

Glava 13

TERMONUKLEARNE REAKCIJE

13.1. Mogućnost samodržive fuzije lakih jezgara

Pokazano je u sekciji 1.3.2 da pored fisije teških jezgara, postoji joj jedan mehanizam oslobadjanja nuklearne energije, nazvan fuzija lakih jezgara. Vezivna energija po nukleonu lakih jezgara raste sa masenim brojem A. Odavde, kada se dva laka jezgra spoje u jedno teže jezgro, mora se osloboditi energija jednaka $A(\varepsilon - \bar{\varepsilon})$, gde je A ukupan maseni broj fuzionih jezgara, $\bar{\varepsilon}$ je srednja vezivna energija po nukleonu u ovim jezgrima, i ε je vezivna energija po nukleonu težeg jezgra formiranog kao rezultat fuzije (vidi formulu 1.3.0b i Sliku 21.).

Iznos energije Q oslobodjen u fuziji dva laka jezgra je značajan. Kada se izračuna po jednom nukleonu, obično prevazilazi energiju fisije $q=Q_{\text{fis}}=200/236=0.85$ MeV. (Tabela 36).

Table 36

| Reaction | Q, MeV | $q = Q/A$, MeV |
|---|--------|-----------------|
| ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$ | 3.25 | 0.8 |
| ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p$ | 4.03 | 1.0 |
| ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$ | 17.6 | 3.5 |
| $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$ | 17.3 | 2.2 |
| $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H}$ | 4.8 | 0.7 |

Reakcije nabrojane u Tabeli 36 se lako mogu dostići. Jedini uslov za prve četiri reakcije je da deutron i proton imaju dovoljno veliku energiju (oko 0.1 MeV) da bi mogli da prevaziđu Kulonovu barijeru. Poslednja reakcija se može izazvati i termalnim neutronima. Jedini problem je kako napraviti te reakcije samoodrživim.

Podsetimo se procesa oslobadjanja energije u fisionim reakcijama. Neutron ulazi u jezgro urana koje se cepa i emituje sekundarne neutrone. Ovi neutroni pogadjaju nova jezgra urana koja takodje doživljavaju fisiju i tako dalje. Kao rezultat (ako je broj generisanih neutrona veći od broja apsorbovanih) opaziće se eksponencijalni rast procesa. Tako, u samoodrživom fisionom procesu nuklearno gorivo (uran) je na raspolaganju u dovojnoj količini na početku procesa, a neutroni potrebni za reakciju se proizvode za vreme procesa. Ovo je šema lančane fisione reakcije. Drugi tip fisije, tj., nelančana reakcija je moguća i može se razmatrati kao jednostruki akt ako se velika količina urana ozračuje visokoenergetskim fluksom neutrona (hidrogenska bomba sa uranskom oblogom).

Priroda fuzione reakcije je slična drugom procesu. Oslobadjanje velike količine energije u ovom slučaju se obezbedjuje istovremenim učešćem velikog broja jezgara u procesu. Kao što

je i pomenuto ranije, sva ova jezgra moraju imati vrlo visoku kinetičku energiju. Ideja samoodržive fuzione reakcije podrazumeva kreaciju visokoenergetskih čestica na račun reakcije. Ako se gas lakih jezgara, recimo deutron greje do vrlo visoke temperature, T , kinetička energija $E=kT$ termalnog kretanja ovih jezgara može biti uporediva sa visinom Kulonove barijere. Ovo dovodi do stvaranja pogodnih uslova za efektivnu interakciju jezgara, praćeno sa oslobadjanjem velikog iznosa energije koja dalje greje deuteronski gas. Tako, brzi deuteroni koji se dobijaju u ovoj šemi potiču od zagrevanja izazvanog kao rezultat interakcije između brzih deuterona. Može se reći da toplota u ovom procesu igra ulogu koju neutroni imaju u fisijnoj reakciji. Zato se ovaj tip reakcija zove termonuklearne reakcije. Za razliku od fisijnih reakcija, neutroni proizvedeni u termonuklearnim reakcijama tipa (d+d) ili (d+t) ne učestvuju u procesu. Ovi neutroni ne mogu biti iskorišćeni za dobijanje korisne energije.

Pomenuto je u sekciji 6.7 da je veliki broj teškoća morao biti prevaziđen pre realizacije jednostavne ideje fisijne lančane reakcije. Samoodrživa fuziona reakcija takodje ima svoje probleme koje je potrebno prevazići. Lako se može izračunati da je potrebno grejanje do temperatura od 10^9 C za dobijanje energije $E=0.1$ MeV. Na tako visokim temperaturama (a i na nižim), materija je u stanju potpuno jonizovane plazme, tj., u formi smeše jezgara (bez elektronskih ljuski) i elektrona. Plazma ima nekih specifičnosti koje se moraju uzeti u obzir pri razmatranju problema samoodržive fuzione reakcije.

Komponente plazme imaju visoku kinetičku energiju i teže da odlete i odnesu energiju van oblasti. Ovo stvara problem zadržavanja plazme (confiment) u dovoljno dugom intervalu vremena. Plazma je zagrejana i ne može se zadržavati konvencionalnim sredstvima u reaktorskim posudama. Ovo stvara problem izolovanja plazme od zidova reaktora. Plazma se sastoji od jezgara i elektrona, i usled male mase elektrona izmena energije između jezgara i elektrona je u malim iznosima. Medjutim, brzi elektroni gube energiju usled zakročnog i sinhrotronskog zračenja. Da bi se kompenzovali ovi gubici i dobio pozitivna balans energije, potrebne su vrlo guste plazme (10^{14} - 10^{15}) $1/\text{cm}^3$. Konačno, jasno je da relativni gubici opadaju sa porastom dimenzija reaktora. Odavde termonuklearni reaktor mora imati veliku veličinu da bi se dobila efektivna reakcija.

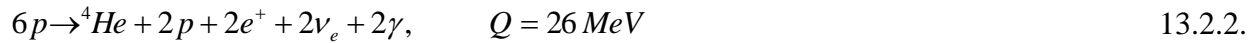
Tako, visoka temperatura, dovoljno dug period postojanja plazme i njenog zadržavanja na mestu, realistična izolacija, velika gustina i velika veličina reaktora su potrebne karakteristike samoodržive fuzione reakcije. Razmotrimo sada ove parametre u tri razne verzije samoodržive fuzije, od kojih dve (Sunce i hidrogenska bomba) već postoje, dok treća (termonuklearna kontrolisana fuzija) još nije realizovana u praksi.

13.2. Termonuklearna reakcija na Suncu i hidrogenska bomba

Da bi objasnio sijanje sunca, Bethe je 1938., godine predložio dva ciklusa; proton –proton i ugljenik-azotni ciklus. Glavna šema prvog ciklusa se predstavlja na sledeći način

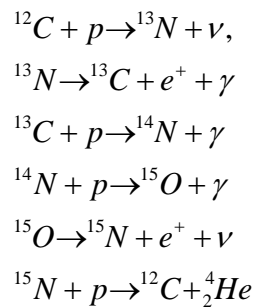


Ovo je u stvari transformacija protona u jezgro helijuma, praćeno oslobadjanjem velike količine energije,



Prva reakcija, za koju je $T_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{10}$ godina, je najsporija reakcija u proton protonskom ciklusu. Odavde, uprkos velikoj Q vrednosti, energija oslobodjena po jedinici mase u protonskom ciklusu je mala: $q = 2 \text{ erg/g}\cdot\text{s}$. Ovo je manje čak i od energije koju oslobadja čovečji organizam. Medjutim, usled ogromne mase koju sunce ima, ($2 \cdot 10^{33} \text{ g}$) Sunce kontinualno emituje veliki iznos energije, koji je ekvivalentan gubitku mase $\Delta m \approx 4.3 \cdot 10^6 \text{ t/s}$.

Ugljenično azotni ciklus se predstavlja kao niz šest reakcija, u kojima ${}^{12}\text{C}$ služi kao katalizator:



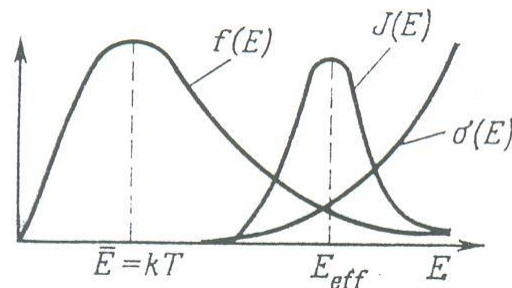
Neto rezultat ovog procesa je isti kao i za prvi niz reakcija. Medjutim, ugljenik-azotni ciklus ima mnogo manje karakteristično vreme $T_{1/2} = 3 \cdot 10^8$ godina, koje je određeno četvrtom reakcijom u nizu.

Oba ciklusa proizvode neutrine koji se mogu detektovati na zemlji. Iz broja neutrina registrovanih u sunčevom zračenju može se zaključiti da je proton-proton ciklus verovatniji proces na Suncu, iako se postavlja pitanje neočekivano malog broja neutrina koji dostižu do zemlje.

Pri razmatranju termonuklearne reakcije na suncu, možemo zaključiti da većina problema nabrojanih na kraju prošlog paragrafa ne postoji za ove reakcije. Solarna plazma je ograničena, tj., zadržana gravitacionim poljem i ne zahteva nikakvu izolaciju: gustina plazme je vrlo velika ($\rho \approx 100 \text{ g/cm}^3$) u centru sunca: gubitak energije je zanemarljiv usled velike veličine Sunca ($1.4 \cdot 10^6 \text{ km}$).

Jedini problem koji zahteva detaljno proučavanje je temperatura Sunca. Na prvi pogled, čini se da je temperatura previše niska da bi se dogodila termonuklearna reakcija. Procenjuje se da je temperatura u centru sunca $T=14 \cdot 10^6$ K, što odgovara kinetičkoj energiji $\bar{E} = kT = 1.2 \text{ keV}$ za protone. Ovo je manje od Kulonove barijere $B_C \approx 0.5 \text{ MeV}$, za više od dva reda veličine. Pri tako niskom količniku \bar{E}/B_C reakcija je praktično nemoguća u laboratorijskim uslovima. Zato je mogućnost njenog odvijanja na Suncu pod znakom pitanja. Rešenje ove dileme se obezbeđuje iz činjenice da u energetskom spektru plazme postoje čestice sa energijom $E > \bar{E}$. Interakcija ovih čestica određuje prinos termonuklearne reakcije.

Ovo je šematski prikazano na slici 316. Ovde je $f = E e^{-\frac{E}{kT}}$ Maksvelovska kriva čestica plazme sa srednjom energijom $\bar{E} = kT$; $\sigma(E)$ je efikasni presek reakcije i $J(E)$ je prinos reakcije. Može se videti da je pri $E = \bar{E} = kT$, prinos J jednak nuli. Međutim, s obzirom da efikasni presek brzo raste, proizvod $f\sigma$ postaje veći od nule za neku efektivnu vrednost energije $E_{eff} > \bar{E}$. Može se reći da je prinos reakcije u ovom energetskom regionu određen repom Maksvelove raspodele. Vredno je zapaziti da je usled specifičnog oblika krive efikasnog preseka, količnik $\varepsilon = E_{eff}/\bar{E}$ dovoljno veliki na temperaturama bliskim onim koje su na suncu, i opada brzo sa porastom temperature.



Slika 316

Vrednost E_{eff} se može odrediti na sledeći način:

$$f = E e^{-\frac{E}{kT}} = \frac{\mu v^2}{2} e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}}, \quad 13.2.4.$$

$$\sigma = \pi \lambda^2 D = \frac{\pi \hbar^2}{\mu^2 v^2} D \quad 13.2.5.$$

(na niskim energijama), gde je

$$D = e^{-\frac{2\pi Zze^2}{\hbar v}} \quad (\text{vidi formulu 9.1.7})$$

$$J = f\sigma = Ae^{-\varphi(v)} \quad 13.2.6.$$

gde je

$$\varphi(v) = av^2 + b/v, \quad A = \pi\hbar^2/2\mu, \quad a = \mu/2kT, \quad b = 2\pi Zze^2/\hbar.$$

Očigledno je iz oblika funkcije $\varphi(v)$ da ima minimum na nekoj vrednosti $v=v_{\text{eff}}$. Konsekventno, funkcija $J = Ae^{-\varphi(v)}$ ima maksimum. Položaj ovog maksimuma je određen iz uslova $d\varphi/dv=0$:

$$v_{\text{eff}} = (b/a)^{1/3} = \left(\frac{2\pi Zze^2 kT}{\hbar\mu} \right)^{1/3}, \quad \varphi(v_{\text{eff}}) = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi^2 Z^2 z^2 e^4 \mu}{\hbar^2 kT} \right)^{1/3}.$$

Tako je

$$J_{\text{ef}} = Ae^{-\varphi(v_{\text{eff}})} = Ae^{-C/T^{1/3}} \quad 13.2.7.$$

gde je $C = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi^2 Z^2 z^2 e^4 \mu}{\hbar^2 kT} \right)^{1/3}$ i

$$E_{\text{eff}} = \frac{\mu v_{\text{eff}}^2}{2} = \frac{\mu}{2} \left(\frac{\pi Z z e^2 2kT}{\hbar\mu} \right)^{1/3} \quad 13.2.8$$

Računanje za $d-d$ reakciju daje vrednost

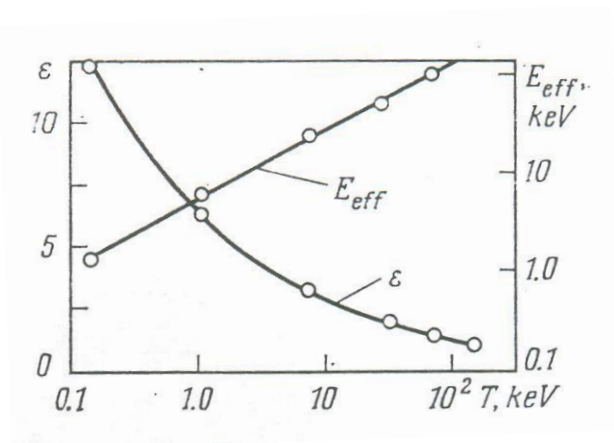
$$\varepsilon = E_{\text{eff}}/kT = 6.3T^{-1/3} \quad 13.2.9$$

Table 37

| $T, \text{ keV}$ | $\varepsilon = E_{\text{eff}}/kT$ | $E_{\text{eff}}, \text{ keV}$ | $T, \text{ keV}$ | $\varepsilon = E_{\text{eff}}/kT$ | $E_{\text{eff}}, \text{ keV}$ |
|------------------|-----------------------------------|-------------------------------|------------------|-----------------------------------|-------------------------------|
| 0.125 | 12.6 | 1.58 | 27 | 2.1 | 56.7 |
| 1.0 | 6.3 | 6.3 | 64 | 1.58 | 101.0 |
| 8 | 3.15 | 25.2 | 125 | 1.26 | 158 |

Zavisnost $\varepsilon(T)$ i $E_{\text{eff}}(T)$ je data u Tabeli 37 i slici 317. Može se videti da za solarnu temperaturu od $T=14 \cdot 10^6 \text{ K}=1.2 \text{ keV}$, energetska pojačanja $\varepsilon=E_{\text{eff}}/kT=5.9$., tj., $E_{\text{eff}}=7.1 \text{ keV}$. Nalazi se daje ova energija dovoljna za fuzionu reakciju za uslove koji vladaju na Suncu. Fuzionna reakcija na Suncu se karakteriše stabilnim režimom.

Situacija je sasvim drugačija za hidrogensku bombu. Ovde je sve određeno verovatnoćom brzog oslobađanja fuzione energije u vremenu $\tau=10^{-6} \text{ s}$. Prirodno, ova okolnost uprošćava probleme zadržavanja plazme, izolacije, veličine i gustine. Izolacija se ne zahteva, jer se plazma ne može ohladiti u vremenu μs : prerano razletanje materijala se može sprečiti korišćenjem čvrste ljuske (recimo od urana, koja takodje znatno pojačava energetska prinos usled fisije brzim neutronima): visoka gustina i mala veličina su obezbeđene korišćenjem čvrstog goriva, recimo ${}^6\text{Li}^2\text{H}$, litijum deuterat. Konačno, preliminarno zagrevanje do 10^7 se postiže eksplozijom nuklearne bombe.



Slika 317

Glavne reakcije koje određuju brzo oslobađanje energije u hidrogenskoj bombi su



Ove dve reakcije podržavaju jedna drugu, drže broj neutrona i ${}^3\text{H}$ konstantnim. Ove čestice se inicijalno stvaraju kao rezultat druge dve (sporije) reakcije:



Pored toga, neutroni se takodje proizvode u toku eksplozije atomske bombe. Hidrogenska bomba je samoodržavajuća termonuklearna reakcija prelaznog tipa.

13.3. Problem kontrolisane termonuklearne fuzije

Kontrolisana fuzija je mnogo teža za realizaciju od samoodržavajuće eksplozivne reakcije. Teškoće potiču iz činjenice da dovoljna proizvodnja energije (recimo 100 W/cm^3) u kontrolisanoj fuziji, zahteva grejanje plazme do vrlo visoke temperature (deuterijum-tricijumska plazma sa $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ do $T \approx 10^8 \text{ K}$, a deuterijumska plazma sa $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do $T \approx 10^9 \text{ K}$) i održati takvu plazmu u takvom stanju dovoljno dugo vreme τ u zapremini termonuklearnog reaktora. Vreme zadržavanja je određeno energijom Q u plazmi i gubitkom energije W (usled grejanja zidova, zakočnog zračenja elektrona, emisije neutrona i dr):

$$\tau = Q/W \quad 13.3.1.$$

Manji gubici znače duže vreme zadržavanja plazme. Intenzitet reakcije je određen proizvodom $n\tau$, koji se naziva *konfinement parametar* (veća gustina plazme, kraće vreme potrebno za interakciju datog broja jezgara). Da bi energija oslobođena u termonuklearnoj reakciji bila veća od utrošene energije, mora biti zadovoljen Lawsonov kriterijum. Ovaj kriterijum definiše kombinaciju parametra konfinementa $n\tau$ i temperature T .

Prema procenama, Lawsonovi kriterijumi za deuterijum-tricijumsku plazmu i čistu deuterijumsku plazmu su

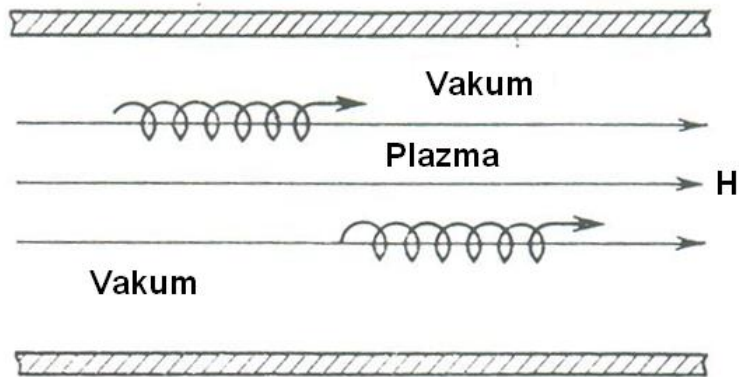
$$\begin{aligned} n\tau &= (2-3) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}, & T &= 10^8 \text{ K} \\ n\tau &= 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}, & T &= 5 \times 10^8 \text{ K} \end{aligned} \quad 13.3.2$$

Problem dobijanja kontrolisane fuzione reakcije se u principu može rešiti na četiri načina:

- (1) produženim grejanjem ($\tau \geq 0.1 \text{ s}$) guste ($n \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) deuterijum tricijumske plazme u reaktoru na temperaturi oko 10^8 K ;
- (2) superbrzim grejanjem (oko 10^{-9} s) vrlo male zapremine kondenzovane termonuklearne materije;
- (3) μ katalizom i
- (4) hibridni atomski-termonuklearni reaktor.

Veruje se da su prva dva metoda obećavajuća i zato ćemo se ovde ukratko zadržati na njima. Glavna teškoća u ovim metodama je produženo zadržavanje guste visoko temperaturske plazme u reaktoru pod uslovima termičke izolacije. Vruća plazma se ponaša kao kompresovani gas. Drugim rečima, plazma koja je u zatvorenom sudu će neizbežno doći u kontakt sa zidovima i ohladiće se usled prenošenja toplote (ili će ih istopiti i ispariti, kao što se dešava u hidrogenskoj bombi).

Da bi se zadržala plazma bez kontakta sa zidovima reaktora, predložen je metod koncentrisanja plazme pomoću magnetskog polja. Sve komponente plazme (joni i elektroni) su naelektrisane čestice, i kreću se u magnetskom polju po helikoidnim trajektorijama po linijama sila magnetskog polja H (Slika 318). Konsekventno, zadržavanjem plazme u hermetički zatvorenoj komori odgovarajućim magnetskim poljem (magnetski trap), može se očekivati da se plazma kreće u ovoj komori bez dodirivanja zidova. Pritisak plazme će biti regulisan magnetskim poljem. Uslov zadržavanja plazme je da magnetski pritisak mora biti veći od pritiska plazme:



Slika 318

$$H^2 / 8\pi > 2nkT$$

13.3.2.

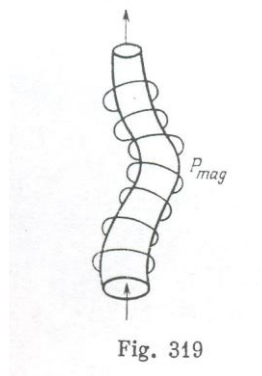


Fig. 319

Različiti tipovi uređaja su konstruisani od vremena kada je proučavanje kontrolisanih termonuklearnih reaktora otpočelo. Trenutno je u izgradnji prvi termonuklearni reaktor u južnoj Francuskoj.