elkészítenek egy részletes

ITER mérnöki tervet, ezzel kezdetét vette a mérnöki tervezés (EDA, angolul: Engineering Design Activities). 1998-ra el is készült egy olyan részletességű terv, ami alapján már a megvalósításon lehetett gondolkodni (7.2 ábra), ám ekkor az USA kilépett az együttműködésből. A maradék három ITER partner sokkalta a 10 milliárd dollárra becsült költségeket, és három évvel meghosszabbították a tervezési fázist annak érdekében, hogy egy fele ilyen költséggel felépíthető berendezést tervezzenek.



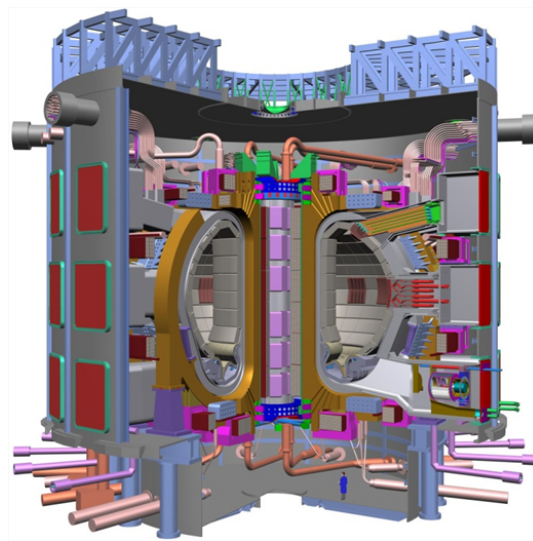
7.2. ábra. A begyűjtő ITER EDA terve.

2001-re elkészült az ITER EDA új változata (7.3 ábra), amit egy ideig ITER-FEAT néven különböztettek meg, de ez pár év elteltével ITER-re egyszerűsödött. Az olcsóbb ITER célja természetesen nem lehetett ugyanúgy a begyűjtés, csak a szignifikáns energiaszorzás ($Q \approx 10$). Jelen jegyzetben a pontosság kedvéért a korábban tervezett ITER-t *begyűjtő ITER*-nek, az újabb ITER-t *magas- Q ITER*-nek, vagy röviden *ITER*-nek nevezem.

2001-ben Kanada csatlakozott az együttműködéshez, és felajánlott egy területet Clarington mellett a felépítéséhez. Az ITER megvalósítására irányuló erőfeszítések a Koordinált Technikai Tevékenység (CTA, angolul: Coordinated Technical Activities), a Nemzetközi Tokamakfizikai Tevékenység (ITPA, angolul: International Tokamak Physics Activity) és az ITER tárgyalások beindításával folytatódott.

2002-ben új építési területeket ajánlottak fel az együttműködő felek: Vandellós (Spanyolország), Cadarache (Franciaország) és Rokkasho-Mura (Japán), ami egy hosszú vita kezdetét jelentette. A vita csak 2005-ben dőlt el Cadarache javára (7.4 ábra). Ennek ára egyrészt az volt, hogy a megvalósításért felelős európai központ Barcelonába került, Japán kompenzálására pedig létrejött az EU-Japán bilaterális Szélesebb Megközelítés megállapodás (BA, angolul: Broader Approach). Közben 2003-ban Kanada kivonult, de csatlakozott Kína és Dél-Korea, és újra csatlakozott az USA. India 2005-ben csatlakozott.

Az ITER Szerződés – pontos nevén: Agreement on the Establishment of the ITER International Energy Organization for the Joint Implementation of the ITER Project



7.3. ábra. A magas-Q ITER EDA terve.



7.4. ábra. Cadarache, az ITER felépítésének helyszíne.

– 2006-os aláírásáig az együttműködést az Átmeneti Szerződések (angolul: Transitional Agreements) szabályozták. Az ITER élére japán vezető került európai helyettessel. A megvalósítást az ITER Szervezet (IO, angolul: ITER Organization) 2008-as megalakítása után lehetett érdemben elkezdni.

7.1. Tervezési alap

Bár az ITER közvetlen elődjének tekinthető JET tokamak minden dedikált célját megvalósította, az ITER tervezéséhez még nem álltak rendelkezésre olyan fizikai modellek, amik a fizikai elméletekből kiindulva megadták volna a leendő reaktor teljesítményét. A tervezéshez jobb híján empirikus *skálatörvényeket* használtak. A skálatörvények olyan összefüggések, amik a létező berendezéseken mért adatokra illesztett hatványkitevők segítségével nehezen megjósolható, ám jól mérhető, plazmaparamétereket kötnek össze a berendezés tervezési paramétereivel.

$$\tau_{E,th}^{IPB98(\gamma,2)} = 0.05621 I_p^{0.93} B_t^{0.15} P^{-0.69} n_e^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \epsilon^{0.58} \kappa_x^{0.78} \quad (7.1)$$

A skálatörvényekre egy példát mutat a (7.1) egyenlet, ahol $\tau_{E,th}^{IPB98(\gamma,2)}$ az illesztett energiaösszetartási idő [s], I_p a plazmaáram [MA], B_t a toroidális mágneses térerősség [T], P a fűtési teljesítmény [MW], n_e az elektronsűrűség [m^{-3}], M az atomtömeg [AMU], R a tórusz nagysugár [m], ϵ az inverz sugárány (kissugár/nagysugár) és κ_x a plazma függőleges elnyúltságát jellemző alakfaktor.

A skálatörvény jóságát szemlélteti a 7.5 ábra, ahol a mért τ_{th} energiaösszetartási idő látható az illesztett $\tau_{th}^{IPB98(\gamma,2)}$ energiaösszetartási idő függvényében különböző berendezések különböző H-módú kisüléseire. Az adatok több nagyságrenden keresztül látszólag jól illeszkednek a 45 fokos egyenesre, ám ez a logaritmikus skála miatt csak fél nagyságrenden belüli egyezést jelent. Az ábrán látható a magas-Q ITER paramétereire extrapolált érték is.

7.1.1. A begyújtó ITER paramétere

A begyújtó ITER tervezési paramétereit a (7.5) skálatörvényhez hasonló empirikus összefüggések kombinációja adja. A begyújtás feltétele a (1.16) fúziós hármasszorzattal kifejezve $n\tau_e T_i = 10^{21} \text{keVs/m}^3$. A hármasszorzatra a (7.5)-hez hasonló skálatörvény vonatkozik:

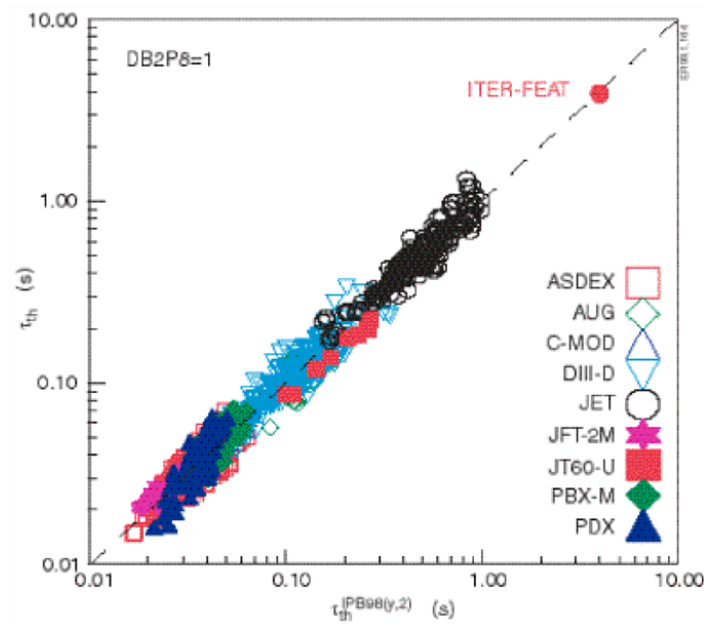
$$n\tau_e T_i = 6 \cdot 10^6 H^2 I_p^2 \text{ m}^{-3} \text{keVs}, \quad (7.2)$$

ahol I_p a plazmaáram MA egységben és H egy összetartást jellemző egységnyi nagyságrendű dimenziótlan faktor. Fenti két összefüggés kombinációjából a következő feltétel adódik a plazmaáramra:

$$I_p = \frac{30}{H} \text{ MA}. \quad (7.3)$$

Ha ezt a $q_{edge} > 2$ avagy $B_\phi/B_\theta > R/a$ – ahol B_ϕ és B_θ a toroidális és poloidális mágneses térerősségek és R/a a sugárány – diszrupció limittel kombináljuk, a következő kifejezést kapjuk:

$$B_\phi R = \frac{65}{H} \text{ Tm}. \quad (7.4)$$



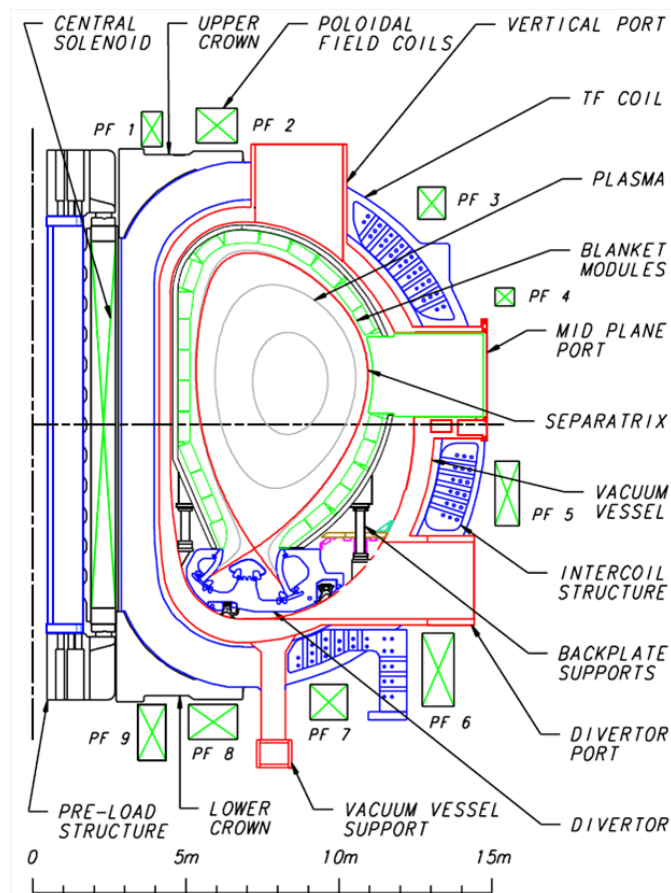
7.5. ábra. Skálatörvény az energiaösszetartási időre H-módú plazmában.

Feltéve, hogy az ITER plazmaalakja a JET-hez hasonló D-alakú, és a tekercsekben megengedhető maximális mágneses télerősség 12 T, a mágneses tengelyen kb. 6 T télerősséget kapunk, amiből $R = 11/H$ m adódik. A H értékre egy közepesen optimista becslést használva a berendezés nagyságára $R = 8,4$ m-nek adódott. A kissugár a JET arányokkal számolva $a = 2,8$ m, a plazma térfogata $V = 2000$ m³, a plazmaáram (7.3) összefüggésből $I_p = 21$ MA. A tervezett ELM-es H-módban a fúziós teljesítmény 1,5 GW lett volna, a begyűjtáshoz 100-150 MW kiegészítő fűtés állt volna rendelkezésre. A tervezett berendezés poloidális keresztmetszete a 7.6 ábrán látható.

7.1.2. A magas-Q ITER paraméterei

A 2001-es magas-Q ITER tervek paramétereinek nem ilyen egyértelmű a származtatása. Itt a legfőbb szempont az volt, hogy a berendezés fele annyiba kerüljön, mint a begyűjtő ITER, de mégis elegendő támpontot adjon egy leendő energiatermelő DEMO demonstrációs reaktor felépítéséhez. A módosított célok a következők lettek:

1. $Q > 10$ energiaszorzás induktívan hajtott DT plazmában 300-500 s-ig.
2. $Q > 5$ energiaszorzás kvázi állandósult üzemmódban neminduktív áramhajtással.
3. Az energiatermelő reaktorhoz szükséges fúziós technológiák meglétének demonstrálása.

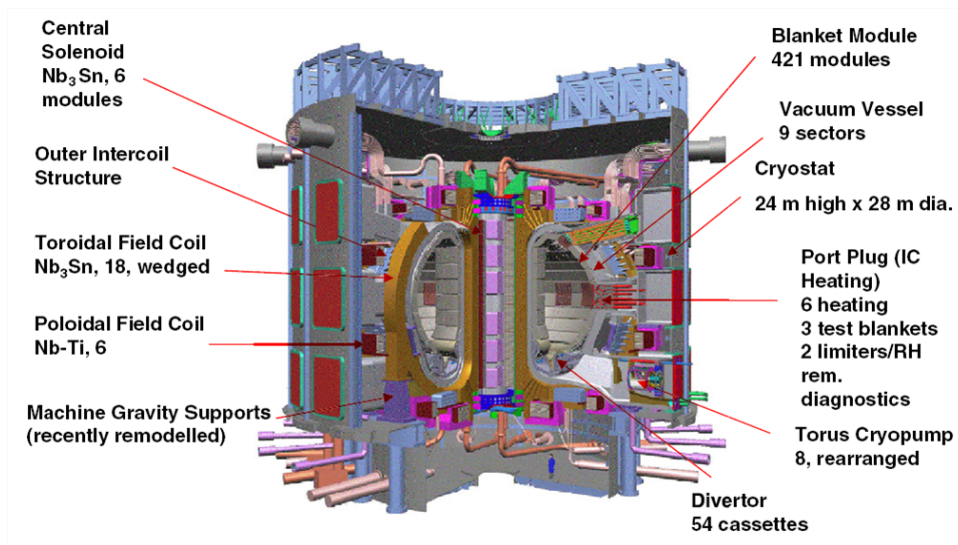


7.6. ábra. A begyűjtő ITER poloidális keresztmetszete.

4. A jövőbeli fúziós reaktor elemeinek tesztelése.
5. Tríciumszaporító elképzelések tesztelése.

A berendezés paraméterei a 7.1.1 fejezetben bemutatott számolásnál egy fokkal bonyolultabb modellszámításokból jöttek ki, de még mindig a (7.5) skálatörvényhez hasonló empirikus összefüggésekből.

A berendezés nagysugara $R = 6,2$ m, a kissugár $a = 2$ m, a plazma térfogata $V = 800$ m³, a plazmaáram $I_p = 15$ MA, a mágneses tér a mágneses tengelyen $B = 5,3$ T. A tervezett ELM-es H-módban a fúziós teljesítmény 500 MW, amit 73 MW kiegészítő fűtés segítségével terveznek elérni. A berendezés 3D tervei a 7.7 ábrán láthatók, egy virtuális valóságban felépített modell a <http://fuset.net.eu/node/339> címen elérhető.



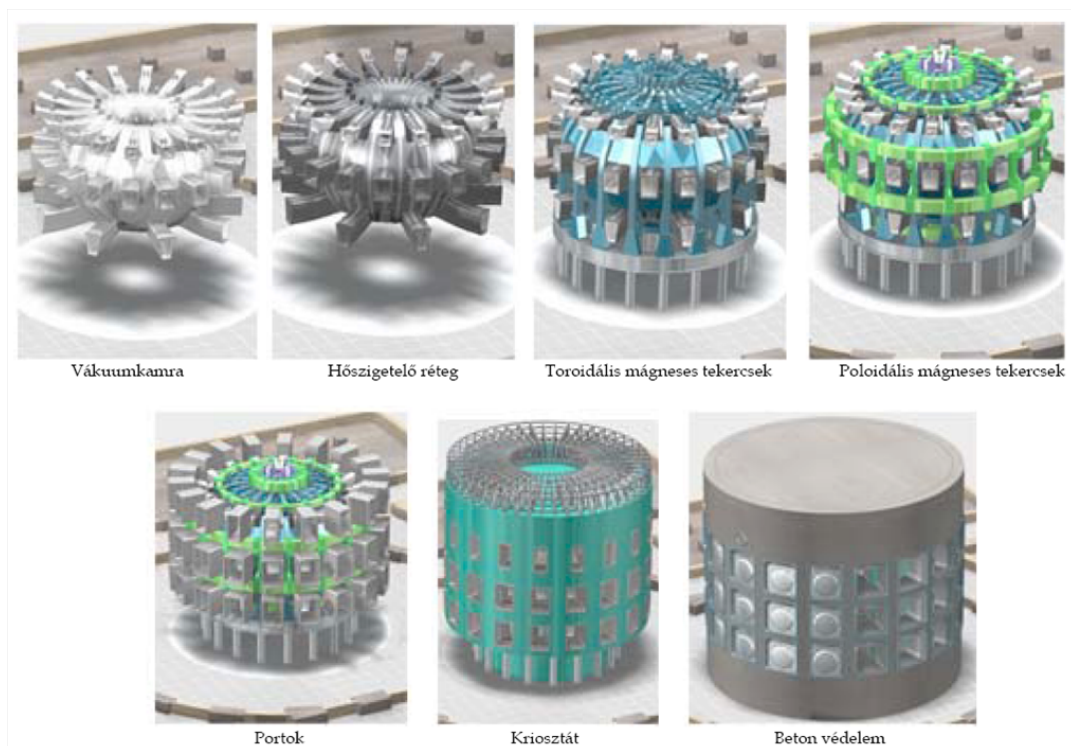
7.7. ábra. A magas-Q ITER 3D tervei a főbb egységek megnevezésével.

7.2. Az ITER felépítése

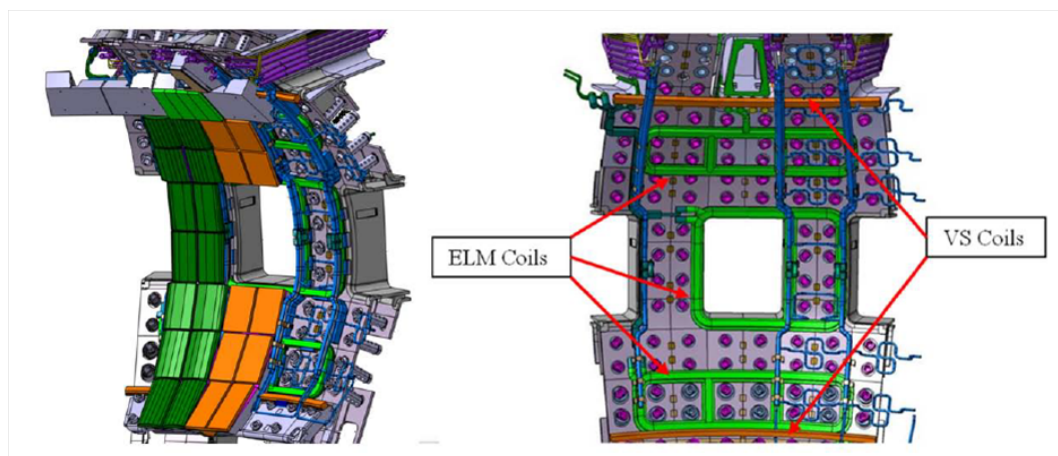
Mint az a 7.8 ábrán látható, az ITER főbb szerkezeti elemei belülről kifelé haladva a következők: A vákuumkamrát egy hőszigetelő réteg után a szupravezető toroidális tér tekercsek követik. Ezeken kívülre rögzítik a poloidális tér tekercseit. A tekercsek közötti portokon keresztül lehet a plazmához hozzáférni. A tekercsek hideg terét egy kriosztát majd vastag beton biológiai sugárvédelem követi.

Az ITER építése kapcsán sok olyan probléma jött elő, ami a méretek növekedésével függ össze. Az egyik ilyen probléma a tervezett fűtési teljesítmény döntő többségét adó semleges atomnyaláb fűtőrendszer optimális energiájával kapcsolatos. A nagy plazma méretek miatt ha a plazma közepét szeretnénk fűteni, a korábbiaknál lényegesen nagyobb energiájú semleges nyalábot kell csinálni – az optimum 1 MeV körül adódott. Viszont a pozitív töltésű ionok semlegesítési hatáskeresztmetszete az energiájuk növekedésével rohamosan csökken. 300 keV-es pozitív ionok 16%-a lesz semleges. Negatív ionok esetében a hatásfok 200 keV fölött közel állandó, 60%-os érték. A fűtés hatékonysága érdekében tehát negatív töltésű ionokat gyorsítanak, majd semlegesítenek. A negatív ionforrások fejlesztése egyike azon feladatoknak, ami az ITER késését okozhatják.

Az ITER a JET-hez hasonlóan egy alsó divertoros berendezés. A sok pozitív tulajdonsága mellett meg kell említeni a divertor kapcsán felmerülő problémákat is. Mivel a divertor létrehozásával sok olyan mágneses felület jött létre, melyek mind a divertoron végződnek, ezért a divertort érő hőterhelés és részecskefluxus extrém nagy. A számítások szerint az ITER tokamakokon az ELM-ek következtében a divertort érő hőterhelés a számítások szerint tranziensen elérheti a 100 MW/m² értéket is, ami kezelhetetlen.



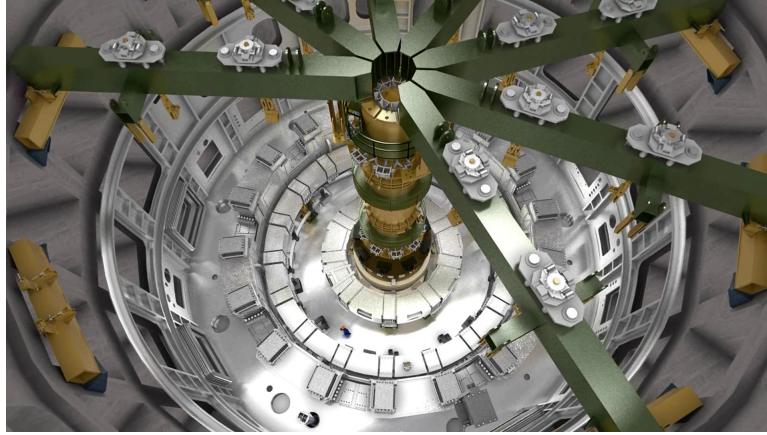
7.8. ábra. Az ITER főbb szerkezeti elemei.



7.9. ábra. Az ITER vákuumkamrán belüli tekercsrendszerei: a plazma függőleges stabilizálását szolgáló függőleges tér tekercsek és az ELM-tekercsek.

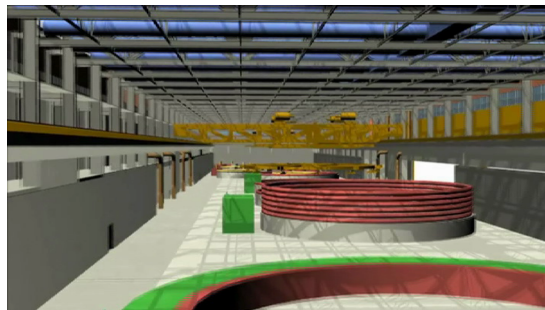
A megoldást a 7.9 ábrán is látható ELM-tekercsek jelenthetik, amik a plazma szélét megperturbálva megakadályozzák az ELM kialakulásához szükséges meredek gradiens kialakulását, vagy megoldás lehet még az ELM-ek ritmusszabályozása ELM-eket keltő

pelletek nagy frekvenciájú belövésével.



7.10. ábra. Az ITER tokamak tervezett összeszerelési sorrendje. A videó megtekinthető itt: <http://www.iter.org/video/159>

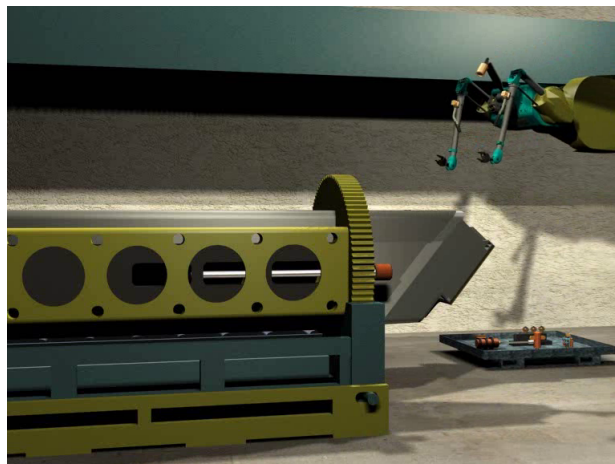
Az ITER tokamak összeszerelését a tokamak feletti csarnokban fogják elvégezni a 7.10 videóban bemutatott módon. A sokszáz tonnás alkatrészeket milliméteres pontossággal kell majd a helyükre illeszteni.



7.11. ábra. A poloidális tér tekercsek összeszereléséről. A videó megtekinthető itt: <http://www.iter.org/video/82>

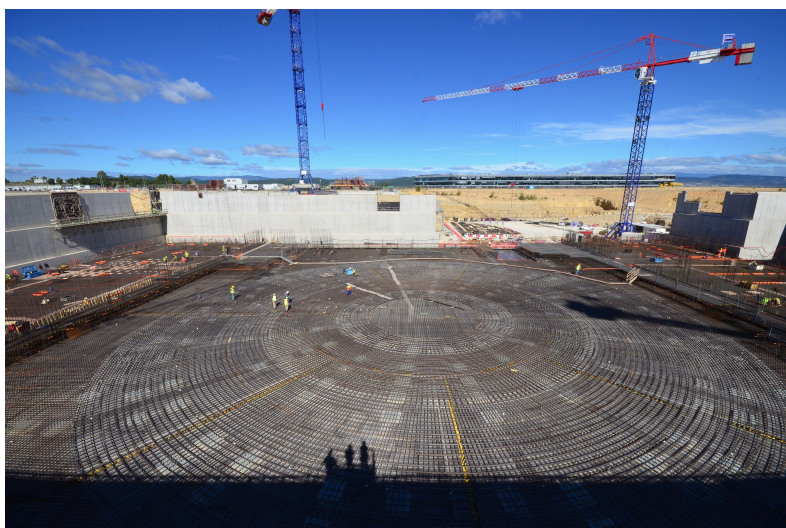
Az ITER legtöbb elemét az ITER projektben résztvevő országokban gyártják, majd hajón és közúton szállítják Cadarache-ba. Az egyetlen nagyobb elem, amit nem tudnak így odaszállítani a poloidális tér tekercsek, amik túl nagyok lennének, így ezeket a helyszínen tekercselik. Az egyik első épület, ami az ITER telephelyen elkészült a 7.11 videón is bemutatott poloidális tér tekercselő üzem.

A DT működés miatt az ITER biológiai védelmen belüli alkatrészei erősen felaktiválódhatnak, így mindent úgy terveznek, hogy távirányítású robotokkal is karbantarthatók



7.12. ábra. Az ITER egy port dugójának távoli karbantartása. A videó megtekinthető a tananyag online változatában.

legyenek. Ez azt jelenti, hogy az alkatrészek tervezésekor egyben meg kell tervezni a távoli karbantartás lépéseit is. Egy ilyen tervre látunk példát a 7.12 videón, ami egy felső port dugó tervezett karbantartásának első lépéseit mutatja.



7.13. ábra. A tokamak épület jelenlegi (2013 vége) helyzete.

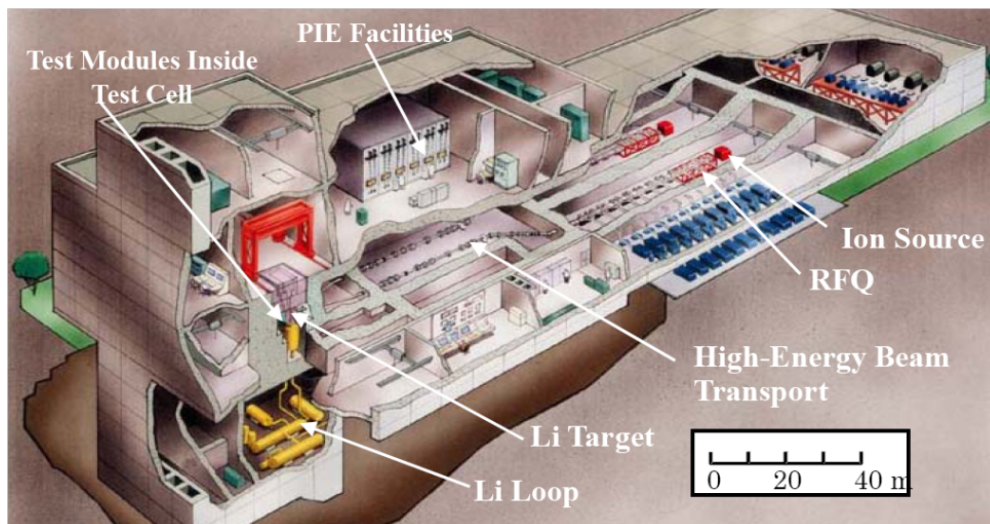
A tokamak épület jelenlegi helyzetét a 7.13 képen látjuk: éppen elkészült a vasalat a második alaplemezhez. A tokamak épület a sugárveszélyes anyagok biztonságos kezelése érdekében szeizmikus izolációs bakokra épül. Ez azt jelenti, hogy a másfél méter vastag vasbeton lemezalapot fölött 439 oszlop tartja a következő másfél méter vastag vasbeton

alapot. Az oszlopok tetején vannak a szeizmikus izolátorok, amik a felső alapnak akár 10 cm-es vízszintes elmozdulást is engednek, így tompítva egy esetleges földrengés hatását.

Az ITER építése 2010-ben kezdődött és várhatóan 2020 körül fejezik be. Az építésről naprakész információ érhető el a <http://www.iter.org> honlapon.

7.3. Broader Approach

Az ITER tokamak telephelyének eldöntésekor olyan megállapodás született, hogy az ITER Európában lesz, de közös EU-Japán finanszírozásban Japán területén is létrehoz-
nak kutatóhelyeket. Ezt a megállapodást hívják Szélesebb Megközelítésnek (angolul: Broader Approach, BA).



7.14. ábra. International Fusion Material Irradiation Facility (IFMIF).

A BA keretén belül 4 főbb kutatási infrastruktúra épül:

1. Az ITER és később az energiatermelő DEMO prototípus reaktor üzemmódjainak tanulmányozására felépül egy közepes méretű szupravezető tokamak, a Japanese Tokamak 60 Super Advanced (JT 60-SA).
2. A DEMO szerkezeti anyagainak sugárállóságát vizsgálандó felépül az International Fusion Material Irradiation Facility (IFMIF), lásd. 7.14.
3. Fúziós szimulációk céljára felépül egy szuperszámítógép központ.
4. Felépül egy ITER vezérlőterem, ahonnan előben figyelemmel lehet kísérni az ITER működését, részben irányítani is lehet az eseményeket.

Olvasnivaló

- ITER Council: Project Specification, ITER_D_27ZRGH v. 1.0 (2008)

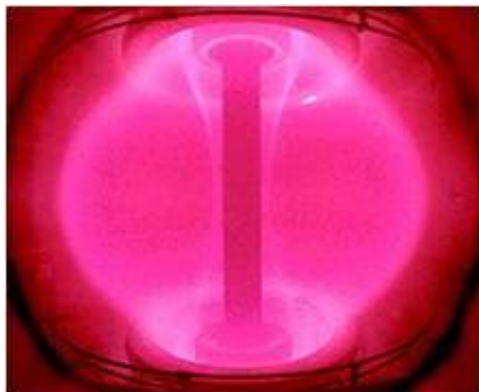
Irodalom

- Magyar EURATOM Fúziós Szövetség honlapja: <http://magfuzio.hu>
- ITER: <http://www.iter.org/>
- ITER Newslines: <http://www.iter.org/newsline>
- F4E: <http://fusionforenergy.europa.eu/>
- EFDA: http://www.efda.org/the_iter_project/index.htm
- ITER fan club: <http://www.iterfan.org/>
- ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Groups, ITER Joint Central Team, and Physics Integration Unit. ITER Physics Basis. Nuclear Fusion, 39, 2137-2638 (1999)
- K. Ikeda, et. al. Progress in the ITER Physics Basis. Nuclear Fusion, 47(6) (2007)

8. fejezet

Szférikus tokamakok

A tokamakok egy külön családját alkotják a szférikus tokamakok. Ezek olyan tokamak típusú berendezések, aminek a nagysugara összemérhető a kissugarával. Az első igazi szférikus tokamakot az angliai Culhamben építették 1991-ben és 1998-ig üzemelt Small Tight Aspect Ratio Tokamak (START) néven.



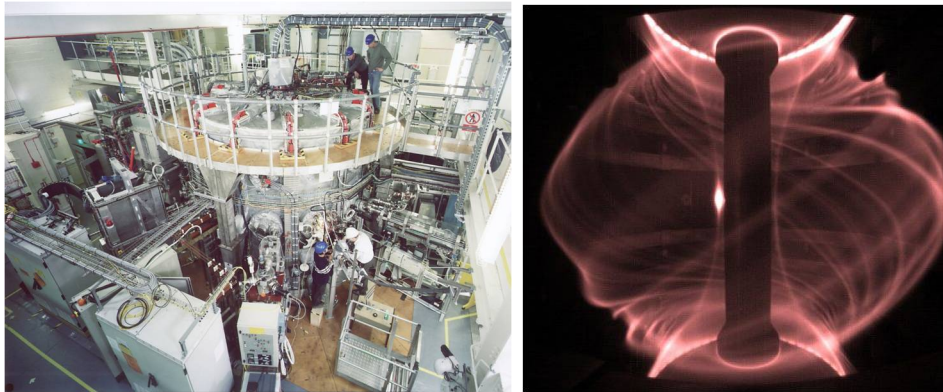
8.1. ábra. A START szférikus tokamak plazmája.

A START tokamak beváltotta az elmélet által jósolt pozitív tulajdonságokat, például az elképesztően jó MHD stabilitást, ezzel megnyitotta az utat a közepes méretű szférikus tokamakok előtt. Ezekből épült egy Culham-ben a START helyére és épült egy az USA-ban is NSTX néven.

8.1. MAST

A Mega Amp Spherical Tokamak (MAST) az angliai Culhamben található. A MAST felépítését a http://www.ccfе.ac.uk/MAST_diagram.aspx interaktív diagram segítségével nézhetjük meg. A vákuumkamrája egy 4 m átmérőjű, 4,4 m magas henger. A

toroidális tér tekercsek a vákuumkamrára vannak felhelyezve, a poloidális tér tekercsek a vákuumkamrán belül helyezkednek el. A szférikus tokamakok legérzékenyebb része az ún. központi oszlop. Ebben a vékony oszlopban van a transzformátor tekercs és itt csatolódnak körbe a toroidális tér tekercsek is.



8.2. ábra. A MAST szférikus tokamak kívülről és a plazmája egy látható fény kamera felvételén. Egy kapcsolódó videó elérhető a <http://www.ccfе.ac.uk/videos.aspx?currVideo=2&currCateg=0> címen.

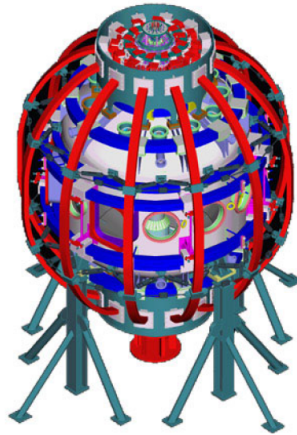
A 8.2 ábrán látható a MAST tokamak kívülről és a egy látható fény kamera által rögzített rövid expozíciós idejű kép. Ez utóbbin a plazma szélén a mágneses erővonalak mentén elnyúlt struktúrák konvektív transzportfolyamatokra utalnak.

A MAST tokamak speciális felépítése nagy rugalmasságot enged a poloidális tér tekercsek elhelyezésében, így lehetőséget ad többek között innovatív divertor konfigurációk tesztelésére is. A most épülő MAST Upgrade (http://www.ccfе.ac.uk/MAST_upgrade.aspx) legfőbb célja is egy ilyen divertor konfiguráció, a Super-X divertor kipróbálása.

8.2. NSTX

Sok szempontból a MAST ikertestvére a Princeton Plasma Physics Laboratory-ban 1999-ben üzembe helyezett National Spherical Torus Experiment (NSTX). Lényeges különbség, hogy a MAST tokamakokkal szemben az NSTX poloidális tér tekercsei a vákuumkamrán kívül vannak, mint az a 8.3 ábrán is látszik. A toroidális tér tekercsek még ezeken is kívül helyezkednek el.

Az NSTX és MAST tokamakok egy egészséges versenyben jellemzően elég hasonló eredményeket produkálnak, ám a Super-X divertorral a MAST Upgrade a szférikus tokamakokon is túlmutató technológiák tesztelésére lesz alkalmas.



8.3. ábra. Az NSTX tokamak felépítése

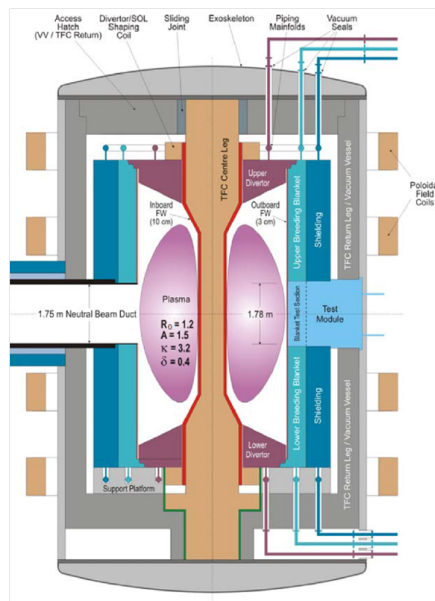
8.3. CTF

A szférikus tokamak koncepció sajnos nem kompatibilis a szupravezető tekercsekkel, mert a központi oszlop körül nincs annyi hely, amit a szupravezető védelmében alkalmazandó sugárvédelem megkövetelne. Ez egyben azt is jelenti, hogy szférikus tokamakokkal energiatermelő reaktort építeni nem igazán lehet. A Component Test Facility (CTF) ennek megfelelően egy olyan elképzelés, ami hagyományos réz tekercsekkel lenne felszerelve, és nem is célozna nagy energiasokszorozást. Létjogosultságát az adná, hogy erős semleges atomnyaláb fűtésének köszönhetően DT üzemben az energiatermelő fúziós reaktorokhoz hasonló neutronfluxust produkálna. Ezt a neutronfluxust anyagtudományi és fúziós technológiai vizsgálatokra lehetne használni.

A CTF egy variációjának függőleges metszetét a 8.4 ábrán látjuk. Ahol nincsen port, oda tríciumszaporító kazettákat terveztek a tríciumfogyasztás legalább részleges fedezésére. A berendezés egyik leggyakrabban elhasznált elemé a központi oszlop lenne, így ennek gyors cseréjét is meg kellett oldani. A berendezés jelenleg csak papíron létezik, időnként felmerül a megvalósítás lehetősége, legutóbb Amerikai-Olasz együttműködésben.

Olvasnivaló

- Spheromaks: http://ve4xm.caltech.edu/Bellan_plasma_page/spheroma.htm



8.4. ábra. A CFT függőleges metszete.

Irodalom

- Szférikus tokamak táblázat: <http://www.toodlepip.com/tokamak/spherical-tokamaks.htm>
- MAST: <http://www.ccfе.ac.uk/MAST.aspx>, <http://www.ccfе.ac.uk/videos.aspx?currVideo=4&currCateg=0>
- NSTX: <http://nstx.pppl.gov/index.html>
- CTF: Y-KM. Peng et al.: A component test facility based on the spherical Tokamak, Plasma Phys. Control. Fusion 47, B263–B283 (2005)

9. fejezet

Német tokamak program

Németországban a sztellarátorkutatással párhuzamosan tokamakokat is építettek is üzemeltettek, még hozzá igen sikeresen. Ebben a fejezetben a német tokamakokat és legjelentősebb kutatási eredményeit ismertetjük, melyekkel közelebb vitték a világot a fúziós erőművek megvalósításához.

9.1. Pulsator

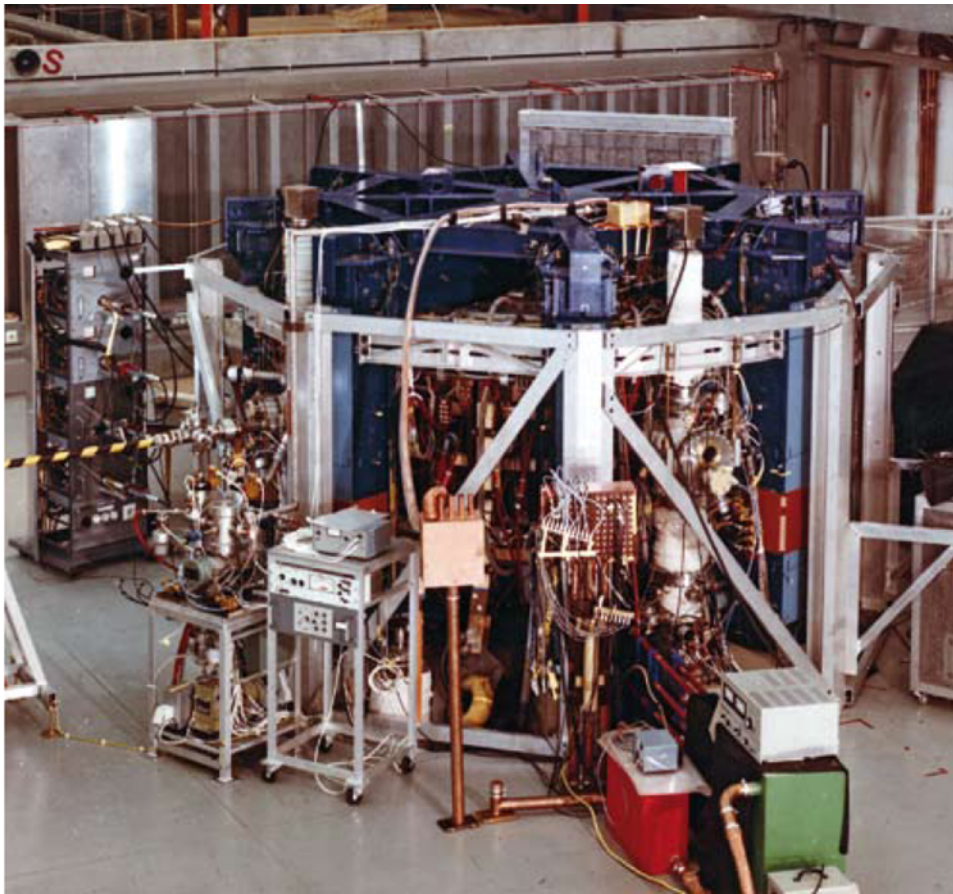
Az első német tokamak, a Pulsator 1973-ban kezdte meg működését Garchingban, és 1979-ig üzemelt. Nevét arról kapta, hogy csak impulzus üzemben működött, a kisülések tipikus hossza 120 ms volt. A berendezés $R = 70$ cm nagysugárral és $a = 12$ cm kisso-gárral egy nagy sugárányú cirkuláris tokamak volt, mely fém első fallal rendelkezett. A maximális plazmaáram $I_p = 125$ kA volt, míg a maximális toroidális mágneses térerősség $B_t = 2,7$ T. A plazmát csak ohmikusán lehetett fűteni.

A fém fallal rendelkező Pulsatorban a pinchekhez képest jó plazmaösszetartást lehetett elérni viszonylag nagy sűrűség mellett. A berendezés jelentősége ma abban áll, hogy az egyre nagyobb méretű tokamakok paramétereinek becslésére szolgáló skálatörvények felállításához szükségesek kis méretű berendezések is, mint például a Pulsator.

9.2. ASDEX

A Pulsatorot követte az ASDEX (AxisSymmetric Divertor EXperiment) tokamak, mely 1980 és 1990 között működött. A berendezés nagy sugara $R = 1,65$ m, kis sugara pedig $a = 0,4$ m volt, ami $A = 4,1$ -es sugárányt jelent.

Az ASDEX a világ egyik első divertoros tokamakja volt, melyben a divertornak köszönhetően a többi berendezéshez képest sokkal tisztább plazmát lehetett létrehozni, mivel a plazma-fal kölcsönhatás helyét távol lehetett vinni az összetartott plazmától. A



9.1. ábra. A német Pulsator tokamak.

tokamak a divertor mellett kiegészítő fűtékekkel is rendelkezett, melyek együtt egy, a korábbiaknál sokkal jobb összetartású üzemmódot értek el, melyet H-módnak (jó összetartású, angolul high confinement üzemmódnak) neveztek el, szemben a korábban tapasztalt alacsonyabb összetartású üzemmóddal (angolul: low confinement mode), az L-móddal. Az újonnan felfedezett üzemmódban nagyobb sűrűségű plazmát tudtak összetartani, az energiaösszetartási idő (τ_E) megkétszereződött.

A H-mód megjelenésével a plazma szélén egy új típusú instabilitás jelent meg, az úgynevezett plazma széli módusok (ELM-ek, lásd 1.6.4. fejezetet).

Az ASDEX-et a németek eladták Kínának, ahol HL-2A néven működött tovább.

9.3. ASDEX Upgrade

Az ASDEX Upgrade tokamak az ASDEX utódja, nagyjából hasonló méretekkel, azonban a régi helyén egy teljesen új berendezést építettek, mely a mai napig üzemel 1991 óta.

Az ASDEX Upgrade belsejében, a tokamak teremben és a vezénnylőben virtuális séta tehető az alábbi linken: http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/externe_daten_en/panorama/

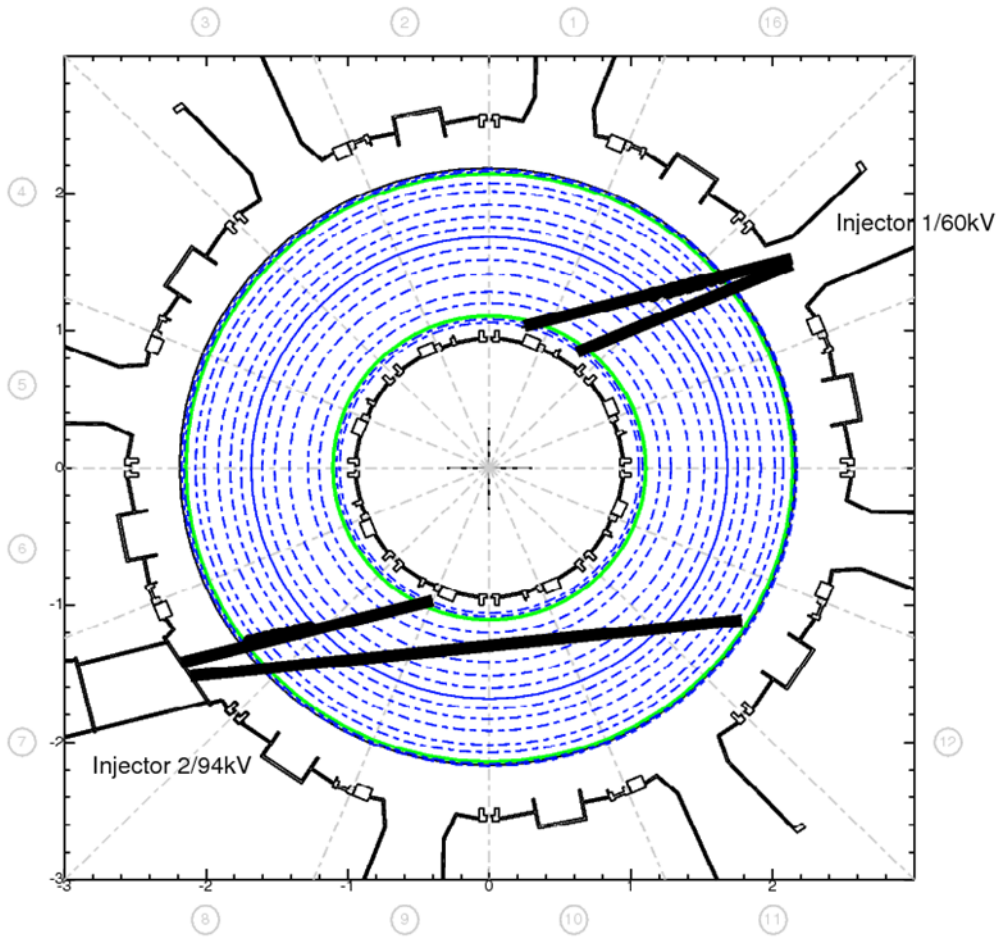
9.3.1. Összetartás és instabilitások

Az ASDEX legnagyobb sikere a divertoros működés mellett megvalósuló jó összetartás volt, melyet a világ összes divertoros tokamakjában, így az ASDEX Upgrade (AUG) tokamakon is elértek. A H-mód és az ELM-ek fizikája az AUG esetében kiemelt kutatási terület.

Az AUG-on többféle ELM-et is megfigyeltek. Azt tapasztalták, hogy az ELM-ek során a plazmából kilépő anyag mennyisége (mely károsíthatja a berendezést is) fordított arányosságban áll az ELM-ek ismétlődési frekvenciájával. Tehát, ha sikerül az ELM-ek frekvenciáját mesterségesen megnövelni, akkor az egy ELM által okozott anyagvesztés lecsökken, kisebb lesz a hőterhelés a plazmahatároló elemeken. Az ELM-ek keltésének több módját is kidolgozták. Egy lehetőség a pelletek alkalmazása, illetve a plazma szélének perturbálása mágneses tekercsekkel. Mindkét területen komoly kutatások és kísérletek zajlanak jelenleg is.

Fűtések

A különféle plazma üzemmódok eléréséhez változatos fűtési sémákra és jól változtatható fűtőrendszerekre van szükség. Az ohmikus fűtésen felül az AUG rendelkezik NBI, elektron és ion ciklotron rezonancia fűtéssel is. Ezek általános jellemzőit a 2.4. fejezetben ismertettük.

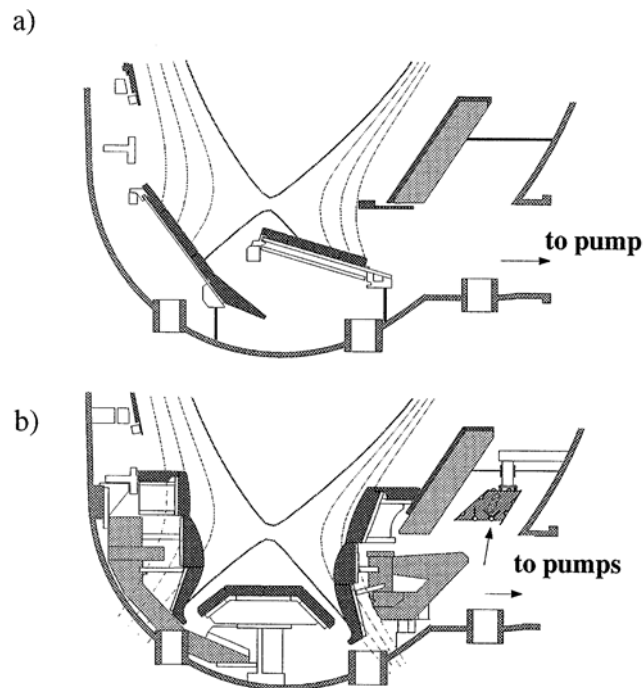


9.2. ábra. Az ASDEX Upgrade semleges atomnyalábainak helyzete a tokamak felülnézeti képén. A kék vonalak a fluxusfelületeket jelölik.

Az AUG 2 NBI porttal (egy 60 keV-es és egy 93 keV-es energiájúval) rendelkezik, mindegyik portból 4 nyaláb indul. E nyalábok között találunk radiális és tangenciális irányúakat is (lásd 9.2. ábra), melyeket így a fűtés mellett diagnosztikai célra és áramhajtásra is lehet használni.

9.3.2. Plazma-fal kölcsönhatás

Az ASDEX Upgrade működése során eltelt évtizedek alatt a berendezést többször átalakították. Az első fal anyaga, illetve a divertor alakja sokszor változott az aktuális célok és az új fizikai ismeretek alapján. Ezen változásokat tekintjük át a következő alfejezetekben röviden.



9.3. ábra. Az ASDEX Upgrade tokamak első két divertora. Az átépítés 1996-ban történt.

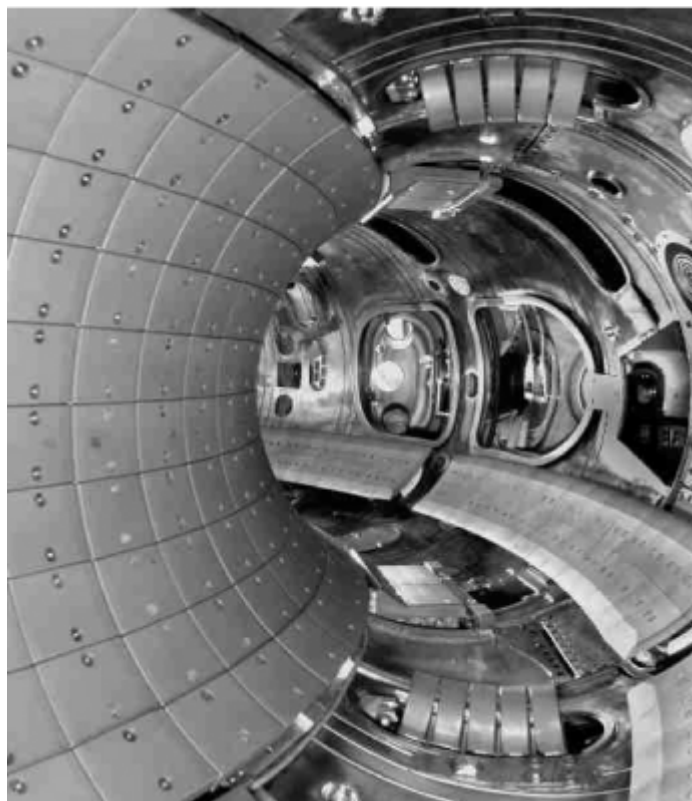
Első fal

Az első fal kezdetben grafitból készült, mely kis rendszáma miatt nem járul hozzá nagyon nagy mértékben a plazma sugárzásához, és nem tud megolvadni, csak szublimálni.

Az idő múlásával egyre több komponenst cseréltek le volfrámra, mert a volfrám kevésbé erodálódott, hosszabb élettartamúak lettek az alkatrészek, és nem kötötte meg a tríciumot. Legnagyobb hátránya a nagy rendszáma, mely nagy sugárzási veszteségekhez vezet. Volfrám fal mellett jó plazma összetartást lehetett elérni, és a szennyező felgyűlést a plazmában lokális ECRH fűtéssel lehet kontrollálni.

Divertor

Az AUG első divertora (Div I) lényegében két tömör grafit tömbből állt. 1996 végén egy teljesen új, lant (lyra, ősi görög hangszer) alakú divertort szereltek a berendezésbe, mely sok kisebb alkatrészből állt, és ezáltal jobban követte a plazma alakját. A kétféle divertor látható a 9.3. ábrán. A tokamak aljánál két keskeny rést alakítottak ki, melyen keresztül el lehetett szívni a divertorból kilépő részecskéket, és ezáltal még tisztább plazmát lehetett létrehozni. Egy ilyen komplex alakú divertor gondos tervezést igényel, mivel nem lehet éles szélé az egyes elemeknek, mivel a volfrám divertorelemek szélé nagyon sérülékeny, könnyen megolvad.



9.4. ábra. A TEXTOR tokamak vákuumkamrája.

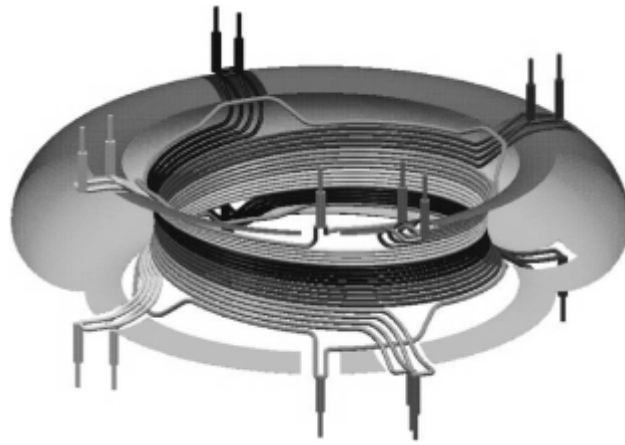
Ahogy a plazma alakja is változásokon esett át, a megváltozott plazmaalakhoz a divertornak is idomulnia kellett. 2010 környékéig 4 változata is volt a divertornak (Div IIb – Div IId).

2013-ban egy teljesen új divertort alakítottak ki az ASDEX Upgrade-ben, mely az ITER-hez hasonló koncepcióban készült.

9.4. TEXTOR

A TEXTOR (Tokamak EXperiment for Technology Oriented Research) tokamak Németországban, Jülichben üzemelt 1978 és 2012 között. A TEXTOR cirkuláris keresztmetsetű, közepes méretű tokamak 1,75 m magysugárral és 0,47 m kissugárral (9.4. ábra).

Divertorral nem rendelkezik, helyette az úgynevezett dinamikus ergodikus divertorral (DED) lehet a plazma szélét megperturbálni (9.5. ábra). A perturbált plazma összetartásának és stabilitásának vizsgálata a TEXTOR egyik fontos feladata volt.



9.5. ábra. A TEXTOR tokamak DED tekercseinek elhelyezkedése.

Irodalom

- ASDEX Upgrade Special Issue, Fusion Science and Technology 43 (3) 2003
- IAEA Overview papers by H. Zohm and S. Günther, Nuclear Fusion 43, 45, 49

10. fejezet

Amerikai fúziós program

Az Amerikai Egyesült Államok (USA) fúziós programja hagyományosan erős a tehetetlenségi fúziós kutatásokban. Ennek első eredménye a hidrogén bomba volt, majd az atomcsend egyezményekkel a kutatások békésebb irányt vettek. A National Ignition Facility jelenleg a világ legjelentősebb tehetetlenségi fúziós berendezése, aminek eredményei időnként a világsajtóba is bekerülnek.

Az USA a mágneses összetartású fúziós kutatásokban is nagy hagyományokkal rendelkezik, hiszen itt, a Princeton Plasma Physics Laboratory-ban (PPPL), született meg 1951-ben a sztellarátor koncepció és számos fontos elméleti eredmény is. Az orosz tokamakok sikerét látva az 1960' években az amerikai fúziós program is a tokamakok felé fordult, és számos kisebb-nagyobb tokamakot építettek.

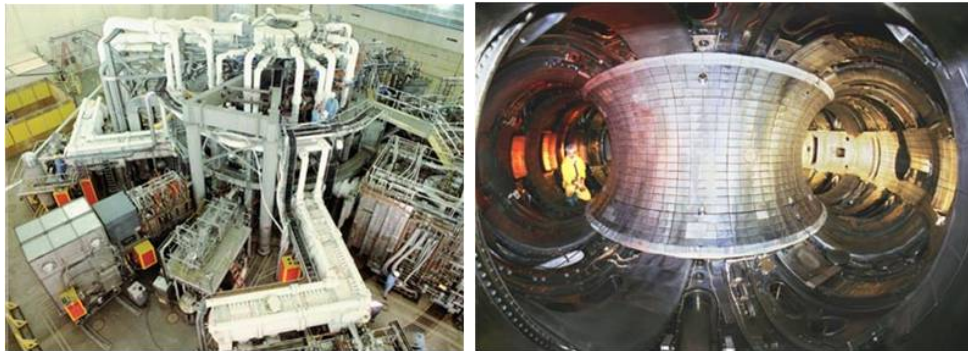
Jelenleg az amerikai mágneses összetartású fúziós program leginkább az ITER építésére koncentrál, és jelentős projekt donorként is működik, azaz amerikai koncepciók a világ más tájain, például a Koreában, valósulnak meg.

10.1. TFTR

A legnagyobb amerikai tokamak a Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR) volt. A JET-tel körülbelül egy időben épült berendezés hagyományos, nagy sugárányú cirkuláris tokamak volt 2,52 m nagysugárral és 0,87 m kissugárral. A mágneses tér kifejezetten erős, 6 T volt, a plazmában 3 MA áram folyt, és nagyon erős, összesen 51 MW teljesítményű plazmafűtéssel szerelték fel.

A berendezés az 1993-as első DT üzem után 1994-ben állította fel a megtermelt fúziós teljesítmény 10,7 MW-os rekordját, amit aztán a JET csak 1997-ben döntött meg.

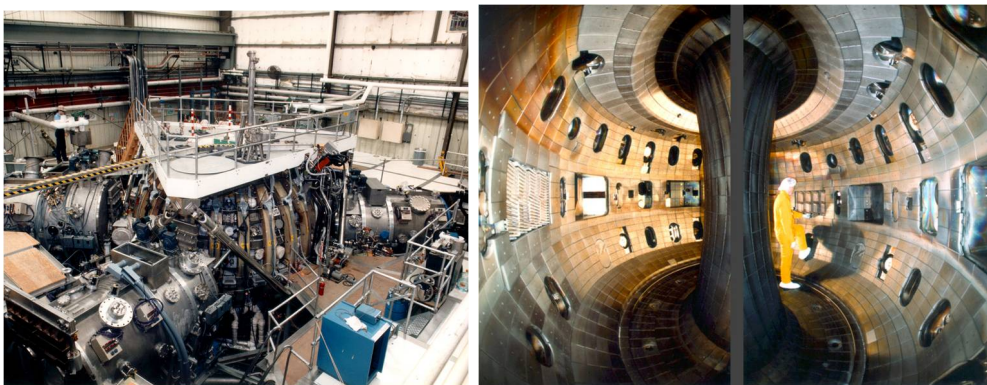
A tokamak a limiteres elrendezés ellenére tudott egy "supershot" nevű üzemmódot, amikor a plazma közepén kialakult egy belső transzportgát. Ezt úgy érték el, hogy a plazma közepén megfordították a mágneses nyírást. Ez a kisüléstípus azóta is aktívan kutatott.



10.1. ábra. A TFTR tokamak kívülről és belülről.

10.2. DIII-D

A DIII-D egy közepes méretű tokamak San Diegoban, a plazma alakjának szabályozását tanulmányozó tokamak család utolsó eleme. 1986-ban építették, és egy divertoros berendezés, ami az alsó-felső dupla divertoros üzemmódot is tudja. A 10.2 ábrán látható berendezés nagysugara 166 cm, kismagya 67 cm, és az amerikai tokamakokhoz képest viszonylag gyenge, 2,2 T mágneses tere van. A tokamakban virtuális kirándulás tehető a következő eszközökkel: https://diii-d.gat.com/diii-d_global/simulation/virtual/.



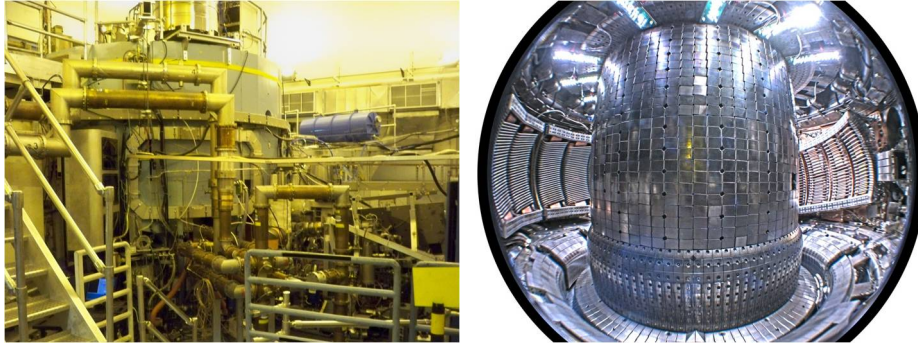
10.2. ábra. A DIII-D tokamak kívülről és belülről.

A DIII-D tokamak az amerikai tokamak program stabil eleme. Rendkívül jól diagnosztizált, és a modern fúziós plazmafizika minden problémájával foglalkoznak rajta.

10.3. Alcator

Az Alcator név az Alto Campo Toro (nagyterű tórusz) spanyol kifejezésből jön. Ez a tokamakcsalád az MIT-n működött. A család első tagja az Alcator A (1969 – 1982):

$R=54$ cm, $r=10$ cm, $B=10$ T. Az Alcator B egy nagy berendezés lett volna, de nem épült meg, így a következő a Alcator C lett (1978 – 1992): $R=64$ cm, $r=16$ cm, $B=12$ T. Az Alcator C-mod 1993-ban épült és 2013-ig üzemelt, jelenleg még próbálnak pénzt szerezni a fenntartásához ($R=67$ cm, $r=22$ cm, $B=8$ T). A berendezés kívülről és belülről a 10.3 ábrán látható.



10.3. ábra. Az Alcator C-Mod tokamak kívülről és belülről.

Az Alcator C-mod jelentőségét az adja, hogy a világon egyedülálló módon ez képviseli a nagy mágneses terű kompakt tokamak koncepciót. Ez a fejlesztési ág kihalófélben van, pedig az 1990' években még egy energiatermelő reaktor koncepció is készült IGNITOR néven. Az Alcator C-mod az első fal anyagát tekintve szintén unikális, mert teljesen molibdénnel van bevonva. A tokamak jövője jelenleg bizonytalan.

Irodalom

- Tokamak táblázat: <http://www.tokamak.info/>
- TFTR: <http://w3.pppl.gov/tftr/>
- DIII-D: <https://fusion.gat.com/global/DIII-D>
- Alcator: <http://www.psfc.mit.edu/research/alcator/>

11. fejezet

Japán fúziós program

A japán fúziós program az 1970-es években indult, és azóta folyamatosan rendelkeznek fúziós berendezésekkel, melyekben felhasználják a legújabb kutatási eredményeket. Japán a tokamakok mellett sztellarátorszerű berendezéssel is rendelkezik, a Large Helical Device-szal, melyet a fejezet végén részletesen bemutatunk.

A japánok célja a többi kelet-ázsiai országgal egyetemben a fúziós energiatermelés mielőbbi megvalósítása, mely cél érdekében komoly beruházásokat végeznek.

11.1. Az első japán tokamakok

Japán fúziós programot a Japanese Atomic Energy Research Institute (JAERI) felügyeli. Első tokamakjukat, a JFT (Jaeri Fusion Torus)-2 elnevezésűt 1972-ben helyezték üzembe, majd átépítették, és a berendezés 1982-ig JFT-2a néven működött. Ez az első japán tokamak egy kis cirkuláris tokamak volt $R = 90$ cm-es nagysugárral, $a = 25$ cm-es kissugárral és $B \sim 1$ T mágneses térrel.

A következő japán tokamak, a JFT-2M 1983 és 2004 között működött. E tokamak már D-alakú plazmával és divertorral rendelkezett, és méreteiben is meghaladta elődeit $R = 130$ m-es nagysugarával és $a = 25$ cm-es kissugarával. A maximális mágneses tér értéke 2,2 T volt. A JFT-2M-en az összes ismert fűtési módot alkalmazták a minél magasabb plazmahőmérséklet eléréséhez.

11.2. JT-60 sorozat

A japán tokamakok jelenlegi fejlesztési iránya a JT-60 tokamakokkal kezdődött, melyet 1978-ban kezdtek el építeni. Az első plazmát 1987-ben hozták létre, és a berendezés 1989-ig működött, amikor elkezdték az átépítését.

A JT-60 a JFT-2M-hez hasonlóan divertoros, D-alakú plazmájú tokamak. A berendezés célja a breakeven ($Q = 1$ energiaszorzási tényező) elérése volt, így a berendezést

ehhez szükségesnek vélt méretűre tervezték. A JT-60 nagysugara $R = 300$ cm, kissugara $a = 70$ cm, a mágneses tér maximális értéke $B = 4,5$ T a berendezés közepén.

A JT-60 tokamak átépítés után a JT-60U (JT-60 Upgrade) néven üzemelt tovább 1991-től 2010-ig. Ebben a berendezésben már sikerült $Q = 1$ ekvivalens plazmát létrehozni. A breakeven azért nem jöhetett létre, mivel biztonsági okokból a berendezés csak deutériummal üzemelt, nem használtak tríciumot, tehát valódi breakevent nem lehetett elérni. A legmelegebb plazma ionhőmérséklete $T_i = 45$ keV volt, ami elvileg meghaladja az (1.15) Lawson-kritériumban előírt hőmérsékletet. A 2010-es leállitás óta építik a továbbfejlesztését JT-60SA (JT-60 Super Advanced) néven.

11.2.1. JT-60U

A JT-60U méreteiben az amerikai DII-D és a német ASDEX Upgrade tokamakhoz hasonló, felépítésének részletei a következő linken találhatóak: <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/jt60/mecha/html/mecha11.html>. Az ITER-hez hasonlóan 18 toroidális tértekerccsel rendelkezik, melyek mind kör alakúak. A toroidális tekerceken belül helyezkednek el a poloidális tértekercek (11.1. ábra).

Az első fal anyaga szén (grafit), melyet boronizálnak, így biztosítva az alacsony szennyezőkoncentrációjú, tiszta plazmát. A divertorlemezek kétféle orientációjú CFC-ből készültek.

A JT-60U HFS oldali pelletbelövő rendszerrel rendelkezik, melynek előnye, hogy a pellet könnyebben eléri a plazma közepét, mivel a driftek a nagysugár mentén kifelé mozgatják a pelletet, azaz először éppen a mágneses tengely irányába, a plazma közepe felé.

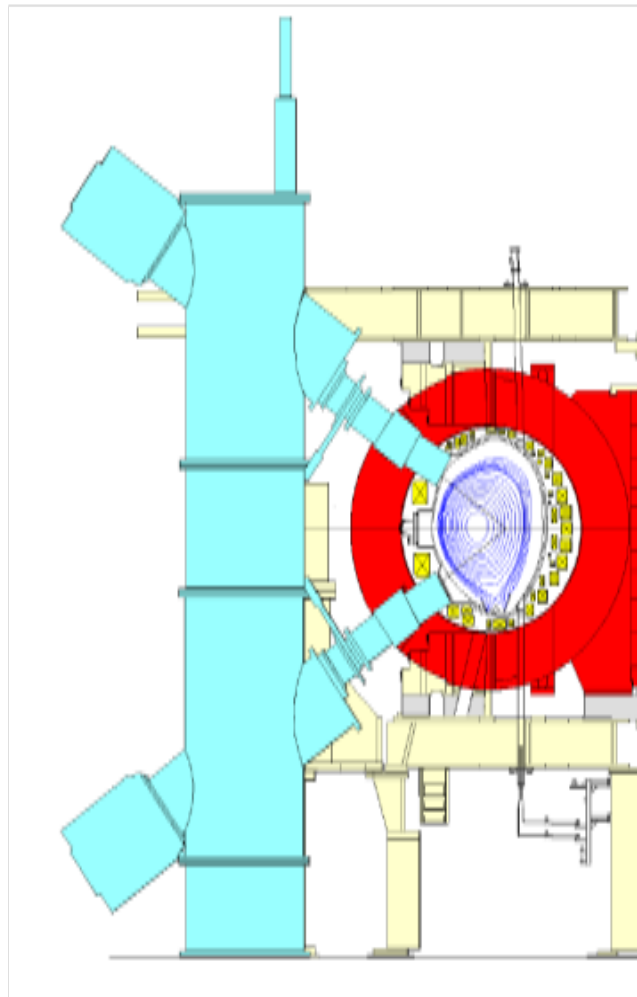
A JT-60U nagy teljesítményű fűtésének köszönhetően sikerült elérni a $Q = 1$ energiaszorzóhoz szükséges paramétereket tiszta deutérium plazmában.

11.2.2. JT-60SA

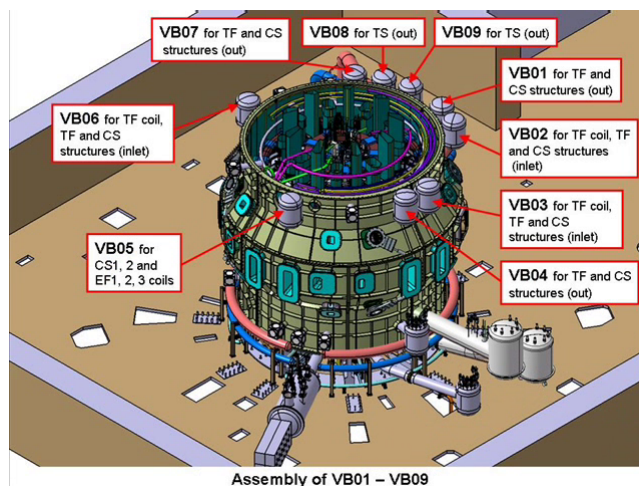
A JT-60 tokamakok legújabb változata a jegyzet írásakor még készülőben van, de a tervek és célok már ismertek, így ebben a fejezetben ezeket tekintjük át.

A JT-60SA (Super Advanced) az ITER projekt Broader Approach Agreement részeként készül Japánban az IFMIF és az IFERC berendezések mellett. A megállapodás az EURATOM és Japán között jött létre, mivel a japánok is részt vesznek az ITER építésében. Mivel a berendezés Európában épül, ezért a japánok úgymond kárpótlásul kapták a Broader Approach megegyezésben foglalt létesítmények létrehozásához szükséges támogatást.

A JT-60SA felépítését és összeszerelését a 11.2 animáció mutatja be. A JT-60SA képes duplanull divertoros üzemmódra is, tehát a berendezés aljára és telejére is építenek divertort.



11.1. ábra. A JT-60U tokamak toroidális tekercseinek alakja és a poloidális tekercsek elhelyezkedése a toroidális tekercseken belül.



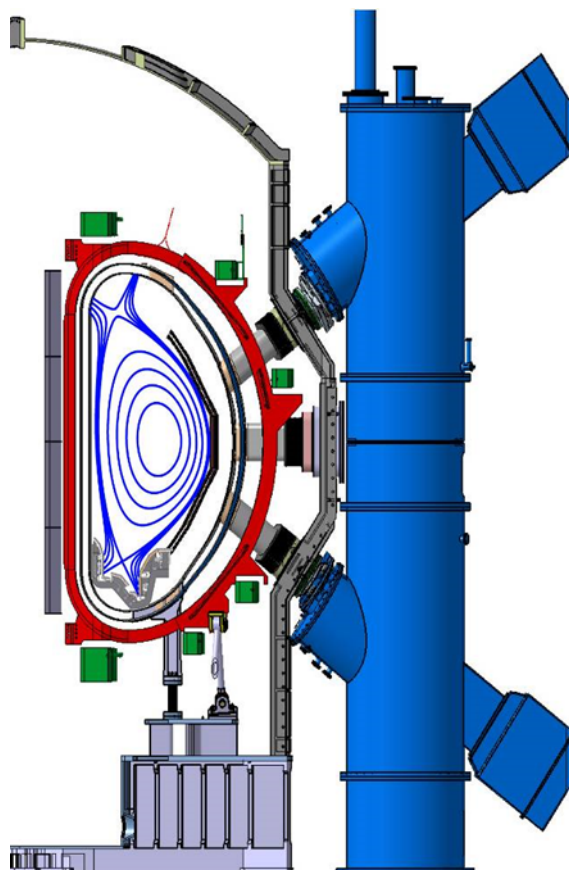
11.2. ábra. A JT-60SA tokamak összeszerelésének műveletei. A video megtekinthető a jegyzet online változatában.

Az IFMIF egy nagy besugárzó berendezés, melyben az ITER-hez szükséges anyagok viselkedését tesztelik nagy neutronfluxusú, kemény spektrumú besugárzás hatására.

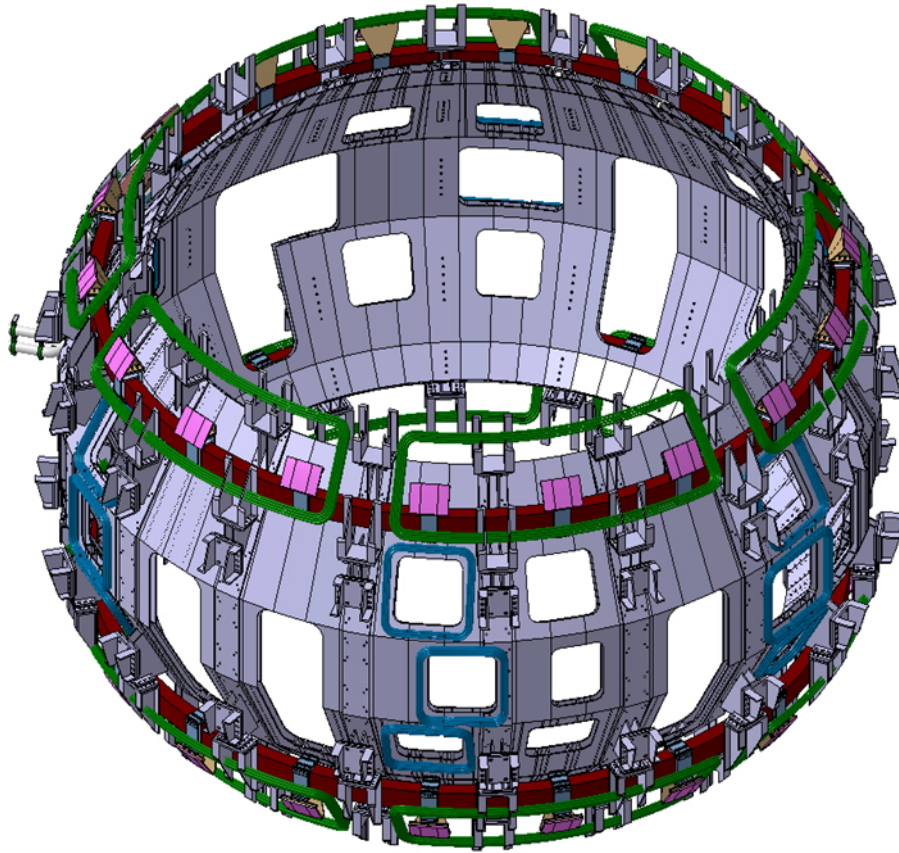
Fűtés

A JT-60SA elődjéhez hasonlóan változatos fűtésekkel rendelkezik, melyek közül különös figyelmet érdemel a negatív töltésű hidrogén NBI fűtés. Ennek a fűtési módnak előnye, hogy nagyobb energiákra lehet gyorsítani az ionokat, ahogy ezt már a 2.4.2. fejezetben bemutatottuk. A JT-60U-n már szintén használtak negatív ionos NBI fűtést. Az új technikával a fűtőnyalábok energiája a JT-60SA-n elérheti az 500 keV-ot, míg a fűtési teljesítmény a 10 MW-ot is. A berendezésen lehetőség lesz off-axis negatív-NBI áramhajtásra is. A berendezésre pozitív ionos NBI fűtést is szerelnek, mely források 85 keV-es atomokat fognak a plazmába löni. A pozitív-NBI teljesítménye 2 MW forrásonként, ami a 2 plazmaárammal egyirányú, 2 plazmaárammal ellentétes irányú toroidális, és 8 merőleges nyalábot figyelembe véve összesen 24 MW lesz. Az összes NBI nyaláb 100 s-os működésre képes.

Az elektron ciklotron rezonancia fűtés teljesítménye is magas lesz (7 MW 100 s-ig). A rádióhullámokat 9 darab 110 GHz-es gyrotron állítja elő, és 4 antennán át lehet majd a hullámokat a plazmába csatolni mozgatható tükrök segítségével. Az ECRH fűtéssel lokális áramhajtásra is lehetőség van, amit az áramprofil korrekciója mellett instabilitások elnyomására is lehet használni.



11.3. ábra. A JT-60SA tokamak keresztmetszeti ábrája. A poloidális tértekerccsek (zöld) a D-alakú toroidális tekerccsen (piros) kívül helyezkednek el a krisztátban (szürke). A kettősfalú vákuumkamra a poloidális tekerccsen belül található, a plazma alakját dupla null divertoros elrendezésben a kék fluxusfelületek jelölik.



11.4. ábra. A JT-60SA tokamak szabályozó mágnesének elhelyezkedése a vákuumkamra külső falán.

Tekercsek

A berendezés szupravezető mágneseket tartalmaz. A 4 független modulból álló központi szolenoid Nb_3Sn -ból fog állni, míg a toroidális és poloidális tértekercsek $NbTi$ szupravezetőből készülnek. A JT60-U-val ellentétben a toroidális tekercsek D-alakúak lesznek, és rajtuk kívül helyezkednek el a poloidális tértekercsek, ahogy ezt a 11.3. ábra is illusztrálja. A szupravezetők miatt kettős falú vákuumkamrát építenek, melyet a falak között kb. 160 mm vastagságban bóros vízzel töltenek ki. A bór kiváló neutronelnyelő tulajdonsága miatt a D–D reakcióból származó neutronok kevésbé tudják károsítani a szupravezető tekercseket, mivel jelentős részük elnyelődik a bóros vízben. A vákuumkamra mindkét fala 18 mm vastagságú és a kamra 200°C-on kifűthető.

A toroidális tértekercseket Európában gyártják, és ott is végzik minden egyes tekercs hideg tesztelését. A teszt során az egyes tekercseket 4,5 K hőmérsékletre hűtik, és közben működtetik. Azt vizsgálják, hogy lép-e fel szivárgás, deformáció, stb.

Minden aktív szabályozó tekercsrendszer a vákuumkamrán belül helyezkedik el (11.4. ábra). A szabályozó tekercsek közé tartozik a gyors pozíció ellenőrző tekercs (FPCC: Fast Position Control Coil), mely egy alsó és felső egyenlítői síkú síktekercsből áll. Az FPCC tekercsek válaszideje 10 ms-nál kisebb, fő feladatuk a vertikális elmozdulással járó instabilitások (pl. nagyobb diszrupció) kialakulásának megelőzése.

Másik fontos szabályozó tekercsrendszer az úgynevezett hibatér korrekciós tekercsek (EFCC: Error Field Correction Coil). Ilyen tekercsből toroidálisan 6 helyezkedik el a plazma körül, míg poloidálisan 2 darab, tehát összesen 12 szögletes alakú tekercs lesz a berendezés alsó illetve felső részére beépítve. A tekercsek 100 HZ frekvenciával hajthatók, és az ELM-ek szabályozására szolgáló rezonáns vagy éppen nem rezonáns mgneses pertubáció hozható létre velük a plazma szélén.

Ideális (végtelen vezetőképességű) vezető fal esetén, a fal felé közeledő instabilitás a falban olyan áramot indukál, ami akadályozza az instabilitás terjedését, ezáltal hozzájárul a plazma stabilitásához. Valós esetben a plazmafal ellenállása miatt a fal instabilitásokra gyakorolt hatása sokkal kisebb, ezt lehet javítani a RWM tekercsekkel (RWMC: Resistive Wall Mode Control Coil). A tekercsekben olyan áramot indukálnak, hogy ez lassítsa illetve stabilizálja az instabilitásokat. E tekercsekből 18 darab kerül a JT60-SA-ra, toroidális irányban 6, poloidális irányban pedig 3 pozícióba, tipikusan portok köré, ahol a port miatt hiányzó faldarab hatását is pótolni lehet.

A stabilizáló lemezek (stabilizing plate) is a RWM-ok hatását hivatott csökkenteni, emellett a függőleges elmozdulással járó események kialakulását is csökkenti.

Kriosztát

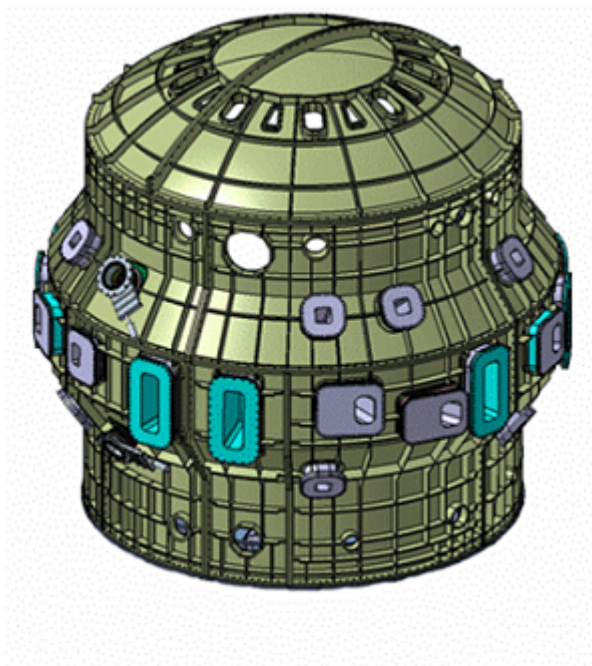
A JT-60U kriosztátja (11.5. ábra) eredetileg duplafalú, gömb alakú volt beton árnyékolással. A Super Advanced új kriosztátja követi a belső elemek alakját, így már nem gömb alakú, és csak egyszeres fallal rendelkezi, továbbá betont sem tartalmaz. A közel 650 tonnás kriosztát két fő részből áll össze, a fő tartóelemből, mely az egész berendezés tartójául szolgál, továbbá a hengeres falból. Az alap tartóelem gyártása már el is kezdődött.

Divertor

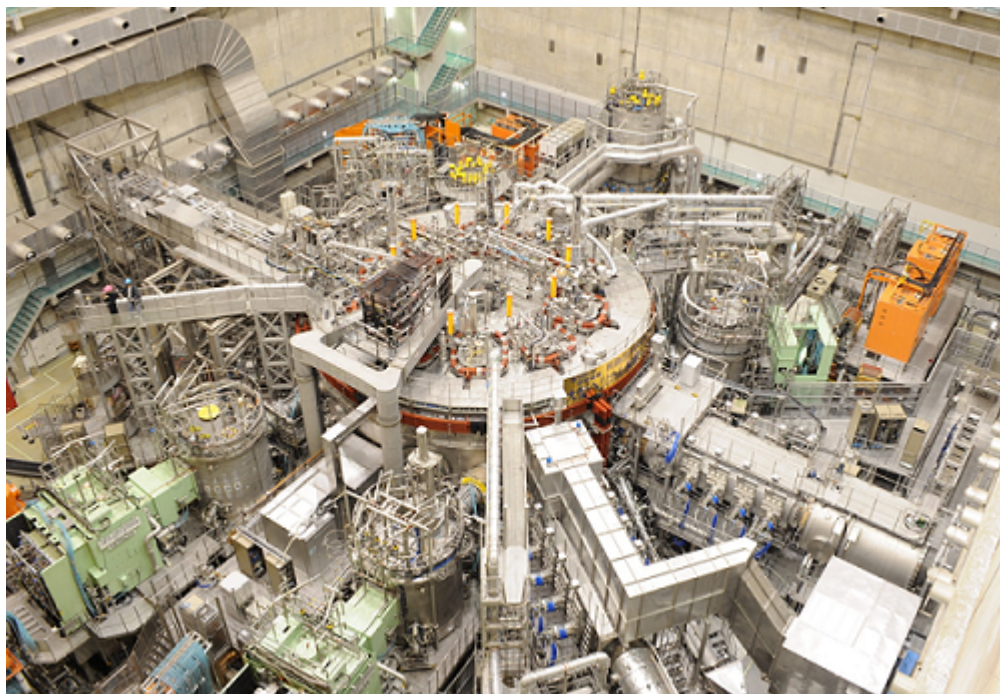
A JT-60SA divertora szén tartalmú anyagokból áll, grafitból és CFC-ből. A divertorlemezeknek az elhelyezkedésüktől függően $0,3 - 15 \text{ MW/m}^2$ hőteljesítményt kell elviselniük. A lemezek ezért teljesen vízzel hűtöttek.

11.3. Large Helical Device

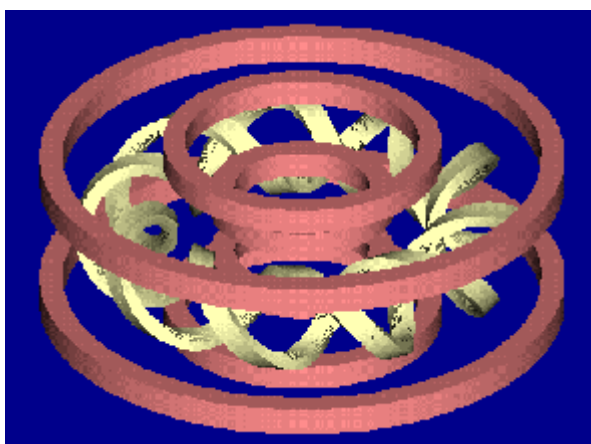
A Large Helical Device (LHD) a világon egyedülálló sztellarátorokhoz hasonló felépítésű fúziós berendezés (11.6. ábra). Szupravezető tekercsekkel rendelkezik, méreteiben a W7-



11.5. ábra. A JT-60SA tokamak kriosztátjának alakja.



11.6. ábra. Az LHD felülnézetből.



11.7. ábra. Az LHD toroidális tekercseinek alakja.

X sztellarátorral összemérhető. Az LHD különlegessége a helikális tértekercs használata (lásd 11.7. ábrán sárga színnel), melyet a plazma teljesen körülölel.

Az LHD két nagy problémával küzd. Egyik, hogy a W7-X sztellarátorral ellentétben az LHD nem optimalizált berendezés, így a Shafranov eltolódás mértéke igen nagy. A másik probléma a helikális tekercsek jelenléte, melyek a plazmához nagyon közel helyezkednek el, ezáltal egyrészt könnyen tönkremehetnek, másrészt a plazmát is elszennyezhetik. Ezeken túl a helikális tekercs neutronok elleni védelme (árnyékolás) sem oldható meg.

A berendezésben nem használnak tríciumot.

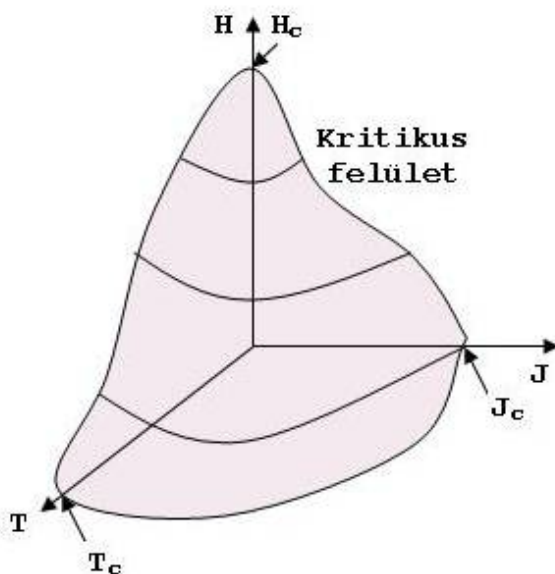
Irodalom

- JT-60SA: http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/html/journal_jt60E.html
- BA: <http://www.ba-fusion.org/>

12. fejezet

Szupravezető tokamakok

A JET tokamak áramfogyasztásának kb. felét a réz toroidális tér tekercseken disszipáló áram adja. Ez nem csak a berendezés energiamérlege szempontjából pazarlás, de a tekercseket sem lehet olyan hűtéssel ellátni, hogy állandó üzemben a keletkező hőt elvezessük. A réztekercses berendezések ezért elkerülhetetlenül impulzus üzemben működnek, ráadásul elég rossz kitöltési tényezővel. Egy energiatermelő reaktor számára ez megengedhetetlen.

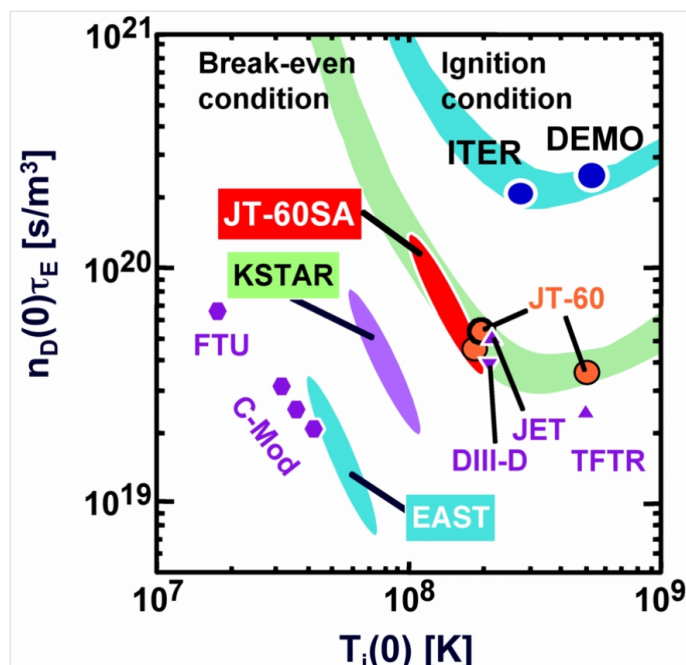


12.1. ábra. Egy szupravezető mágnes kritikus felülete. T_c a kritikus hőmérséklet, H_c a kritikus mágneses térerő, J_c a kritikus áramsűrűség.

A megoldást a szupravezető tekercsek alkalmazása jelenti (lásd 2.3 fejezet). Közis-

mert, hogy ha a szupravezetőt eléggé lehűtjük, akkor elveszíti az elektromos ellenállását. Az átmenet hőmérsékletét kritikus hőmérsékletnek (T_c) hívjuk. Az már kevésbé közismert, hogy a szupravezető állapotban a mágneses térerősség és az áramsűrűség is korlátos. Ezek rendre a H_c a kritikus mágneses térerőt és a J_c a kritikus áramsűrűséget adják. A szupravezető állapot a 12.1 ábra szerint egy háromparaméteres felület alatt helyezkedik el.

A jelenleg fúziós reaktorok céljára alkalmas szupravezetők mind alacsonyhőmérsékletű szupravezetők, amiket 3-4 K hőmérsékletre kell hűteni ahhoz, hogy nagy mágneses tér esetén is szupravezető állapotban maradjanak. A két leggyakrabban használt anyag a NbSn és a NbTi, A NbSn jobban alakítható, cserébe kisebb mágneses teret tűr el, ezért ha a technológia engedi, NbTi tekercseket használnak.



12.2. ábra. Néhány mai tokamak legjobb kisülései; az ITER és a DEMO tervezési paramétereit és az épülő távol-keleti szupravezető tokamakok a Lawson-kritérium szempontjából releváns paraméterterében.

A 12.2 ábrán a hagyományos réztekercses tokamakok legjobb kisülései mellett feltüntették az ITER- és DEMO-releváns tartományokat és a most épülő távol-keleti szupravezető tokamakokat. Nagyság szerint növekvő sorrendben: az indiai Steady State Tokamak 1-et (SST-1), a kínai Experimental Advanced Superconducting Tokamak-ot (EAST), a dél-koreai Korea Superconducting Tokamak Advanced Research (KSTAR) tokamakot és a japán JT-60SA-t. Ez utóbbiról már 11. fejezetben esett szó, az SST-1 működése elég bizonytalan, ezért a továbbiakban az KSTAR és EAST tokamakokat nézzük meg

részletesebben.

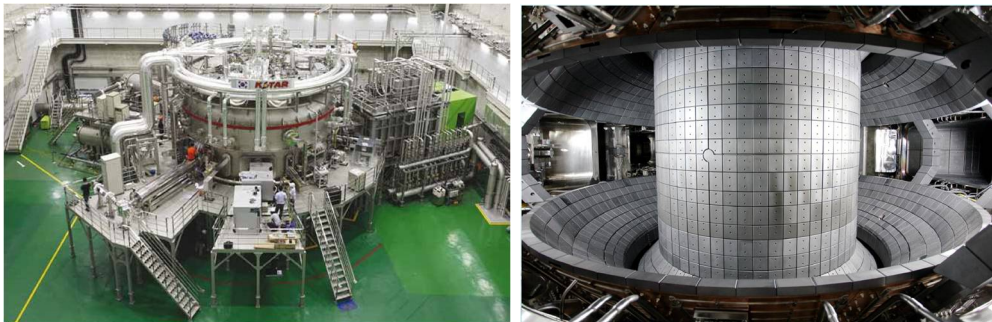
Fontos megjegyezni, hogy a tokamakok szupravezető tekercsrendszere az épületek után a második legdrágább részegység, ezért bármilyen fejlődés a szupravezető technikában drasztikus hatással lehet a fúziós energiatermelés gazdaságosságára. Egy lehetséges áttörés a magashőmérsékletű szupravezetők alkalmazása, amit más iparágak hasonló irányú fejlesztései tehetnek rövidesen lehetővé. Ez megoldást jelentene arra a problémára is, hogy az alacsony hőmérsékletű szupravezetők hűtéséhez szükséges héliumból végesek a készleteink, hiszen a magashőmérsékletű szupravezetőket elég folyékony nitrogénnel hűteni.

12.1. KSTAR

A dél-koreai fúziós program három pillérré épül:

1. saját szupravezető tokamak, a KSTAR,
2. részvétel az ITER építésében,
3. saját energiatermelő demonstrációs erőmű, ez lesz a K-DEMO, amit a 2030' években terveznek elkezdni építeni.

A KSTAR tokamakot a National Fusion Research Institute üzemelteti Daejon városban Dél-Koreában, de a tervek az USA-ból származnak. A KSTAR felépítése Koreában az amerikai program forráshiányát és a jó amerikai-koreai kapcsolatokat is jelzi.



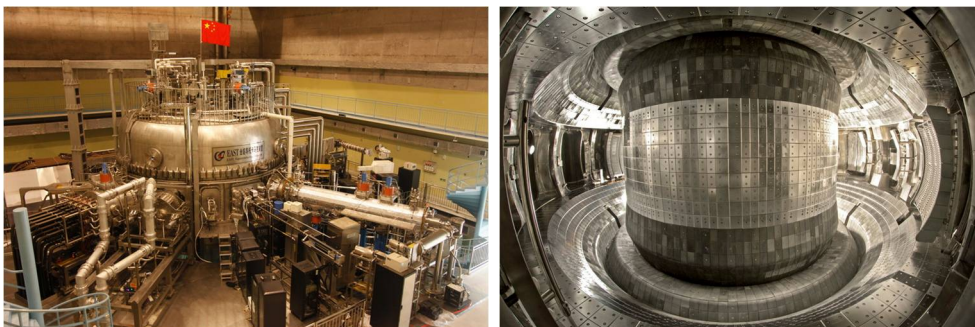
12.3. ábra. A koreai KSTAR tokamak kívülről és a a vákuumkamra belülről.

A KSTAR tokamakban az első plazma 2008-ban volt, de még ma is építik a kiegészítő rendszereket és diagnosztikákat. A tokamak a 12.3 ábrán látható, főbb paraméterei: $R=180$ cm nagysugár, $r=50$ cm kissugár, $B=3,5$ T mágneses tér.

A folyamatos fejlesztésnek köszönhetően a KSTAR tokamak mára tudja az összes fontos tokamak üzemmódot, de a végső cél, a folyamatos ($t \approx 300$ s) és nagy energiájú kisülések, eléréséhez még további fejlesztések szükségesek. A diagnosztikák kapcsán megemlítendő, hogy a KSTAR-on magyar atomnyaláb-emissziós mérőrendszerek működnek.

12.2. EAST

A kínai fúziós program nem kevésbé ambiciózus, mint a koreai, és ők már évtizedekkel ezelőtt elkezdtek tokamakokat üzemeltetni. Ezeket többnyire külföldről hozták be, Oroszországból illetve a régi ASDEX-et Németországból. Az EAST tokamak azonban saját fejlesztés.



12.4. ábra. A kínai EAST tokamak kívülről és a a vákuumkamra belülről.

Az EAST 2006-ban kezdett üzemelni Hefei-ben, Kínában. Mint az a 12.4 ábrán látható, külső és belső kialakítása is nagyon hasonlít a KSTAR-ra, de a mérete kicsit kisebb annál: $R=175$ cm nagysugár, $r=43$ cm kissugár, $B=5$ T mágneses tér. Jelenleg ez a tokamak tartja a leghosszabb divertoros kisülés rekordját 100 s-mal, de a kiegészítő egységek kiépítése még itt is folyamatban van. Erre példa, hogy jövőre (2014) kerül telepítésre két magyar atomnyaláb-emissziós mérőrendszer.

A kínai fúziós program egy lépéssel többet tartalmaz, mint a koreai: a China-DEMO építése előtt ők szeretnének megépíteni még egy saját Engineering Test Reactor-t, valószínűleg réz tekercsekkel.

Irodalom

- Koreai program: http://www.nfri.re.kr/english/research/kstar_operation_01.php
- Kínai program: <http://english.ipp.cas.cn/rh/east/>