

# Avustavat järjestelmät ITER tokamakin fuusioplasman lämmityksessä

Kandidaatintutkielma, 22.5.2024

Tekijä:

JENNY KARHU

Ohjaaja:

MIKKO LAITINEN



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO  
FYSIKAN LAITOS

© 2024 Jenny Karhu

Julkaisu on tekijänoikeussäännösten alainen. Teosta voi lukea ja tulostaa henkilökohtaista käyttöä varten. Käyttö kaupallisiin tarkoituksiin on kielletty. This publication is copyrighted. You may download, display and print it for Your own personal use. Commercial use is prohibited.

## Tiivistelmä

Karhu, Jenny

Avustavat järjestelmät ITER tokamakin fuusioplasman lämmityksessä

Kandidaatintutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2024, 42 sivua

Tämä tutkimus on kirjallisuuskatsaus tokamak-fuusioreaktoreissa käytössä oleviin avustaviin lämmitysjärjestelmiin. Tässä tutkimuksessa käydään läpi niiden merkitys fuusioplasman lämmitykseen ja ylläpitoon ITER-projektin tokamakin tapauksessa.

Tähtien energianlähteenä toimivaa lämpöydinfuusiota on jo kauan pyritty valjastamaan mahdolliseksi sähköntuotantomuodoksi. 1950-luvulta lähtien fuusiotutkimus on toiminut aktiivisena fysiikan osa-alueena, joka on kehittynyt huomattavasti etenkin viime vuosikymmenien aikana.

ITER on yksi merkittävistä projekteista, joka pyrkii ajamaan tätä kehitystä. ITER:n Ranskaan rakenteilla oleva tokamak on suurin magneettiseen koossapitoon perustuva fuusioreaktori tähän päivään mennessä. Projektin tavoitteena on saavuttaa otto- ja tuottotehon minimitasoitus sekä nettotehon kymmenkertaistus. Tämän saavuttaakseen ITER tulee hyödyntämään neljää avustavaa lämmitysjärjestelmää: neutraalisädeinjektio-, elektroni- ja ionisyklotroniresonanssilämmitystä sekä alahybridivirranajojärjestelmää.

Tutkimuksessa huomataan, että järjestelmät ovat tehokkaita tokamak-plasmojen lämmityksessä sekä niiden stabiloinnissa. Lämmitysjärjestelmien fysiikka on hyvin tunnettu ja näitä on onnistuneesti käytetty fuusio-olosuhteita mukailevien plasmojen saavuttamiseen muissa tokamakeissa. ITER:n vaatimalla tasolla kyseisiä järjestelmiä ei kuitenkaan vielä koskaan olla ajettu.

Onnistuessaan ITER tulee kuitenkin tarjoamaan merkittävän tieteellisen kontribuution fuusiotutkimuksen saralle. ITER:n saavuttamat tulokset tulevat epäilemättä edistämään ydinfuusion matkaa kaupalliseksi energiantuotantomuodoksi.

Avainsanat: fuusio, ITER, tokamak, plasma, DT, lämmitys



## Abstract

Karhu, Jenny

Role of Auxiliary Heating Systems in the ITER Tokamak

Bachelor's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2024, 42 pages.

This study is a literary review of the auxiliary systems used to heat fusion plasma in tokamaks. Additionally, this research looks into how ITER utilises these auxiliary systems to achieve thermonuclear fusion.

Thermonuclear fusion is the process that powers the stars. Ever since the 1950s, fusion research has been an active subfield of physics that has been driven by the ambition to harness fusion as a feasible energy source. This field has undergone significant progress, especially in the last few decades.

One of the major projects willing to further drive this development is ITER. The tokamak currently under construction by ITER in France is the largest magnetic confinement based fusion reactor to this day. The project aims to achieve not only the breakeven of in- and output power, but to also tenfold this efficiency coefficient. To achieve this, ITER will apply four different auxiliary systems: neutral beam injection, electron- and ion cyclotron resonance heating and lower hybrid current drive.

This study found that these auxiliary systems are well established in their applications in plasma heating and stabilisation. These systems have also demonstrated fusion-like conditions in multiple tokamaks world wide. However, ITER requires these systems to perform on a level on which they have not yet been operated.

If it succeeds, ITER will offer a significant scientific contribution to the field of fusion research. Undoubtedly, the results achieved in ITER will drive fusion closer to becoming a viable commercial energy production method.

Keywords: fusion, ITER, tokamak, plasma, DT, heating



# Sisällys

<b>Tiivistelmä</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>1 Johdanto</b>	<b>9</b>
<b>2 Teoreettinen tausta</b>	<b>13</b>
2.1 Lämpöydin fuusio . . . . .	13
2.2 Lawsonin kriteeri . . . . .	18
2.3 Gyrotaajuus ja resonanssi . . . . .	23
2.4 Koossapitomoodit . . . . .	24
2.5 Sähkömagneettiset aallot plasmassa . . . . .	25
<b>3 ITER - lähtökohdat</b>	<b>27</b>
3.1 Projektin tavoitteet . . . . .	28
3.2 Tokamak - magneettinen koossapito . . . . .	28
<b>4 ITER - fuusioplasman lämmitys</b>	<b>33</b>
4.1 Ohminen lämmitys . . . . .	33
4.2 Neutraalisädeinjektiolämmitys . . . . .	34
4.3 Syklotroniresonanssilämmitys . . . . .	34
4.4 Alahybridin virranajo . . . . .	36
<b>5 Johtopäätökset</b>	<b>37</b>
<b>Lähteet</b>	<b>39</b>





# 1 Johdanto

Vuonna 2021 sähkön osuus globaalista energiankulutuksesta oli 20 % [1, s. 63]. Vuonna 2022 Suomen pääluvunmukainen sähkönkysyntä oli koko maailmassa seitsemänneksi suurin ( $\sim 15$  MWh/capita) [1, s. 64].

Globaalin sähkönkulutuksen trendi on arvioitu nousevaksi vuoteen 2050 mennessä. Ilmastokriisin aiheuttama sähköistyminen ja populaation sekä elintason kasvu ovat kulutuksen pääasiallisia syitä. Eräät skenaariot ovat arvioineet sähkön kysynnän kokonaisenergiankulutuksesta kasvavan 75 %:sta aina 150 %:n vuoteen 2050 mennessä. [1, s. 63]

Vaikka puhtaat energiantuotantomuodot kontribuoivat globaaliin sähköntuotantoon yhteensä 36,8 %, oli fossiilisten polttoaineiden sekä hiilen osuus vuonna 2022 yhä dominoiva yli puolella (57,9 %) [1, s. 73–108]. Ydinvoiman osuus globaalissa sähköntuotannossa oli 9,2 % [1, s. 104]. Vaikka ydinvoima kattoi neljäsosan puhtaiden energiantuotantomuotojen prosenttiosuudesta, koki se kuitenkin 0,7 % laskun globaalissa mittakaavassa vuonna 2022 [1, s. 106]. Yhteiskunnalliset ristiriidat ydinfission sovelluksista sähköntuotannossa ovat jo kauan hidastaneet sen sisällyttämistä aktiiviseksi osaksi ilmastokriisin ratkaisua.

Fuusio, kuten fissio, vapauttaa suuria määriä energiaa atomien ydinten välisessä reaktiossa. Lämpöydinfuusio toimii tähtien energianlähteenä ja tätä on pyritty pitkään valjastamaan suotavaksi energiantuotantomuodoksi myös maan päällä.

Reaktiosta riippuen, fuusion energiantuotto massayksikköä kohden voi olla lähes 4-kertainen verrattuna fissioon [2]. Fuusioreaktorit eivät kärsi myöskään polttoaineen puutteesta, koska tarvittavat isotoopit ovat joko runsaita luonnossa tai mahdollisesti tuotettavissa itse reaktorissa [2]. Itse fuusioprosessi ei myöskään tuota pitkäikäistä ja runsasaktiivista jätettä. Operoinnin tuottama jäte on suhteessa lyhytikäistä. Fuusioreaktoreiden luvitus-politiikka on myös alkanut tasoittamaan tietä fuusiotutkimuksen jatkuvalla kehityksellä. Esimerkiksi Yhdistyneissä kuningaskunnissa vuonna 2023 tehdyn lakiesityksen myötä, fuusioreaktoreilta ei vaadita samoja säteilyturvaluvituksia kuin muilta ydinreaktoreilta [3]. Onnistuneesti sovellettu ydinfuusio toisi siis hiilivapaan ja operoinniltaan päästöttömän sähköntuotantokeinon kaupalliselle

tasolle.

Maan päällä lämpöydinfuusiota saavutetaan yleisesti kahdella eri tavalla: inertiaalisella (ICC, inertial confinement chamber) ja magneettisella koossapidolla (MCC, magnetic confinement chamber). Tämä tutkimus tarkastelee pelkästään jälkimmäistä keinoa ja sen plasman lämmitykseen sovellettavia avustavia lämmitysjärjestelmiä. Plasma on eräs aineen olomuoto, jossa atomit ovat kokeneet ionisaation ja on täten kykenevä vuorovaikuttamaan sähkömagneettisten kenttien kanssa.

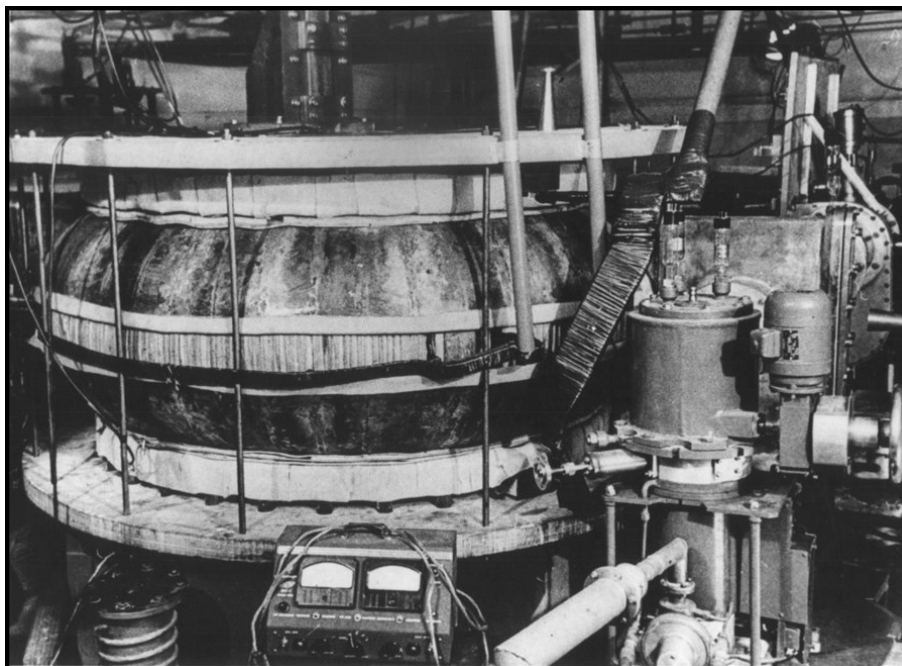
MCC-tyylisiä reaktoreita jaotellaan tokamakeihin ja stellaraattoreihin, joiden merkittävimmät erot ovat muodossa sekä magneettikenttäjärjestelmissä. Tokamakit saivat alkunsa Neuvostoliitossa 1950-luvun alkupuolella, jossa ensimmäinen MCC, T-1 tokamak (kuva 1), sai myös alkunsa jo vuonna 1957 [4, s. 1]. Siitä lähtien tokamak-tyylisiä MCC:tä on rakennettu lukuisia.

Tunnettuja tokamak-reaktoreita ovat Japanin ja EU:n yhteistyössä rakentama ja vuonna 2023 operointinsa aloittanut JT-60SA, Etelä-Koreassa operoiva KSTAR sekä Yhdysvalloissa MIT:n suunnitteilla oleva SPARC. Kaikista operoinnissa olleista tokamakeista merkittävin on kuitenkin Iso-Britanniassa pitkään toiminut JET (Joint European Torus) (kuva 2). Perinteisen tokamak-reaktorimallin lisäksi uudemmat, pyöreät tokamakit ovat myös nousseet merkittäväksi osaksi fuusiotutkimusta. Iso-Britanniassa operoiva MAST Upgrade on eräs pyöreä tokamak-reaktori, jonka suunnitteilla oleva jatkaaja, STEP, pyrkii osoittamaan lämpöydinfuusion kaupallisen tuottavuuden pyöreissä tokamakeissa [5, 6].

Lämpöydinfuusio ei kuitenkaan ole vielä valmis teolliseen käyttöön. Nykyiset fuusiolaboratoriot eivät ole kyenneet saavuttamaan nettotehoa sähköntuotannolle merkittävässä skaalassa, vaikkakin vuonna 2022 NIF-laboratorio (ICC) kykeni saavuttamaan syöttö- ja tuottotehon minimitasoituksen [7]. Monet laitokset kuitenkin pyrkivät edistämään fuusiotutkimusta aina lähemmäs tätä päämäärää.

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) on nykyisen fuusiotutkimuksen kumulaatio. ITER-projektin rakenteilla oleva tokamak on suurin MCC-reaktori tähän päivään mennessä (plasmatilavuus  $837 \text{ m}^3$ , taulukko 1). ITER:llä on mahdollisuus ajaa fuusiotutkimusta merkittävästi eteenpäin tarjoamalla kokeellisen viitekehysten tulevaisuuden teollisille sovelluksille. DEMO (Demonstration Power Plant) on Euroopan Unionin suunnitteilla oleva projekti, jonka tavoitteena on ydinfuusion kaupallisen operoinnin demonstrointi ITER:n saavutuksien pohjalta [8].

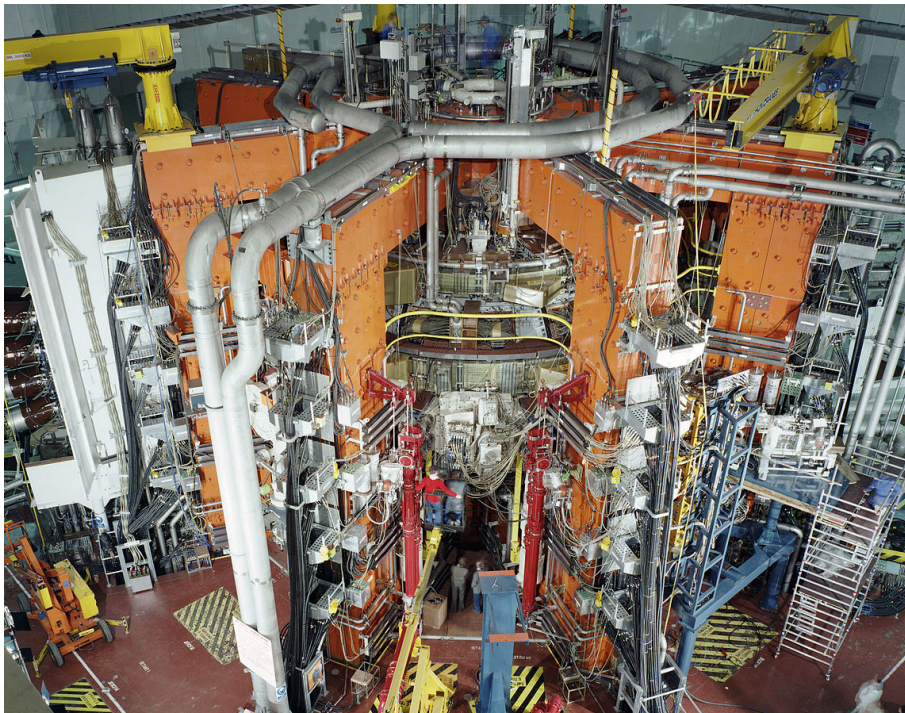
Lämpöydinfuusion saavuttaminen nettoteholle merkittävässä mielessä vaatii sta-



**Kuvio 1.** T-1 tokamak (kuva lähteestä Wikimedia Commons, PD). Moskovassa sijaitsevassa Kurchatov instituutissa rakennettu T-1 tokamak (1958) oli maailman ensimmäinen magneettiseen koossapitoon perustuva tutkimuslaitos. T-1 tokamakin plasmatilavuus oli noin  $0,4 \text{ m}^3$  [4, s. 1].

biilin operoinnin aloituksen ja ylläpitämisen. Tähän tehtävään käytetään avustavia lämmitysjärjestelmiä. Vaikka itse tokamakin operointi on kykenevä lämmittämään plasmaa induktiivisesti, ei tämä riitä fuusio-olosuhteiden saavuttamiseen. Tämän lisäksi tokamakeissa hyödynnetään yleisesti neljää erillistä lämmitysjärjestelmää: neutraalisädeinjktiota, elektroni- ja ionisyklotroniresonanssia sekä alahybridi virranajoa.

Neutraalisädeinjektiossa negatiivisia ioneita kiihdytetään ulkoisella hiukkaskiihdyttimellä. Kiihdyttämisen jälkeen ionit neutralisoidaan ennen suihkun syöttämistä plasmaan, joka mahdollistaa tehokkaan energian luovutuksen. Syklotroniresonanssijärjestelmät sekä alahybridi virranajo perustuvat ulkoisesti generoitujen sähkömagneettisten aaltojen resonanssiin plasman hiukkaspopulaatioiden kanssa. Lämmitysjärjestelmien fysiikkaa käsitellään syvällisemmin luvuissa 2 ja 4.



**Kuvio 2.** JET tokamak (kuva lähteestä Wikimedia Commons, CC BY-SA 4.0 Deed). Culham Oxfordissa sijaitseva JET on vuodesta 1983 vuoteen 2023 operoinut tokamak-laitos. JET on ollut fuusiotutkimuksen eturintamassa jo 40 vuotta. Tutkimuslaitos ajoi viimeisen DT-plasmansa syksyllä 2023 ja aloitti sen jälkeen käytöstäpoiston. JET-tokamakin plasmatilavuus oli noin  $100 \text{ m}^3$  [4, s. 1]

## 2 Teoreettinen tausta

Tokamakien fuusioplasman lämmitykseen käytettävien ulkoisten järjestelmien rooli on merkittävä ei pelkästään fuusio-olosuhteiden saavuttamisen kannalta, vaan myös niiden ylläpitämisessä. Tämän takia on oleellista ymmärtää sekä ydinfuusion että avustavien lämmitysjärjestelmien perustavaa fysiikkaa.

### 2.1 Lämpöydinfuusio

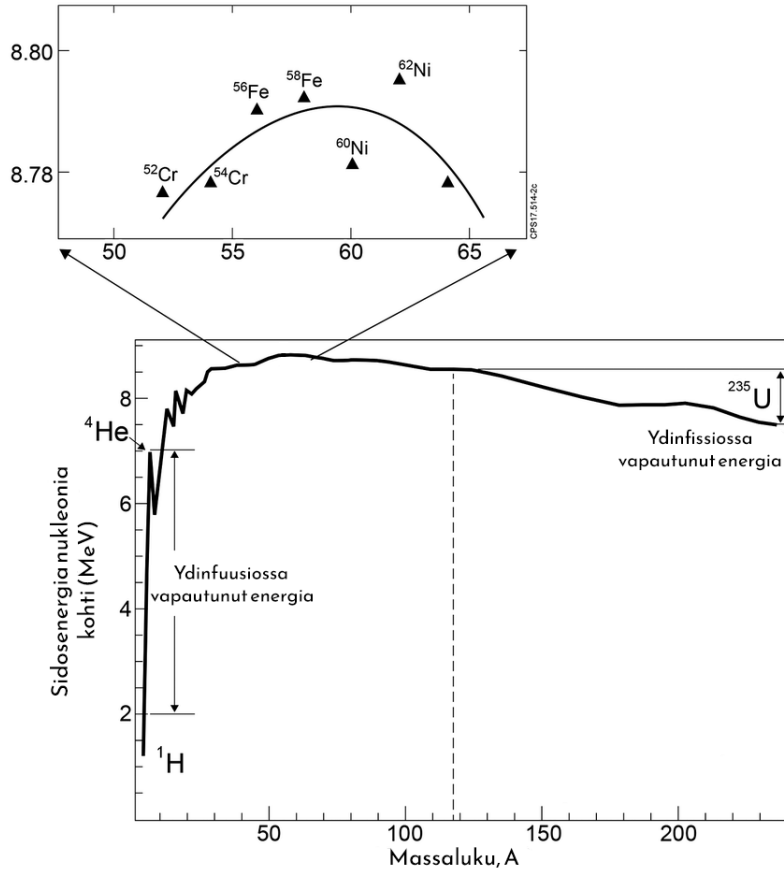
Maailemankaikkeus pyrkii jatkuvasti matalimman energian tilaan. Tämä nähdään niin maallisissa asioissa, kuten tasolla alas vierivästä pallosta, kuin planeettojen muodosta ja universumin entropian kasvusta. Ytimet, kuten kaikki muukin, pyrkivät saavuttamaan alhaisimman energiatilan. Matalimmassa energiatilassaan ytimet ovat mahdollisimman stabiileja. Tällöin ne eivät koe enää tilansa muutosta ellei niihin kohdisteta ulkoista voimaa.

Fuusio on ydinreaktio, jossa kevyiden ytimien sidosenergian massavaje muuntuu energiaksi näiden yhdistyessä (kuva 3). Prosessi tuottaa raskaamman ja stabiilimman ytimen sekä muita alkeishiukkasia alkuperäisten ydinten saavuttaessa vahvan vuorovaikutuksen vaikutusalueen. Fissio on tälle prosessille vastakkainen: epävakaa, raskaamat ytimet halkeavat kevyemmiksi ytimiksi, saavuttaakseen vakaimman tilan (kuva 3). Vapautuneen energian  $E$  muunnosarvo vastaa Einsteinin massaenergia ekvivalenssia [9]

$$E = mc^2, \quad (1)$$

jossa  $m$  on massavaje eli alkuatomien kokonaismassan ja lopullisen atomin erotus ja  $c$  on valonnopeus. Yhtälön (1) ratkaisu vastaa teoreettista energiantuotannon maksimia, joka pystytään massaenergia ekvivalenssilla saavuttamaan.

Lämpöydinfuusio on prosessi, jossa fuusioituminen saadaan aikaan korkeiden lämpötilojen myötä. Maxwell-Boltzmann (MB) kaasuteoria määrittelee kaasun lämpötilan  $T$  sen hiukkasten suhteellisenä kineettisenä energiana. MB-jakauma vastaa sitä todennäköisyyksiä, jonka hiukkaset saavat lämpötilassa  $T$ , kun niiden

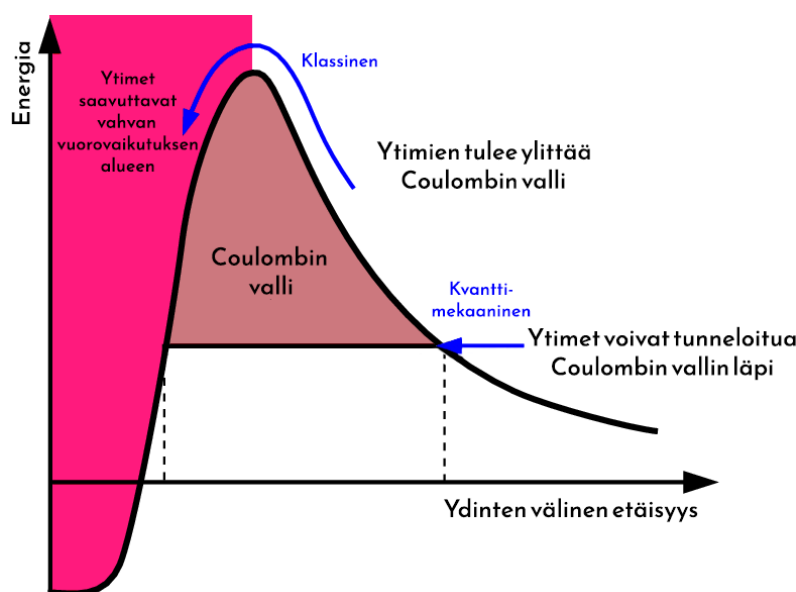


**Kuvio 3.** Keskimääräinen sidosenergia tunnettujen ytimien nukleonimäärän funktiona (kuva mukautettu lähteestä [10], CC BY 4.0 Deed). Funktion globaali maksimi vastaa tunnettujen ytimien sidosenergian maksimia. Vasemmalla olevat, kevyemmät ytimet fuusioituvat saavuttaakseen sidosenergian maksimin. Vastaavasti oikealla olevat, raskaammat ytimet fissioituvat saavuttaakseen sidosenergian maksimin.

keskimääräinen nopeus on  $|\mathbf{v}|$  [11, s. 24]

$$\bar{n}f(\mathbf{v}) = \bar{n} \left( \frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m|\mathbf{v}|}{2k_b T} \right). \quad (2)$$

Yhtälössä (2)  $\mathbf{v}$  on hiukkasten nopeus,  $m$  on hiukkasten massa,  $\bar{n} = N/V$ , jossa  $N$  on hiukkasmäärä ja  $V$  on tilavuus, ja  $k_b$  on Boltzmannin vakio. Jatkossa lämpötilaan  $T$  viitataan yksiköissä keV, jossa  $1 \text{ keV} \sim 12 \cdot 10^6 \text{ K}$ . Fuusioreaktio saavutetaan ionien törmätessä ja sulautuessa yhdeksi raskaammaksi ytimeksi. Ytimet kuitenkin koostuvat sekä varauksettomista neutroneista että positiivisesti varautuneista proto-neista. Positiivisten varausten vuoksi ne siis hylkivät toisiaan. Tätä sähköstaattista



**Kuvio 4.** Mielivaltaisen ytimen Coulombin valli (kuva mukautettu lähteestä [10], CC BY 4.0 Deed). Ytimen nukleoneja sitova energia on esitettyinä nukleonien etäisyyden funktiona. Hiukkaset kykenevät ylipääsemään Coulombin vallin, joko klassisesti ylittämällä potentiaalin energian tai tunnetoitumalla sen läpi pienemmällä energialla. Ylitettyään potentiaalin ne saavuttavat nukleoneja yhteen sitovan vahvan vuorovaikutuksen alueen. Vahva vuorovaikutus on luonteeltaan vetovoima ja aiheuttaa täten ytimien fuusioitumisen.

repulsiota kutsutaan Coulombin voimaksi. Varaukselliset hiukkaset  $q_1$  ja  $q_2$  kokevat Coulombin lain mukaisen voiman  $F$

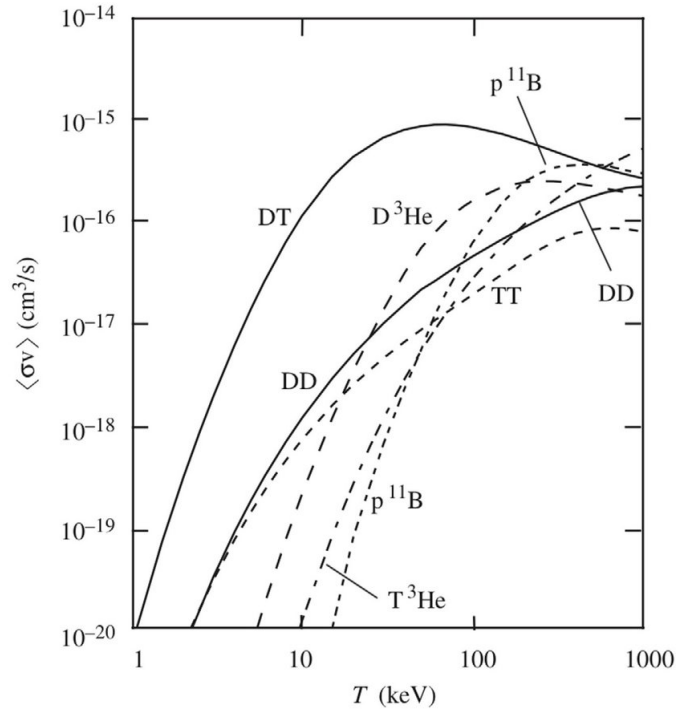
$$F(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{|\mathbf{r}|^2}, \quad (3)$$

jossa  $\mathbf{r}$  on hiukkasten paikka ja  $\epsilon_0$  on tyhjiön permittiivisyys.

Yli päästäkseen sähköstaattisen repulsion aiheuttaman Coulombin vallin (kuva 4), ytimien on saavutettava riittävän suuri kineettinen energia. Jos ytimet kykenevät lähestymään toisiaan, ne lopulta saavuttavat vahvan vuorovaikutuksen alueen, joka sitoo nukleonit yhteen.

Fuusioituminen kyetään kuitenkin saavuttamaan, vaikka ytimillä ei olisikaan riittävää kineettistä energiaa Coulombin vallin ylittämiseen klassisesti. Selitys ilmiölle löydetään kvanttimekaniikasta hiukkasten tunnetoitumisen muodossa. Äärellisen potentiaalieron vallitessa hiukkasten probabilistinen aaltoluonne mahdollistaa potentiaalilin läpäisyn ja potentiaalikuopan vaikutusalueen saavuttamisen. Todennäköisyys, jolla hiukkaset tunnetoituvat on verrannollinen sekä potentiaalilin kokoon että

hiukkasen massaan. Kvanttimekaaninen tunnelloituminen siis mahdollistaa ydinten fuusioitumisen jo suhteellisen alhaisissa lämpötiloissa. Tunnelloitumisella onkin suuri merkitys etenkin luonnossa tapahtuvan fuusion kannalta.



**Kuvio 5.** Eri  ${}^4\text{He}$ -fuusioreaktioiden todennäköisyydet eri lämpötiloilla (kuva lähteestä [10], CC BY 4.0 Deed). Kuvajasta huomataan, että DT-reaktio saavutetaan suurimmalla todennäköisyydellä alhaisimmassa lämpötilassa suhteessa muiden reaktioiden saavuttamiseen tarvittavaan lämpötilaan.

Lämpöydinfuusio toimii tähtien energianlähteenä [4, s. 1]. Avaruudessa suuret kaasupilvet oman gravitaationsa alaisina romahtavat kasaan ja muodostavat tähtiä. Gravitaation aikaansaama kaasun puristuminen muodostaa tiheän ja kuuman plasma ytimen, jossa hiukkaset saavuttavat fuusiolle suotavat olosuhteet.

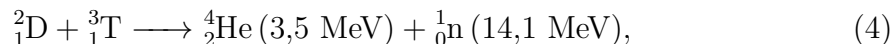
Plasma on hyvin kaasun kaltainen faasi, mutta näillä on kaksi oleellista eroa. Ensiksi, varauspopulaatiot - siis ionit ja elektronit - muodostavat kvasineutraalin aineen. Plasmassa varaustiheydet ovat niin suuret, että yritys erottaa varauspopulaatioita johtaa merkittävään palauttavaan voimaan, jonka seurauksena ioni- ja elektronipopulaatioiden varaustiheydet ovat likimain ekvivalentit. Toiseksi, varauspopulaatioiden suhteellinen ajautuma aiheuttaa plasmassa sähkövirran. [12, s. 34]

Ydinfuusion vaatimissa lämpötiloissa plasma on kokonaan ionisoitunutta. ITER:n fuusio-operointi vaiheessa plasman ionipopulaatio tulee koostumaan pääasiassa vedyn



isotoopeista, deuteriumista (D) ja tritiumista (T) [13, s. 8].

DT-fuusioreaktio on [12, s. 4]

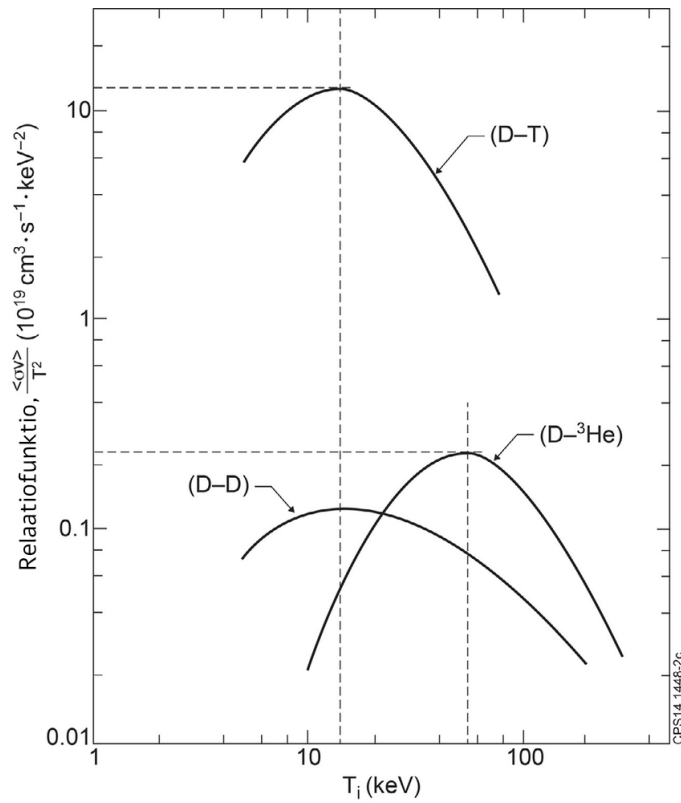


jossa merkittävä osa reaktiossa vapautuneesta energiasta emittoituu neutronisäteilyn muodossa. Mikäli ITER:n kaltainen reaktori suunniteltaisiin sähköntuotanto tarkoituksiin, fuusioreaktiossa vapautuneet neutronit lämmittäisivät reaktorin peiton jäähdytysvettä, jonka varastoima lämpömäärä pystyttäisiin muuttamaan sähköksi tunnetuilla energiantuotanto mekanismeilla.

Mahdollisia  ${}^4\text{He}$  fuusioreaktioita on useita, mutta reaktiivisuuden rajoissa DT-reaktio on optimaalisin nykyisille MCC:lle (kuvat 5 ja 6). Ydinreaktion vaikutusala eli reaktiivisuus vastaa reaktioiden tapahtumatodennäköisyyttä. Deuterium ja tritium ytimillä on pienin sidosenergia nukleonia kohti, jonka takia vaikutusalan maksimi saavutetaan alhaisimmalla kineettisellä energialla suhteessa muihin vedyn isotooppien fuusioreaktioihin (kuva 5) [14, s. 21].

Fuusioreaktioiden saavuttamiseksi riittää, että plasman ytimessä lämpötila on luokkaa 150 – 200 miljoonaa kelviniä [15, s. 2]. Tokamakeissa plasman ytimen paine  $p$  pyritään pitämään lähes vakiona. Näin ollen Charlesin lain nojalla  $V = m/\rho \propto T$ : plasman ytimen lämpötila  $T$  on siis kääntäen verrannollinen plasmatiheyteen  $\rho$ . Nominaalisilla plasman ytimen olosuhteilla fuusioreaktioiden määrä, joka on suoraan verrannollinen tiheyteen, on vastaavasti kääntäen verrannollinen operointilämpötilan  $T$  neliöön [10, 16]. Vaikutusalan ja lämpötilan relaatiofunktion maksimi (kuva 6) antaa DT-reaktion maksimiksi vakio paineessa 13 keV eli noin  $150 \cdot 10^6$  K [10, s. 7–8].

Auringon ytimen lämpötila on suurusluokkaa  $15 \cdot 10^6$  K [15, s. 2]. Suhteessa alempien pääsarjan tähtien ytimien lämpötiloihin, maan päällä ydinfuusion saavuttamiseen vaaditaan siis lämpötiloja, jotka ovat noin 10-kertaisia suhteessa tähtien ytimiin.



**Kuvio 6.** Eri  ${}^4\text{He}$ -fuusioreaktioiden todennäköisyydet eri lämpötiloissa suhteessa relaatiofunktioon  $\langle\sigma v\rangle/T^2$  (kuva lähteestä [10], CC BY 4.0 Deed). DT-reaktion maksimi saavutetaan noin 13 keV lämpötilassa.

## 2.2 Lawsonin kriteeri

Nettotehon kannalta on fuusiossa tuotettava enemmän energiaa  $P_F$  kuin mitä sen saavuttaminen vaati ja mitä se menettää operoinnissa: energianlisäykselle pätee siis, että  $P_F \geq P_{\text{loss}}$ . Kuten luvussa 2.1 pääteltiin, on tokamakien lämpötilan operointialueet keskiarvoltaan luokkaa 10 - 20 keV. Näissä olosuhteissa plasma on kokonaan ionisoitunut. Koossa pidetty plasma menettää energiaa säteilyn sekä lämmönjohtumisen muodossa.

Plasman säteilynä menettämä teho  $P_b$  operointialueen lämpötiloissa on suurilta osin ioni-elektroni ja elektroni-elektroni vuorovaikutuksissa syntyvää jarrutussäteilyä [14, s. 20]. Jarrutussäteilyn tehohäviö on [17, s. 5]

$$P_b = C_B n_i n_e Z^2 T_e^{1/2} V = C_B n^2 T^{1/2} V, \quad (5)$$

jossa  $C_B$  on vakio,  $n_e$  ja  $n_i$  ovat elektroni- ja ionitiheydet,  $Z$  on ioninen järjestysluku,

$T_e$  on elektronien lämpötila ja  $V$  on plasman tilavuus. DT-plasmalle järjestysluku  $Z = 1$ . Kuten luvussa 2.1 huomautettiin, plasma on ulospäin neutraalia, jolloin  $n_i = n_e = n/2$ . Approksimoidaan lisäksi, että  $T_i = T_e = T$  eli varauspopulaatioiden lämpötilat ovat ekvivalentit DT-plasmassa. [17, s. 5]

Lämmönjohtumisessa menetetty teho  $P_c$  on

$$P_{\text{con}} = \frac{3nTV}{\tau_e}. \quad (6)$$

Yhtälössä (6)  $\tau_e$  on tehohäviön nopeus plasmassa eli energian koossapitoaika [12, s. 9]. Tämä parametri vastaa sitä aikaa, jonka hiukkaset pysyvät plasmassa ja fuusio-olosuhteissa.

Plasmassa tapahtuva kokonaistehohäviö  $P_{\text{loss}}$  on tällöin

$$P_{\text{loss}} = P_b + P_{\text{con}}. \quad (7)$$

Fuusiossa vapautuvien alfahiukkasten tuottoteho  $P_c$  DT-reaktiolle on [17, s. 5]

$$P_c = f_c P_F = f_c \frac{1}{4} \varepsilon_F \langle \sigma \nu \rangle_{\text{DT}}, \quad (8)$$

jossa  $\langle \sigma \nu \rangle_{\text{DT}}$  on DT-reaktion vaikutusala (todennäköisyys),  $f_c$  on fuusioreaktiossa vapautuneiden varattujen hiukkasten energiaosuus ja  $\varepsilon_F$  on absoluuttinen vapautunut energia per reaktio (alfahiukkaselle 3,5 MeV).

Minimitasoituksessa häviön  $P_{\text{loss}}$  tulee siis olla yhtä suuri kuin syöttö- ja tuotto-teho. Huomioon ottaen polttoaineen - ITER:n tapauksessa deuterium ja tritium - absorboiman tehon  $P_{\text{abs}}$ , saadaan minimitasoitukselle yhtälö

$$P_{\text{abs}} + P_c = P_{\text{loss}} = P_b + P_{\text{con}}. \quad (9)$$

Hyötysuhde on standardi, jolla mitataan reaktiossa vapautuneen ja sen saavuttamiseen vaaditun energian suhdetta. DT-plasmalle fuusiossa tuotetun ja polttoaineen absorboiman tehon suhde, eli polttoaineen hyötysuhde  $Q_{\text{fuel}}$ , on muotoa

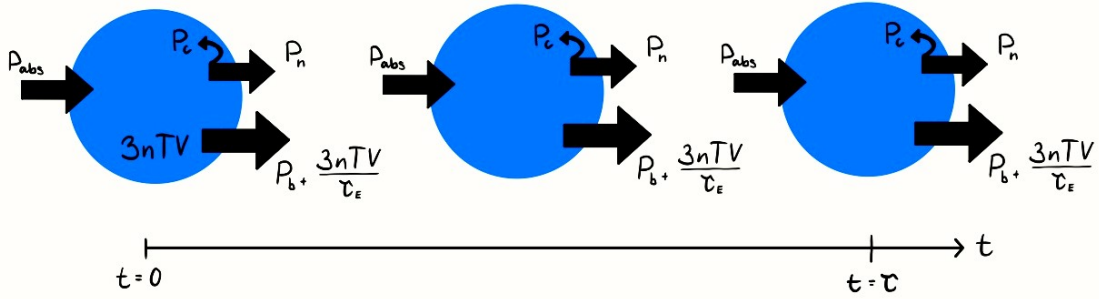
$$Q_{\text{fuel}} = \frac{P_F}{P_{\text{abs}}}. \quad (10)$$

Pulssitetulle syklille (kuva 7), jossa fuusioreaktioiden tuottama teho ei kontribuoi

plasman lämmitykseen, Lawson johti yhtälön [18, s. 8]

$$Q_{\text{fuel}} = \frac{tP_F}{tP_{\text{abs}} + 3nk_bT}. \quad (11)$$

Tässä  $t = \tau$  on yksittäisen pulssijakson kesto. Lisätermi  $3nk_bT$  on energia, joka vaaditaan plasman lämmittämiseen lämpötilaan  $T$ . Tämä on ajasta riippumaton, koska lämmitys approksimoitiin viiveettömäksi. Lawsonin alkuperäinen tulos (11) approksimoiti myös lämmönjohtumisessa menetetyt teho  $P_{\text{con}}$  mitättömäksi, jolloin yhtälö (9) sieveni muotoon  $P_{\text{abs}} = P_b$ . [18, s. 7–8]



**Kuvio 7.** Pulssisykli ajan funktiona (kuva mallinnettu lähteestä [17], CC BY 4.0 Deed). Kuvassa sininen ympyrä kuvaa plasmaa, johon syötetään energiaa teholla  $P_{\text{abs}}$ . Plasma menettää energiaa teholla  $P_b + 3nTV/\tau_e$ . Suuri osa fuusion tuottamasta energiasta karkaa plasmasta neutroneiden mukana teholla  $P_n$ , mutta osa lämmittää plasmaa teholla  $P_c$ . Hetkellä  $t = 0$  plasma lämmitetään viiveettömästi lämpötilaan  $3nTV$ , joka ylläpidetään yksittäisen pulssijakson  $t = \tau$  verran. Alkuperäisessä paperissaan Lawson oletti, että  $P_c$  ei kontribuoi plasman lämmitykseen, vaan kaikki fuusiossa tuotettu teho karkaa plasmasta sekä, että plasma ei koe tehohäviötä lämmönjohtumisen muodossa, eli kokonaistehohäviö on  $P_b$ .

Seuraavassa johdossa termi  $k_bT$  on yksinkertaistettu pelkäksi  $T$  siten, että  $T(\text{eV}) = T(\text{J})/1,602 \cdot 10^{-19}$  [12].

Wurzel ja Hsu [17, s. 7] ovat laajentaneet Lawsonin kriteerin yhtälöillä (8), (9) ja (11) muotoon

$$Q_{\text{fuel}} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} \varepsilon_F}{12T(C_B/3T^{1/2} - f_c \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} \varepsilon_F / 12T + 1/n\tau_e + 1/n\tau)}. \quad (12)$$

Sijoituksella

$$n\tau_{\text{eff}} = n \frac{\tau\tau_e}{\tau + \tau_e}, \quad (13)$$

saadaan yhtälö (12) muotoon

$$n\tau_{\text{eff}} \geq \frac{3T}{(f_c + Q_{\text{fuel}}^{-1})\langle\sigma\nu\rangle_{\text{DT}\varepsilon_F}/4 - C_B T^{1/2}}. \quad (14)$$

Yhtälön (14) termiä  $n\tau_{\text{eff}}$  kutsutaan usein Lawsonin parametriksi. Yhtälön (14) oikean puolen globaali minimi määrittelee maksimaalisen vaikutusalan lämpötilan  $T$  minimiarvolla suhteessa Lawsonin parametriin (verrattavissa kuvaan 8(a)).

Ulkoisen lämmitystehon absorptio  $P_{\text{abs}}$  on riippuvainen koossapitomenetelmästä ja on siksi suhteellisen vaikea vertailuparametri eri fuusiojärjestelmille. Polttoaineen hyötysuhde  $Q_{\text{fuel}}$  jättää myös huomiotta merkittäviä plasmafysiikasta johtuvia tehohäviötä, kuten neutraalisäteen kuultamisen plasman läpi [17, s. 7]. Tämän takia on syytä yleistää yhtälö (10) tieteelliseksi hyötysuhteeksi  $Q_{\text{sci}}$ .

Ulkoisen lämmitystehon absorptio voidaan ilmaista muodossa  $P_{\text{abs}} = \eta_{\text{abs}} P_{\text{ext}}$  [17, s. 7]. Tässä  $\eta_{\text{abs}}$  on ulkoisen tehon ja polttoaineen kytkentähyötysuhde ja  $P_{\text{ext}}$  on ulkoinen lämmitysteho plasman ulkorajalla. Tällöin tieteelliseksi hyötysuhteeksi  $Q_{\text{sci}}$  saadaan

$$Q_{\text{sci}} = \frac{P_F}{P_{\text{ext}}} = \eta_{\text{abs}} Q_{\text{fuel}}. \quad (15)$$

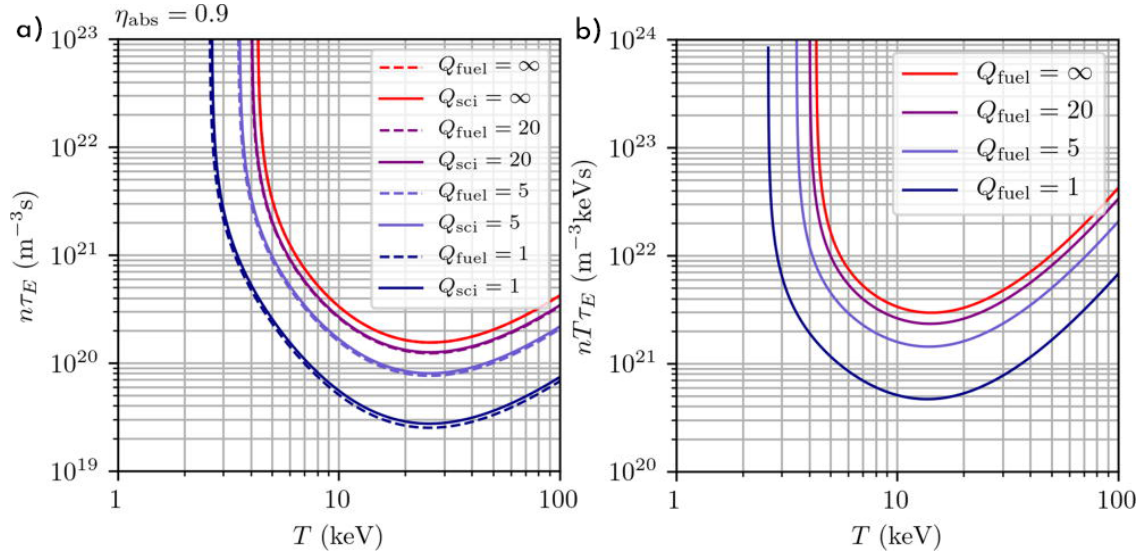
Tieteellisen hyötysuhteen minimitasoitus vastaa arvoa  $Q_{\text{sci}} = 1$ . Minimitasoitus siis määrittelee otto- ja tuottotehon minimin, jolloin energiaa tuotetaan yhtä paljon kuin sen saavuttamiseen käytettiin. Jatkossa  $Q_{\text{sci}} = Q$ .

Tämän paperin puitteissa minimitasoitus viittaa aina tieteellisen hyötysuhteen minimitasoitukseen. Plasmafysiikan ja lämmitykseen liittyvien haasteiden kannalta tämä on polttoaineen hyötysuhdetta merkittävämpi.

Plasman syttymiseen vaikuttaa oleellisesti hiukkastiheys, lämpötila sekä energian koossapitoaika plasman ytimessä. Plasman sanotaan syttyneen silloin, kun  $Q = \infty$  ja  $P_{\text{ext}} = 0$ . Tällöin plasma kykenee ylläpitämään itseään pelkästään fuusiossa vapautuvan energian avulla. Näiden parametrien suhteen vertailu ja optimointi avustaa fuusio-olosuhteiden saavuttamisessa. Yhtälöiden (14) ja (15) avulla voidaan kirjoittaa ehdot plasman syttymiselle ideaaliselle MCC:lle.

Ideaalisessa approksimaatiossa MCC:lle  $\tau_e \ll \tau$  eli, kun  $\tau \rightarrow \infty$  yhtälö (13) sievenee muotoon  $\tau_{\text{eff}} = \tau_e$  [17, s. 8]. Tällöin yhtälöstä (14) saadaan Lawsonin kriteeri

$$n\tau_e \geq \frac{3T}{(f_c + \eta_{\text{abs}} Q^{-1})\langle\sigma\nu\rangle_{\text{DT}\varepsilon_F}/4 - C_B T^{1/2}}. \quad (16)$$



**Kuvio 8.** Lawsonin parametri  $n\tau_e$  (a) sekä kolmitulo  $nT\tau_e$  (b) esitettynä lämpötilan funktiona yhtälöiden (16) ja (17) nojalla (kuva mukautettu lähteestä [17], CC BY 4.0 Deed). Kuvassa (a) havaitaan, että MCC:lle  $Q_{\text{fuel}} \approx Q_{\text{sci}}$ , kun  $\eta_{\text{abs}} = 0,9$ . Funktion minimit saavutetaan lähellä 30 keV. Kuvassa (b) havaitaan, että globaalit minimit saavutetaan lähellä 10 keV. Molemmissa kuvissa on tehty sovitukset sekä minimitasoitukseksi, että plasman syttymiselle.

Kytöntähyötysuhde MCC:lle on noin  $\eta_{\text{abs}} \sim 0,9$  ja tämän puitteissa ideaaliselle MCC:lle  $Q_{\text{fuel}} \approx Q$  (kuva 8(a)) [17, s. 8].

Yhtälö (16) voidaan vielä yleistää Lawsonin kriteerin kolmituloksi (kuva 8(b)) kertomalla kumpikin puoli lämpötilalla  $T$  [17, s. 10]

$$nT\tau_e \geq \frac{3T^2}{(f_c + \eta_{\text{abs}}Q^{-1})\langle\sigma\nu\rangle_{\text{DT}\varepsilon_F/4} - C_B T^{1/2}}. \quad (17)$$

Yhtälöistä (16) ja (17) saadaan, että Lawsonin kriteerin tai kolmitulon tulee siis vähintään toteuttaa epäyhtälöt [10, s. 16–17]

$$\begin{aligned} n\tau_e &\geq 1,5 \cdot 10^{20} \text{ s/m}^3, \text{ kun } T = 25 \text{ keV}, \\ nT\tau_e &\geq 3 \cdot 10^{21} \text{ keVs/m}^3, \text{ kun } T = 13 \text{ keV}, \end{aligned}$$

jotta plasma kykenee saavuttamaan syttymisen.

Lawsonin kriteeri määrittelee teoreettisen viitekehyksen plasman syttymiselle ja minimitasoituksen saavuttamiselle. Kolmitulo on Lawsonin kriteerin yleistys, joka toimii plasman suoriutumisen mittana. Kolmituloa käytetäänkin sen takia

yleisesti fuusioplasman hyvyyslukuna. Tämä tiheyden, lämpötilan ja koossapitoajan suhde rajoittaa ydinfuusion saavuttamiseen tarvittavia plasmaparametrejä sekä itse tokamakin teknillistä toteutusta.

### 2.3 Gyrotaajuus ja resonanssi

Plasman hiukkaspopulaatio koostuu pääasiassa syöttökaasun ionisoinnista syntyneistä elektroneista sekä ioneista. Elektronit ovat negatiivisesti ja ionit taas positiivisesti varautuneita hiukkasia. Tokamakien toimintaperiaate pohjautuu varatuista hiukkasista koostuvan plasman vangitsemiseen ulkoisten magneettikenttien avulla.

Varatun hiukkasen kokema Lorentzin voima ulkoisessa magneettikentässä on [11, s. 93]

$$\mathbf{F}_1 = |q|(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (18)$$

jossa  $|q|$  on hiukkasen varaus,  $\mathbf{v}$  on hiukkasen nopeus ja  $\mathbf{B}$  on ulkoinen magneettikenttä. Hiukkaseen kohdistunut voima  $\mathbf{F}_1$  on aina kohtisuorassa sen nopeusvektoria sekä magneettikenttää vastaan.

Lorentzin voima kohdistaa hiukkaseen keskihakuisvoiman, josta Newtonin toisen lain nojalla voidaan johtaa yhtälö

$$r = \frac{m|\mathbf{v}|_{\perp}}{|q||\mathbf{B}|}, \quad (19)$$

jossa  $m$  on hiukkasen massa ja  $|\mathbf{v}|_{\perp}$  on ratanopeus eli hiukkasen vauhdin kohtisuora komponentti. Tätä hiukkasen kiertosädettä  $r$  ulkoisen magneettikentän  $\mathbf{B}$  suhteen kutsutaan gyrosäteeksi.

Täysin homogeenisessä kentässä gyrosäde on ympyrärata. Epähomogeenisessa kentässä taas hiukkanen päätyy helikaaliselle kiertoradalle. Kummassakin tapauksessa ratanopeuden avulla pystytään määrittämään gyrotaajuudeksi eli syklotronitaajuudeksi

$$\omega = \frac{|q||\mathbf{B}|}{m}. \quad (20)$$

Magneettisesti koossa pidetyssä plasmassa varauspopulaatiot pysyvät suurelta osin vangittuna gyrosäteillään. Koska gyrotaajuus on kääntäen verrannollinen massaan, riippuu se merkittävästi hiukkaspopulaatiosta: elektronien syklotronitaajuus  $\omega_{ce}$  on siten suurempi kuin ionien syklotronitaajuus  $\omega_{ci}$ . Esimerkiksi elektronin, jonka energia on 30 eV, gyrosäde 7 T magneettikentässä on  $\sim 1$  mm.

Resonanssi on ilmiö, joka tapahtuu, kun saapuvan aallon taajuus vastaa systeemin värähtelyn ominaistajuutta. Resonanssin myötä systeemiin siirtyy energiaa. Tokamakien magneettikentän epähomogeenisuuden takia propagoiva aalto voi kokea joko absorptio tai heijastumisen resonanssikerroksesta: tämä on riippuvainen propaointi suunnan suhteesta ulkoisen magneettikentän geometriaan [12, s. 259]. Plasman lämmityksen kannalta on SM-aaltojen absorptio resonanssikerrokseen suotava lopputulos.

## 2.4 Koossapitomoodit

Koossa pidetty plasma on altis lukuisille magnetohydrodynaamisille (MHD) epästabiiilisuuksille. MHD-epästabiilisuuksien kontrollointi on yksi tärkeimmistä tehtävistä, joista avustavien lämmitysjärjestelmien tulee suoriutua. Tämä on oleellista ei pelkästään optimaalisen operoinnin saavuttamiseksi, vaan myös plasman kanssa kosketuksissa olevien komponenttien käyttöään maksimoimiseksi [19, s. S130].

Koossapitomoodit ovat plasman operointialueita, joilla karakterisoidaan plasman stabiilisuutta. Tokamakien historian alkupuolella operoitiin matalassa koossapitomoodissa (L-moodi). L-moodia karakterisoi plasma, jonka energian koossapitoaika  $\tau_e$  pienenee merkittävästi ulkoisen lämmitystehon  $P_{\text{ext}}$  kasvaessa [20, s. 1960]. 80-luvun alkupuolella Max Planck-instituutissa operoinut ASDEX-tokamak kuitenkin huomasi pitkitetyn neutraalisädelämmityksen aiheuttavan transition korkeamman stabiilisuuden tilaan (H-moodi). H-moodin koossapitoaika L-moodin verrattuna on noin kaksinkertainen [21, s. B2].

L-H transitio riippuu lämmitystehosta ja siksi vaatii vähintään minimitehon  $P_{\text{th}}$  sekä minimitiheyden  $n_e$  ylityksen [21, s. B2]. On myös huomattava, että plasman hiukkaspopulaatiolla on vaikutusta L-H transitiioon. Tehokynnyksen riippuvuus ionimassaan  $M$  on  $P_{\text{th}} \propto 1/M$ : tästä syystä deuterium plasmassa vaadittu lämmitysteho on pienempi kuin vetyplasmassa ( $^1\text{H}$ ) [22, s. 309].

ITER:lle tehokynnys DD-plasmalle operoinnin alkuvaiheessa on teoreettisen statistisen arvion mukaan  $P_{\text{th}} \sim 52$  MW pienellä plasmatiheydellä  $n_e = 0,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  ja vastaavasti  $P_{\text{th}} \sim 90$  MW nominaalissa plasmatiheydessä  $n_e = 1,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  [23, s. 10]. DT-plasmalle tämä kynnys on vielä alhaisempi. Todellisuudessa kynnystehon ekstrapolaatio korkeammalle plasmatiheydelle on kuitenkin arvioitu suuremmaksi [23, s. 10]. ITER:n avustavat lämmitys- ja virranajojärjestelmät pyrkivät operoinnin alusta asti vakiinnuttamaan maksimaalisen syöttötehon (taulukko 1) saavutettavuuden [24,



**Taulukko 1.** ITER tokamakin plasmaparametrejä ja dimensioita (taulukko mallinnettu lähteestä [26, s. 19]). Suluissa olevat parametrit indikoivat maksimaalisen plasmavirran saavuttamiseen tarvittavia parametreja.

Fuusiassa tuotettu kokonaisteho	500 MW (700 MW)
Tieteellinen hyötysuhde $Q$	$\geq 10$
Keskiverto 14 MeV neutroni seinäkuormaus	0,57 MW/m <sup>2</sup> (0,8 MW/m <sup>2</sup> )
Plasman induktiivinen pala aika	$\geq 400$ s
Plasman iso säde ( $R$ )	6,2 m
Plasman pieni säde ( $a$ )	2,0 m
Plasmavirta ( $I_p$ )	15 MA (17 MA)
Toroidikenttä (isolla säteellä) ( $B$ )	5,3 T
Plasmatilavuus	837 m <sup>3</sup>
Plasman pinta-ala	678 m <sup>2</sup>
Avustavien järjestelmien maksimaalinen syöttöteho	73 MW

s. 125].

H-moodiin siirtyminen ei kuitenkaan poista MHD-epästabiilisuuksia. Itse asiassa L-H transitio luo uuden tyyppisiä plasman ulkorajan lokalisoituja epästabiilisuuksia eli ELM:jä (edge-localized modes) [21, s. B2]. Varsinkin ITER:n kokoisille reaktoreille, kontrolloimattomat ELM:t ovat tarpeeksi energisiä vahingoittamaan tyhjiökammion seinämiä [25]. Näiden operoinnin aikainen minimointi on merkittävä osa avustavien lämmitysjärjestelmien toimintaa.

H-moodiin siirtyminen ja tämän ylläpitäminen on oleellista plasman stabiilisuuden kannalta. Operoinnin stabiilisuus taas johtaa vakaampiin fuusio-olosuhteisiin, joka toisaalta takaa tasaisemman energiantuoton. Tämä on tarpeellista etenkin tulevaisuuden kaupallisille reaktoreille.

## 2.5 Sähkömagneettiset aallot plasmassa

Luvussa 2.3 käsiteltiin varattujen hiukkasten liikettä suhteessa ulkoiseen magneettikentän sekä niiden liikkeelle ominaista gyrotaajuutta. Resonanssin avulla plasmaan voidaan luovuttaa energiaa, kun saapuvan ulkoisen sähkömagneettisen (SM) aallon taajuus vastaa hiukkasten gyrotaajuutta.

SM-aalto koostuu propagointisuuntaan  $\mathbf{k}$  kohtisuorassa tasossa oskilloivista magneetti- sekä sähkökentästä  $\mathbf{B}$  ja  $\mathbf{E}$ . SM-aallot, toisin kuin merkittävä osa mekaanisista aalloista, ovat tästä syystä poikittaisaalloja.

Polarisaatio viittaa ilmiöön, jonka SM-aallot kokevat kun niiden värähtely tapah-

tuu tietyssä tasossa propagointisuuntaan nähden. SM-aalloille polarisaationsuunta on yhdensuuntainen sähkökentän  $\mathbf{E}$  värähtelytason kanssa.

Plasmassa SM-aalto kokee polarisaation suhteessa ulkoiseen magneettikenttään  $\mathbf{B}_0$ . Tämän perusteella voidaan määritellä kaksi polarisaatio suuntaa homogeenisessä kentässä: O-moodi (ordinary), jolloin  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ ,  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$  sekä X-moodi (extraordinary), jolloin  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ ,  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$  [11, s. 150].

Varatut hiukkaset reagoivat SM-aallon sähkökenttäkomponenttiin ja tällä voi olla joko kiihdyttävä tai hidastava vaikutus riippuen SM-aallon vaiheesta. X-moodi kiihdyttää hiukkasia niiden gyrosäteen suuntaisessa ja O-moodi taas tälle kohtisuorassa tasossa. Tokamak plasmoissa SM-aalto vuorovaikuttaa hiukkasiin elliptisesti polarisoidun sähkökentän kautta, jonka pyörimissuunta ja taajuus vastaavat hiukkasten gyrotaajuuksia [27, s. 2499]. Elliptisesti polarisoituneen SM-aallon sähkökenttäkomponentti kokee elliptistä rotaatiota suhteessa propagointisuuntaan.

Ulkoisten SM-aaltojen syöttäminen plasmaan siis mahdollistaa sen lokalisoidun lämmityksen. SM-aallon syöttötaajuus riippuu gyrotaajuudesta ja on siksi eri elektroneille ja ioneille. SM-aaltoja ja niiden roolia plasman lämmityksessä käsitellään lisää luvuissa 4.3 ja 4.4.

### 3 ITER - lähtökohdat

ITER sai ajatuksen tasolla alkunsa vuonna 1985 Genevassa Yhdysvaltain presidentin Reganin ja Neuvostoliiton pääsihteerin Gorbatšovin toimesta. ITER-projekti sai alkunsa tästä kolme vuotta myöhemmin ensimmäisen konseptuaalisen mallin myötä. [4, s. 3].

Viimeinen teknillisen toteutuksen malli [26] hyväksyttiin vuonna 2001, joka luonnostaan johti ITER-sopimuksen suunnitteluun ja lopulta solmimiseen vuonna 2006 [4, s. 4]. ITER organisaationa sai formaalin hyväksynnän vuonna 2007.

ITER-sopimus kattaa tokamak-reaktorin rakennuksen, operoinnin ja käytöstä poiston sekä ITER-organisaation liikkeenjohdon jäsenmaiden välillä [28]. ITER-sopimuksen allekirjoittivat 7 jäsenmaata; Euroopan Unioni, Yhdysvallat, Japani, Kiina, Intia, Etelä-Korea sekä Venäjä.

Lopulliseksi rakennuspaikaksi valittiin Etelä-Ranskassa sijaitsevan maakunnan kaupunki Saint-Paul-lès-Durance (kuva 9). Itse tokamakin rakennus aloitettiin vuonna 2010. Ensimmäinen plasma on ennustettu vuodelle 2025 ja fuusio-operaatio DT-plasmalla vastaavasti vuodelle 2035 [13, s. 7].



**Kuvio 9.** Ilmakuva ITER-laitoksesta vuonna 2020 Saint-Paul-lès-Durance Ranskassa (kuva lähteestä Wikimedia Commons, CC BY-SA 4.0 Deed).

### 3.1 Projektin tavoitteet

Fuusiotutkimus on historiansa aikana pohjautunut vankkaan yhteistyöhön sekä tieteellisen tiedon jakamiseen ja kehitykseen [4, s. 7]. ITER-projektin tavoitteena on myös edesauttaa fuusiofysiikan syvempää ymmärrystä sekä sen integroimista osaksi tulevaisuuden energiantuotantoa.

ITER:n ensisijainen tavoite on saavuttaa vakaa palaminen DT-plasmalle H-moodissa. ITER:n tokamak on suunniteltu pitkille pulssisykleille, jossa nominaalio-perointi DT-plasmalle on arvioitu tuottavan 500 MW energiaa 400 s palamisajalla ja 50 MW syöttöteholla induktiivisessa pulssiskenaariossa [26, s. 13]. Pääasiallinen tavoite on siis tieteellisen hyötysuhteen kymmenkertaistaminen,  $Q \geq 10$ .

Tämä mahdollistetaan nominaalisilla plasmaparametreilla (taulukko 1). Plasmavirta  $I_p$  pyritään ylläpitämään suuruusluokassa 15 MA, joka mahdollistaa riittävän energian koossapitoajan H-moodissa. Plasmatiheyden on myös oltava riittävä palamisen saavuttamiseksi (luku 2.2).

Tämän lisäksi ei-induktiiviselle pulssiskenaariolla pyritään demonstroimaan vakaata operointia siten, että  $Q \geq 5$  [26, s. 10]. Lämmitysjärjestelmien virranajo arvioidusti pidentää plasman palamisaikaa jopa tuntiin [26, s. 18].

ITER:n tekniset tavoitteet ovat pääasiassa demonstroida nykyteknologian hyödynnettävyyttä fuusioreaktoreissa [26, s. 9]. Komponenttien ja järjestelmien testaaminen fuusioreaktoria mukailevissa olosuhteissa tulee tasoittamaan tietä tulevaisuuden kaupallisille reaktoreille.

Myöhemmissä vaiheissa ITER tulee myös testaamaan ajonaikaista tritiumin tuotantoa. Tritiumin tuottaminen itse reaktorissa varmistaisi operoinnin omavaraisuuden, koska luonnossa esiintyvä tritium ( $\sim 7,8$  kg globaalisti [29, s. 146]) ei riitä pitkäaikaiseen operointiin.

### 3.2 Tokamak - magneettinen koossapito

Tokamakit ovat toruksen muotoisia, magneettiseen koossapitoon pohjautuvia reaktoreita. Magneettinen koossapito pitää plasman loitolla tyhjiökammion seinämiltä monimutkaisten magneettikenttäkonfiguraatioiden avulla.

ITER:n magneettijärjestelmät koostuvat kolmesta pääjärjestelmästä: toroidi- ja poloidikenttäkeloista sekä keskisolenoideista. Toroidikenttäkelojen päätehtävä on koossa pitää plasman hiukkaspopulaatioita, kun taas poloidikenttäkelat avustavat

plasman muodon ylläpitämisessä sekä sen stabilisoinnissa [30].

Keskisolenoidi on magneettijärjestelmän kulmakivi. Keskisolenoidin läpi johdetaan sähkövirta, jonka virrantiheys  $\mathbf{j}$  indusoi poloidaalisen magneettikentän  $\mathbf{B}_p$  Ampèren lain nojalla

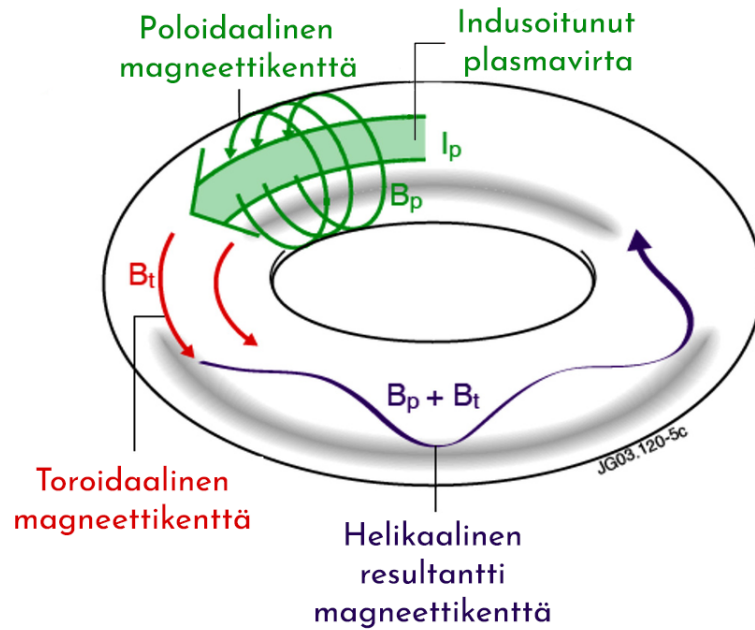
$$\nabla \times \mathbf{B}_p = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right), \quad (21)$$

jossa  $\partial \mathbf{E} / \partial t$  on sähkökentän aikaderivaatta,  $\varepsilon_0$  on tyhjiön permittiivisyys ja  $\mu_0$  on tyhjiön permeabiliteetti (kuva 10).

Poloidaalinen magneettikenttää  $\mathbf{B}_p$  vastaavasti indusoi toroidaalisen sähkökentän  $\mathbf{E}_t$  Faradayn lajin nojalla

$$\nabla \times \mathbf{E}_t = -\frac{\partial \mathbf{B}_p}{\partial t}. \quad (22)$$

Toroidaalinen sähkökenttä  $\mathbf{E}_t$  synnyttää siten toroidaalisen plasmavirran  $I_p$  (taulukko 1, kuva 10).



**Kuvio 10.** Magneettikentät toruksessa (kuva mukautettu lähteestä [10], CC BY 4.0 Deed). Keskisolenoidi indusoi poloidaalisen magneettikentän  $\mathbf{B}_p$  (vihreä), joka vastaavasti indusoi plasmavirran  $I_p$  (vihreä nuoli). Toroidikenttäkelat indusoivat toroidaalisen magneettikentän  $\mathbf{B}_t$  (punainen). Resultantti magneettikenttä  $\mathbf{B}_p + \mathbf{B}_t$  on helikaalinen (violetti).

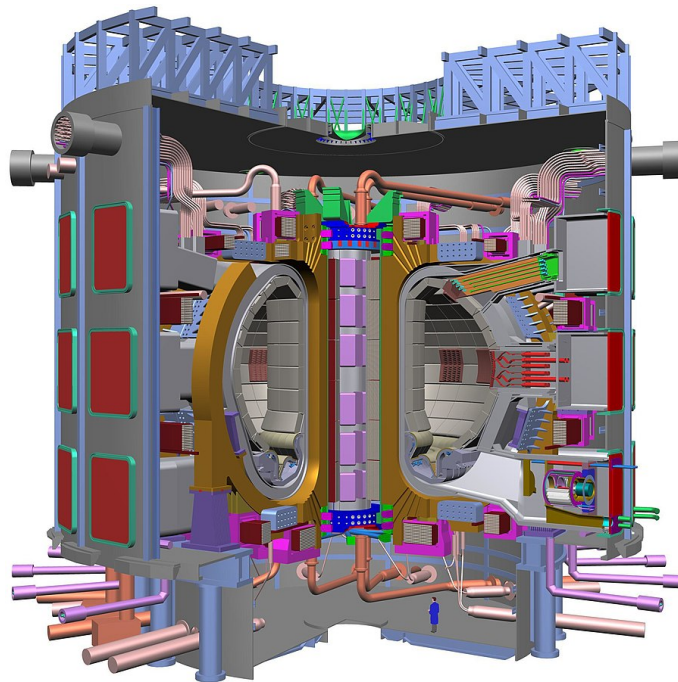
ITER:n magneettijärjestelmät ovat suprajohtavia, lukuun ottamatta tyhjiökamion sisällä olevia keloja. Suprajohteet kykenevät kuljettamaan suurempia virtoja

ja siten indusoimaan voimakkaampia magneettikenttiä pienemmällä tehosyötteellä [30]. Näin kyetään maksimoimaan Lawsonin kolmitulon parametrit teknillisten toteutuksen rajoissa.

Magneettijärjestelmät ympäröivät tyhjiökammiota, jossa itse kokeet tullaan suoritamaan. Tyhjiökammion sisäseinämiä peittää 440 peittomoduaalia (kuva 11). Peittomodulien ensiöseinät ovat ensimmäinen kahdesta järjestelmästä, joka on plasman kanssa kosketuksessa ja siksi niiden tulee kestää suurta lämpövuota sekä neutronisäteilyä [30]. ITER:n ensiöseinät ovat tehty berylliumista, mutta myöhemmin nämä tullaan korvaamaan litiumpaneeleilla tritiumin tuottamisen testaamiseksi. Ensiöseinää takaa kannatteleva pääsuojus toimii pääasiallisena säteilysuojana.

Tokamakin pohjalla sijaitseva diverttori on toinen plasman kanssa kosketuksissa oleva järjestelmä. Diverttorin tehtävä on suojata tyhjiökammion seinämiä suurilta lämpö- ja säteilykuormilta sekä suodattaa käytön aikana syntyviä raskas ioneita [30].

Kryostaatti sulkee sisäänsä tyhjiökammion sekä magneettikenttäjärjestelmät ja pitää nämä alhaisissa lämpötiloissa operoinnin ajan. Kryostaatti tuo tokamakin lopullisiksi dimensioiksi noin 30 m korkeutta ja 30 m leveyttä [30].



**Kuvio 11.** ITER tokamak (kuva lähteestä Wikimedia Commons, PD). Tokamakin keskellä sijaitsee keskisolenoidi (liila). Tyhjiökammion pohjalla sijaitsee diverttori ja sisäseinät on vuorattu peittomoduleilla (harmaa). D-muotoiset toroidikenttäkelat ympäröivät tyhjiökammiota (oranssi), kun taas poloidikenttäkelat ympäröivät toroidikenttäkeloja (purppura).





## 4 ITER - fuusioplasman lämmitys

Luvussa 2.1 käytiin läpi, että tarpeeksi korkeiden lämpötilojen saavuttaminen ja ylläpitäminen oli merkittävä osa lämpöydin fuusion saavuttamisesta. Myös plasmavirran ajo ei-induktiivisesti on oleellinen osa stabiilia operointia, koska virranajo vähentää keskisolenoidin induktiivisen plasmavirran tuottamisen kuormitusta [31, s. 7]. Tästä syystä fuusioplasmaa tulee lämmittää ulkoisilla järjestelmillä induktiivisen lämmityksen lisäksi.

### 4.1 Ohminen lämmitys

Ohminen lämmitys perustuu sähkövirran kulkua vastustavan resistanssin kasvami-  
sen aiheuttamaan lämpenemiseen. Ilmiötä havaitaan yleisesti virtapiireissä, jossa resistanssin kasvaessa johteen läpi kulkeva virta pienenee: ohmiselle vastukselle siis  $I \propto 1/R$ . Vastaava havaitaan koossa pidetyissä plasmoidissa, jossa elektroni-ioni törmäykset aiheuttavat resistanssia toroidaaliselle plasmavirralle [12, s. 240].

Poloidaalisen magneettikentän  $\mathbf{B}_p$  indusoima plasmavirta  $I_p$  lämmittää plasmaa ohmisesti teholla [12, s. 241]

$$P_\Omega = \eta \langle \mathbf{j} \rangle^2. \quad (23)$$

Spitzerin resistiivisyys  $\eta$  kuvaa plasman sähköistä resistanssia, joka  $\eta \propto 1/T^{3/2}$ . Ohminen lämmitys on siis hyvin voimakasta matalissa lämpötiloissa [12, s. 240].

Spitzerin resistiivisyyden kääntäen verrannollinen lämpötilariippuvuus aiheuttaa kuitenkin ohmisen lämmitystehon (yhtälö (23)) merkittävän laskun lämpötilan kasvaessa. Ohminen lämmitys heikkenee jo 1 – 2 keV lämpötiloilla ja muuttuu siten merkityksettömäksi 13 keV tavoitelämpötilassa [32].

Indusoidusta plasmavirrasta aiheutuva ohminen lämmitys ei siis ole kykenevä saavuttamaan lämpöydin fuusion vaatimia olosuhteita yksinään. Tämän lisäksi tarvitaan muita lämmitysjärjestelmiä.

## 4.2 Neutraalisädeinjektiolämmitys

Kuten luvussa 2.3 johdettiin, kokevat varaukselliset hiukkaset Lorentzin voimasta johtuvan liikeradan muutoksen saapuessaan ulkoiseen magneettikenttään. Tästä syystä plasman hiukkaspopulaatiot pysyvät vangittuina gyrosäteillään ja loitolla tyhjiökammion seiniltä. Mikä tahansa varauksellinen hiukkanen kokee vastaavan ilmiön plasman sähkömagneettisen luonteen takia.

Neutraalisädeinjektio (NBI, neutral beam injection) (kuva 12) on prosessi, jossa kiihdytettyjä suurenergisiä ioneita neutralisoidaan ennen kuin niitä syötetään plasmaan. Neutraalit atomit eivät koe ulkoisen magneettikentän vaikutusta ja kykenevät siten kulkemaan plasmassa alkuperäisen syötekulman suuntaan. Saavuttuaan plasmaan atomit jälleen ionisoituvat. Suhteellisen massaeron takia, ionit kantavat suurimpaan osan syötetyn suihkun energiasta, jonka ne luovuttavat plasman hiukkaspopulaatioille Coulomb törmäysten muodossa [12, s. 243–244].

Neutraalisäteitä on kahdenlaisia riippuen alkuperäisten kiihdytettyjen ionin varauslajista: positiivinen (P-NBI) ja negatiivinen (N-NBI) neutraalisäde [14, s. 535]. ITER tulee hyödyntämään negatiivista ionilähdettä kiihdyttämään deuteriumia ( $D^-$ ) tai vetyioneita ( $H^-$ ) (taulukko 2) [33, s. 1]. ITER:n tapauksessa, on suihkun energian oltava riittävän suuri ( $\sim 300$  keV), että se kykenee luovuttamaan energiaa plasmalle H-moodissa: vaadittava energia saavutetaan suotavalla tehokkuudella vain, jos kiihdytetään ja neutralisoidaan negatiivisia ionilajeja [33, s. 2].

NBI on demonstroinut jo olemassa olevilla tokamakeilla onnistuneesti lämpöydin fuusion saavuttamiseen vaadittavia olosuhteita [27, s. 2521]. NBI ei pelkästään auta korkeiden lämpötilojen saavuttamisessa, vaan myös plasman rotaation ylläpitämisessä sekä virranajossa [27, s. 2521]. Näistä kaksi jälkimmäistä ovat oleellisia plasman stabiilisuuden kannalta.

## 4.3 Syklotroniresonanssilämmitys

Luvussa 2.5 käsiteltiin SM-aaltojen polarisaatiota sekä sen vaikutusta plasman hiukkaspopulaatioihin. ITER:llä radioaaltoja (RF, radio frequency) lämmitykseen käyttää kaksi järjestelmää: elektroni- (ECR, electron cyclotron resonance) ja ionisyklotroniresonanssilämmitysjärjestelmä (ICR, ion cyclotron resonance) (kuva 12).

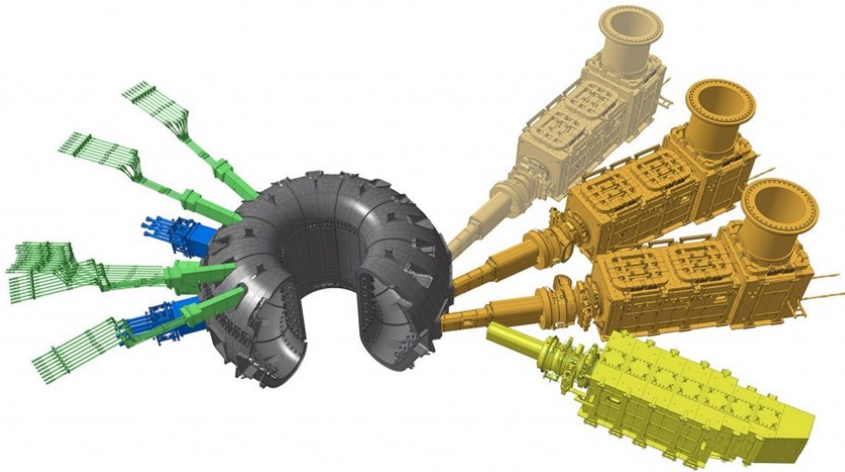
Tyhjiökammion peittoon integroidut antennit generoivat ja emittoivat RF-aaltoja plasmaan. Jos aalto saavuttaa resonanssikerroksen oikeassa moodissa, resonoi tämä

**Taulukko 2.** Tokamakeissa käytössä olevien avustavien lämmitysjärjestelmien eräitä ominaisuuksia sekä käyttökohteita suhteessa ITER:n tarpeisiin (taulukko mallinettu lähteestä [27, s. 2497]). Tässä lyhenne VT viittaa operoinnin vakaaseen tilaan.

Lämmitysjärjestelmä		Operointitaajuus/ energia	Maksimaalinen kytkentäteho plasman kanssa
ECR	Demonstroitu tokamakeissa	28 - 157 GHz	2,8 MW, 0,2 s
	ITER tarvitsee	150 - 170 GHz	50 MW, VT
ICR	Demonstroitu tokamakeissa	25 - 120 MHz	22 MW, 3 s (L-moodi); 16,5 MW, 3 s (H-moodi)
	ITER tarvitsee	40 - 75 MHz	50 MW, VT
LHCD	Demonstroitu tokamakeissa	1,3 - 8 GHz	2,5 MW, 120 s (L-moodi); 10 MW, 0,5 s (H-moodi)
	ITER tarvitsee	5 GHz	50 MW, VT
NBI (negatiiviset ionit)	Demonstroitu tokamakeissa	0,35 MeV	5,2 MW (D <sup>-</sup> ), 0,8 s (kahdesta lähteestä)
	ITER tarvitsee	1 MeV	50 MW, VT

hiukkasen gyrotaajuuden kanssa [34, s. 1870]. Resonanssitaajuus on verrannollinen hiukkaslajiin - ioneille syöttötaajuuden on oltava siis pienempi kuin elektroneille (luku 2.3, taulukko 2). Resonanssikerroksen leveys taas riippuu aallon syöttökulmasta, koska RF-aalto kokee propagoidessaan relativistisen Doppler-ilmiön [27, s. 2499]. Sekä X- että O-moodilla on katkaisutaajuudet plasmassa, joiden saavutettuaan SM-aalto ei kykene propagoimaan.

ECR on demonstroinut tehokasta ja lokalisoitua plasman lämmitystä sekä luotettavaa H-moodin saavuttamista monissa tokamakeissa [27, s. 2498]. ITER:llä ECR-järjestelmää tullaan myös hyödyntämään plasman ionisoinnissa sekä operoinnin aloituksessa ohmisen ionisaation lisäksi [35, s. 1]. ICR:n lokalisoitunut energiankytkentä ionipopulaation kanssa mahdollistaa plasman reaktiivisuuden kontrolloinnin [27, s. 2506]. Myös operoinnin alkuvaiheilla alfahiukkasten energioiden ollessa pienet, suora ionilämmitys mahdollistaa H-moodin ylläpitämisen [27, s. 2498]. Molemmat järjestelmät myös kykenevät ei-induktiivisen virranajojoon.



**Kuvio 12.** ITER:n avustavat lämmitysjärjestelmät (kuva lähteestä [32], © ITER Organization). NBI-järjestelmät ovat kuvassa oikealla (oranssi, keltainen), kun taas ECR- ja ICR-järjestelmät ovat vasemmalla (vihreä, sininen).

#### 4.4 Alahybridi virranajo

Alahybridi virranajojärjestelmän (LHCD, lower hybrid current drive) pääasiallinen päämäärä on avustaa ei-induktiivisen plasmavirran ylläpitämisessä. LHCD:n toiminta mukailee ECRH- ja ICRH-järjestelmien toimintaa (luku 4.3). LHCD:n rooli ei kuitenkaan ole niinkään plasman lämmittämisessä, vaan virranajossa. LHCD on demonstroinut merkittävää virranajon tehokkuutta suhteessa ECR- ja ICR-järjestelmiin [36, s. 3]. Tämä avustaa pidempien pulssijaksojen saavuttamisessa ja siten mahdollistaa pitkäaikaisen fuusioplasman ylläpidon sekä fuusiotehon tuoton.

LHCD-järjestelmä ei ole ITER:llä toiminnassa operoinnin alkuvaiheilla, vaan on suunniteltu asennettavan DT-operointivaiheessa lisätehon saavuttamiseksi [31, s. 1].

## 5 Johtopäätökset

Fuusiotutkimus on saavuttanut paljon sitten 50-luvun. Viime vuosina sekä inertiaaliseen että magneettiseen koossapitoon perustuva fuusio on noussut kuuluvuuteen niiden saavutusten myötä [7, 37]. Lämpödynfuusioon vaadittava fysiikka on suhteellisen hyvin tunnettu ja se mitä ei vielä tunneta, on lukuisten laitosten tutkimuksen alla ympäri maailmaa.

Fuusioplasman lämmitykseen vaadittavat järjestelmät ovat oleellinen osa tokamakien toimintaa. Optimaalisessa tilanteessa avustavia lämmitysjärjestelmiä hyödynetään nominaalisen operointiolosuhteiden saavuttamiseen, jolloin reaktori kykenee itsensä ylläpitävään operointiin plasman palamisen ja tritiumin tuotannon myötä. Etenkin tritiumin tuotannon saavuttaminen on välttämätön osa ITER:n ja DT-reaktioon perustuvien reaktoreiden tavoitteita, koska luonnossa esiintyvän tritiumin hyödyntäminen ei riitä pitkäaikaiseen operointiin.

Luvussa 4 käsitellyt avustavat lämmitysjärjestelmät ja niihin liittyvä fysiikka on hyvin tunnettu ja ymmärretty. NBI-, ECR- ja ICR-järjestelmät ovat oleellisia fuusioolosuhteiden vaatimien lämpötilojen saavuttamisessa sekä plasman stabiloinnissa. H-moodi on välttämätön osa plasman syttymisen saavuttamista, koska plasman energian koossapitoaika kaksinkertaistuu suhteessa L-moodiin. Koska hiukkastiheys ja plasman ytimen lämpötila ovat lähes vakiintuneet etenkin DT-plasmalla operoivilla tokamakeille, on Lawsonin kolmitulon (luku 2.2) nojalla koossapitoaika ainoa parametri, jota voidaan parantaa. Tästä syystä lämmitysjärjestelmien rooli H-moodin saavuttamisessa on merkittävä. LHCD-järjestelmä ei ole lämmityksen kannalta huomattava, mutta verrattuna muihin järjestelmiin, se kykenee tehokkaampaan plasmavirran ylläpitämiseen.

Tulevaisuuden kannalta, DEMO (luku 1) tulee olemaan vielä ITER:ä suurempi askel eteenpäin. DEMO:n päämäärä on teollisuuskäyttöön tarkoitettujen reaktorin operointi, jonka tekninen toteutus mahdollistaa luotettavan energiantuoton omavaraisella tritiumin tuotannolla [8]. Koska tavoite on lämpödynfuusion kaupallistaminen, tulee DEMO olemaan ITER:ä monimutkaisempi reaktori. Tämä taas asettaa lämmitysjärjestelmien - etenkin ECR-järjestelmien - tekniselle toteutukselle merkittävät

kehittämistavoitteet [38, 39].

Nämä järjestelmät eivät kuitenkaan ole ikinä operoineet edes ITER:n tarvitsemalla tasolla. Vaikka nykyisissä tokamakeissa NBI ja ICR ovat kyenneet saavuttamaan syttymiselle vaadittavat lämpötilat, on avustavien lämmitysjärjestelmien tehokkuudessa sekä yhteiskäytössä vielä parannettavaa [27, s. 2498].

ITER:n osuus fuusiotutkimukseen tulee kuitenkin olemaan merkittävä, koska se mahdollistaa tutkimuksen mittaskaalassa, jota ei olla ennen saavutettu. Avustavien lämmitysjärjestelmien suoriutuessa optimaalisesti tällä tasolla, mahdollistaa se sekä hyötysuhteen minimitasoituksen että plasman syttymisen saavuttamisen. Uskon, että viimeistään ITER tulee kantamaan MCC-reaktorit tieteellisen hyötysuhteen ylitse. ITER:n saavutukset fysiikan saralla tulevat tasoittamaan tietä myös tulevaisuuden fuusioreaktoreille.

ITER on kaiken aikaisemman fuusiotutkimuksen kumulaatio. Sen myötä kyseinen tieteenhaara tulee kehittymään merkittävästi ja työntämään ihmiskuntaa lähemmäksi lämpöydinfuusion kaupallisia sovelluksia. ITER on toiminut ja uskon, että se tulee jatkossa myös toimimaan esimerkkinä siitä, mihin kansainvälinen yhteistyö on kykenevä globaalissa mittakaavassa.

## Lähteet

- [1] M. Wiatros-Motyka ym. *Global Electricity Review 2023*. URL: <https://ember-climate.org/app/uploads/2023/04/Global-Electricity-Review-2023.pdf> (viitattu 11.04.2024).
- [2] ITER Organization. *Advantages of Fusion*. 2024. URL: <https://www.iter.org/sci/Fusion> (viitattu 05.06.2024).
- [3] Gov.UK. *Energy Security Bill factsheet: Fusion regulation*. URL: <https://www.gov.uk/government/publications/energy-security-bill-factsheets/energy-security-bill-factsheet-fusion-regulation> (viitattu 20.05.2024).
- [4] K. Ikeda. "ITER on the road to fusion energy". *Nuclear Fusion* 50.1 (2010). DOI: 10.1088/0029-5515/50/1/014002.
- [5] Culham Centre for Fusion Energy. *MAST Upgrade is the UK's national fusion experiment*. URL: <https://ccfe.ukaea.uk/programmes/mast-upgrade/> (viitattu 20.05.2024).
- [6] UK Atomic Energy Authority. *Spherical Tokamak for Energy Production*. URL: <https://step.ukaea.uk/> (viitattu 20.05.2024).
- [7] Energy.gov. *DOE National Laboratory Makes History by Achieving Fusion Ignitions*. 2022. URL: <https://www.energy.gov/articles/doe-national-laboratory-makes-history-achieving-fusion-ignition> (viitattu 05.05.2024).
- [8] EUROfusion. *The demonstration power plant: DEMO*. URL: <https://eurofusion.org/programme/demo/> (viitattu 20.05.2024).
- [9] A. Einstein. "Does the Inertia of a Body Depend Upon its Energy Content?" *Annalen der Physik* 18 (1905), s. 639.
- [10] J. Ongena. "Fusion: A True Challenge for an Enormous Reward". *EPJ Web of Conferences* 268 (2022), s. 00011. DOI: 10.1051/epjconf/202226800011.
- [11] R. Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. 1st Edition. Routledge, 1996.

- [12] J. Wesson. *Tokamaks*. 2nd Edition. Clarendon Press, 1997.
- [13] B. Bigot. "Progress toward ITER's First Plasma". *Nuclear Fusion* 59.11 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab0f84.
- [14] P. Kaw ym. *Fusion Physics*. Itävalta, Wien: IAEA International Atomic Energy Agency, 2012. ISBN: 9789201304100.
- [15] J. Ongena ja Y. Ogawa. "Nuclear fusion: Status report and future prospects". *Energy Policy* 96 (2016), s. 770. DOI: 10.1016/j.enpol.2016.05.037.
- [16] S. Atzeni ja J. Meyer-ter-Vehn. *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Iso-Britannia, Oxford: Oxford University Press, 2004. ISBN: 978-0198562641.
- [17] S. E. Wurzel ja S. C. Hsu. "Progress toward Fusion Energy Breakeven and Gain as Measured against the Lawson Criterion". *Physics of Plasmas* 29.6 (2022), s. 062103. DOI: 10.1063/5.0083990.
- [18] J. D. Lawson. "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor". *Proceedings of the Physical Society. Section B*. 70.1 (1957), s. 6. DOI: 10.1088/0370-1301/70/1/303.
- [19] T. C. Hender ym. "Chapter 3: MHD Stability, Operational Limits and Disruptions". *Nuclear Fusion* 47 (2007), S128. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S03.
- [20] ASDEX Team. "The H-Mode of ASDEX". *Nuclear Fusion* 29 (1989), s. 1959. DOI: 10.1088/0029-5515/29/11/010.
- [21] F. Wagner. "A quarter-century of H-mode studies". *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49.12 (2007), B1. DOI: 10.1088/0741-3335/49/12B/S01.
- [22] E. Righi ym. "Isotope Scaling of the H Mode Power Threshold on JET". *Nuclear Fusion* 39 (1999), s. 309. DOI: 10.1088/0029-5515/39/3/302.
- [23] Y. Martin ja T. Takizuka. "Power requirement for accessing the H-mode in ITER". *Journal of Physics: Conference Series* 123 (2008). DOI: 10.1088/1742-6596/123/1/012033.
- [24] J. Jacquinet ym. "Progress on the heating and current drive systems for ITER". *Fusion Engineering and Design* 84.2 (2009), s. 125. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2009.01.100.



- [25] F. Fleschner. *H-mode: This discovery made ITER possible*. 2022. URL: [https://www.ipp.mpg.de/5280411/05\\_22](https://www.ipp.mpg.de/5280411/05_22) (viitattu 12.05.2024).
- [26] International Atomic Energy Agency. "Summary of the ITER Final Design Report". *ITER EDA Documentation Series* 22 (2001).
- [27] J. Jacquinot ym. "Plasma Auxiliary Heating and Current Drive". *Nuclear Fusion* 39.12 (1999), s. 2495. DOI: 10.1088/0029-5515/39/12/306.
- [28] ITER Organization. *ITER History*. 2024. URL: <https://www.iter.org/proj/ITERHistory> (viitattu 25.03.2024).
- [29] M. I. Ojovan, W. E. Lee ja S. N. Kalmukov. *An Introduction to Nuclear Waste Immobilisation*. Third Edition. Elsevier, 2019.
- [30] ITER Organization. *The ITER Tokamak*. 2024. URL: <https://www.iter.org/mach> (viitattu 14.04.2024).
- [31] M. Henderson ym. "The Targeted Heating and Current Drive Applications for the ITER Electron Cyclotron System". *Physics of Plasmas* 22 (2015). DOI: 10.1063/1.4908598.
- [32] ITER Organization. *External Heating Systems*. 2024. URL: <https://www.iter.org/mach/Heating> (viitattu 14.04.2024).
- [33] R. S. Hemsworth ym. "Overview of the Design of the ITER Heating Neutral Beam Injectors". *New Journal of Physics* 19.2 (2017). DOI: 10.1088/1367-2630/19/2/025005.
- [34] V. Ereckmann ja U. Gasparino. "Electron Cyclotron Resonance Heating and Current Drive in Toroidal Fusion Plasmas". *Plasma Physics and Controlled Fusion* 36 (1994), s. 1869. DOI: 10.1088/0741-3335/36/12/001.
- [35] B. Lloyd, P. Carolan ja C. Warrick. "ECRH-assisted start-up in ITER". *Plasma Physics and Controlled Fusion* 38.9 (1996), s. 1627. DOI: 10.1088/0741-3335/38/9/007.
- [36] G. T. Hoang ym. "A lower hybrid current drive system for ITER". *Nuclear Fusion* 49.7 (2009), s. 075001. DOI: 10.1088/0029-5515/49/7/075001.
- [37] EUROfusion. *Breaking New Ground: JET Tokamak's Latest Fusion Energy Record Shows Mastery of Fusion Processes*. 2024. URL: <https://euro-fusion.org/eurofusion-news/dte3record/> (viitattu 05.05.2024).

- [38] R. Wenninger ym. "Advances in the Physics Basis for the European DEMO Design". *Nuclear Fusion* 55 (2015).
- [39] M. K. A. Thumm, G. G. Denisov ja M. Q. Tran. "High-Power Gyrotrons for Electron Cyclotron Heating and Current Drive". *Nuclear Fusion* 59 (2019).