

Poglavlje 1

Neutronska kinetika

Ako je t_n srednje vreme trajanja neutrona u sistemu, onda je $1/t_n$ verovatnoća nestanka jednog neutrona u jedinici vremena. Neka u sredini ima N neutrona; tada je broj neutrona koji će nestati u jedinici vremena dat sa $(1/t_n)N$. Broj neutrona koji nastane u jedinici vremena je $(N/t_n)k$, gde je k efektivni faktor umnožavanja neutrona. Promena broja neutrona dN u vremenskom intervalu dt je jednaka razlici nastalih i nestalih, odnosno

$$dN = \frac{N}{t_n}k dt - \frac{N}{t_n} dt, \quad (1.1)$$

odakle sledi

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{t_n}k - \frac{N}{t_n}. \quad (1.2)$$

Ako se jednačina 1.2 podeli sa zapreminom sistema V , sledi ($n = N/V$ je koncentracija neutrona)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{t_n}k - \frac{n}{t_n}. \quad (1.3)$$

Uzimajući da je u trenutku vremena $t = 0$ bilo n_0 neutrona u jedinici zapremine, u trenutku vremena t ih ima

$$n(t) = n_0 e^{\frac{\Delta k}{t_n} t}, \quad (1.4)$$

gde je $\Delta k = k - 1$ **višak faktora umnožavanja**.

Vidi se da je porast broja neutrona određen sa Δk i sa t_n . S obzirom na to da je t_n jako malo (između reda $1 \cdot 10^{-9} s$ i $1 \cdot 10^{-4} s$), ispada da bi i za vrlo malo Δk porast broja neutrona bio jako veliki u kratkom vremenskom intervalu. Ovaj model ne opisuje datu situaciju na adekvatan način.

Realniji, ali i dalje nedovoljno tačan tretman, se zasniva na tome da se uzmu u obzir zakasneli neutrona tako što bi se izvršila korekcija vremena trajanja promptnih neutrona na sledeći način

$$t'_n = t_n(1 - \beta) + \beta\tau, \quad (1.5)$$

gde je τ srednje vreme kašnjenja zakasnelih neutrona (za uranijum-235 je $\tau = 13$ s), a β ukupna frakcija zakasnelih neutrona (za uranijum-235 $\beta = 0,65\%$).

Međutim i ovaj tretman nije dobar. Najbolje je uračunati uticaj zakasnelih neutrona na sledeći način pišući jednačinu

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{t_n} + k\frac{n(t)}{t_n} - \beta k\frac{n(t)}{t_n} + \sum_i \lambda_i c_i(t), \quad (1.6)$$

gde prvi član vodi računa o broju nestalih neutrona u jedinici vremena iz jedinične zapremine, treći član na desnoj strani umanjuje broj nastalih neutrona (drugi član) za frakciju β svih neutrona nastalih pri fisiji, a poslednji član vodi računa o stvaranju zakasnelih neutrona. Koncentracija fisionih fragmenata i -te vrste je $c_i(t)$, koji emituju frakciju β_i zakasnelih neutrona sa konstantom raspada λ_i (videti tabelu 1.1). Pri tome je $\beta = \sum_i \beta_i$. Jednačina koja određuje brzinu povećanja koncentracije c_i je određena sa

$$\frac{dc_i(t)}{dt} = k\beta_i\frac{n(t)}{t_n} - \lambda_i c_i(t), \quad (1.7)$$

gde prvi član na desnoj strani predstavlja stvaranje fisionih fragmenata i -te vrste, a drugi nestajanje.

Ako se rešenje potraži u obliku

$$n(t) = A e^{\omega t}, \quad (1.8)$$

$$c_i(t) = C_i e^{\omega t}, \quad (1.9)$$

zamenom u 1.7 dobija se

$$C_i = \frac{A\beta_i k}{t_n(\omega + \lambda_i)}. \quad (1.10)$$

Zamenom 1.8 do 1.10 u 1.6, sledi

$$\omega A = \frac{\Delta k}{t_n} A - \frac{\beta A k}{t_n} + \sum_i \lambda_i \frac{A\beta_i k}{t_n(\omega + \lambda_i)}. \quad (1.11)$$

Ako se gornja jednačina reši po k i zameni u izraz za reaktivnost, dobija se

$$\rho = \frac{k-1}{k} = \frac{\omega t_n}{1 + \omega t_n} + \frac{\omega}{1 + \omega t_n} \sum_i \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (1.12)$$

Ako se uzme šest grupa zakasnelih neutrona, gornja jednačina se može predstaviti dijagramom na slici 1.1. Za svaku vrednost ρ postoji sedam korena jednačine, te je

$$n(t) = n_0 \sum_{i=1}^7 A_j e^{\omega_j t}. \quad (1.13)$$

Ako je $\rho > 0$ samo jedan koren je pozitivan ($\omega_1 > 0$) dok su ostali negativni, te će odgovarajući članovi iščeznuti nakon nekog vremena. Tada će koncentracije neutrona eksponencijalno rasti sa vremenom (slika 1.2).

$$n(t) = n_0 A_1 e^{\omega_1 t} = n_0 A_1 e^{t/T}, \quad (1.14)$$

gde je

$$T = 1/\omega_1, \quad (1.15)$$

perioda reaktora, tj. vreme za koje koncentracija neutrona, posle kratkog prelaznog stanja poraste e puta. Za vreme tog kratkog prelaznog perioda dolazi do naglog skoka gustine neutrona, o čemu će biti reči kasnije (u odeljku 1.1).

Zamenom $\omega = 1/T$ u 1.12, sledi

$$\rho = \frac{t_n}{t_n + T} + \frac{1}{T + t_n} \sum_i \frac{\beta_i}{1 + T\lambda_i} T. \quad (1.16)$$

Pošto je $t_n \ll T$, (perioda ne sme biti mala), sledi

$$\rho \cong \frac{t_n}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + T\lambda_i}. \quad (1.17)$$

Ako je $T \gg 1/\lambda_{i,min}$, odnosno $T \gg \tau_{i,max}$ ($\tau_{i,max}$ je maksimalno kašnjenje), biće $T\lambda_i \gg 1$, te je

$$\rho \cong \frac{t_n}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{T\lambda_i} = \frac{1}{T} \left(t_n + \sum_i \beta_i \tau_i \right). \quad (1.18)$$

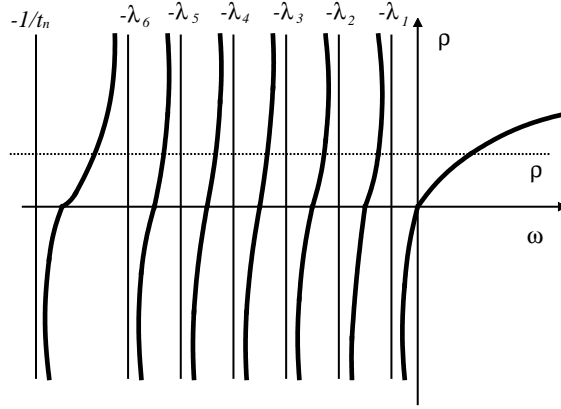
Pošto je srednje kašnjenje svih zakasnelih neutrona jednako $\tau = \sum_i \beta_i \tau_i / \sum_i \beta_i$ i $t_n \ll \beta\tau$

$$\rho \cong \frac{1}{T} (t_n + \beta\tau) \cong \frac{\beta\tau}{T}, \quad (1.19)$$

to jest, za data fisioni izotop (kada su poznati β i τ), perioda zavisi samo od reaktivnosti. Međutim, ako je reaktivnost velika ($\rho > \beta$), vreme trajanja neutrona u reaktoru može znatno da utiče na periodu reaktora.

Grupa	$\lambda_i(1/s)$	β_i
1	0,0124	0,000215
2	0,0305	0,001424
3	0,111	0,001274
4	0,301	0,002568
5	0,610	0,000748
6	3,01	0,000273

Tabela 1.1: Grupe zakasnelih neutrona



Slika 1.1:

1.1 Skok koncentracije neutrona

Skok koncentracije neutrona odmah posle davanja pozitivne reaktivnosti ρ (u obliku Hevisajdove funkcije), a pre nego što se uspostavi perioda T , može se proceniti ako se uzme da se u vrlo kratkom vremenu toga prelaza ne menja osetno koncentracija jezgara c_i , tj. ako se stavi da je $dc_i/dt = 0$. Tada iz 1.6, uz $k = 1$ i $n = n_0$ (situacija pre promene ρ)

$$\lambda_i c_i = \beta_i n_0 / t_n, \quad (1.20)$$

ili sumirano po i

$$\sum_i \lambda_i c_i = \beta \frac{n_0}{t_n}. \quad (1.21)$$

Zamenom u 1.6, dobija se

$$\frac{dn}{dt} = \Delta k \frac{n(t)}{t_n} - \beta \frac{n(t)}{t_n} k + \beta \frac{n_0}{t_n}. \quad (1.22)$$

Rešenje ove jednačine (uz uslov da je u $t = 0$ bilo $n = n_0$) je

$$n(t) = n_0 e^{\frac{\Delta k - \beta k}{t_n} t} + \frac{\beta n_0}{\beta k - \Delta k} \left[1 - e^{\frac{\Delta k - \beta k}{t_n} t} \right]. \quad (1.23)$$

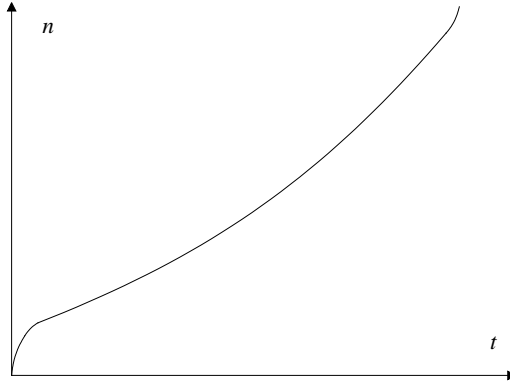
Dokle god je $\rho < \beta$ biće $\Delta k < \beta k$, te su eksponenti negativni pa iščezavaju, a koncentracija neutrona uzima maksimalnu vrednost

$$n_{max} = n_0 \frac{\beta}{\beta k - \Delta k}, \quad (1.24)$$

ili (imati u vidu da je $\rho = (k - 1)/k = \Delta k/k$)

$$n_{max} = n_0 \frac{\beta(1 - \rho)}{\beta - \rho}, \quad (1.25)$$

Ovaj skok može imati veoma veliku vrednost ako je ρ poredivo sa β . Ako je $\rho < \beta$, reaktor je *promptno podkritičan*. Ako je $\rho = \beta$, reaktor je *promptno kritičan* i ako je $\rho > \beta$, reaktor je *promptno nadkritičan*. Kako je za uranijum-235 $\beta = 0,65\%$, da bi reaktor bio promptno podkritičan (što je obavezan zahtev da bi reaktorom moglo da se upravlja), mora biti $\rho < 650 \cdot 10^{-5}$. U praksi su pozitivne reaktivnosti daleko ispod ove granične vrednosti.



Slika 1.2:

1.2 Podkritičan reaktor

Za podkritičan reaktor u prisustvu neutronskog izvora intenziteta S (broj neutrona u jedinici vremena i jedinici zapremine), a zanemarujući zakasnele neutrone, može se napisati

$$\frac{dn(t)}{dt} = k \frac{n(t)}{t_n} - \frac{n(t)}{t_n} + S. \quad (1.26)$$

Ako je u trenutku vremena $t = 0$ bilo $n = 0$ neutrona, rešenje je

$$n(t) = \frac{t_n S}{1 - k} \left(1 - e^{-\frac{1 - k}{t_n} t} \right). \quad (1.27)$$

Ako se izvor izvadi, tada i dalje važi izraz 1.26, samo treba staviti $S = 0$ i

$n = n_0$ u $t = 0$, pa se dobija

$$n(t) = n_0 e^{-\frac{1-k}{t_n} t}. \quad (1.28)$$

Ako je reaktor kritičan i u njemu postoji izvor, tada je $\Delta k = 0$, pa jed 1.26 daje (uz n_0 u $t = 0$)

$$n(t) = n_0 + St. \quad (1.29)$$

Ako se iz kritičnog reaktora izvadi izvor (stavljanjem $S=0$, $\Delta k = 0$ u 1.26 i uz $n = n_0$ u $t = 0$), sledi

$$n(t) = n_0 = Const. \quad (1.30)$$

Zadatak

Za koji faktor će u nuklearnom reaktoru sa gorivom na bazi uranijuma-235 porasti gustina neutrona jedan minut pošto se reaktivnost reaktora naglo poveća sa nula na vrednost 0,1 %?

Ubrzo posle nagle promene reaktivnosti gustina neutrona će porasti za faktor

$$\frac{n'_0}{n_0} = \frac{\beta(1-\rho)}{\beta-\rho} = \frac{0,0065(1-0,001)}{0,0065-0,001} = 1,18, \quad (1.31)$$

a dalje se može smatrati da je

$$n(t) = n'_0 e^{\frac{t}{T}}. \quad (1.32)$$

Kako je $\rho \ll \beta$ to perioda ne zavisi od vremena trajanja neutrona u reaktoru, pa je (uz $\tau = 13$ s i $\beta = 0,65$ %)

$$T = \frac{\beta\tau}{\rho} = 84,5 \text{ s}. \quad (1.33)$$

Prema tome

$$n = n'_0 e^{t/T} = 2,44 n_0. \quad (1.34)$$

Poglavlje 2

Promena reaktivnosti sa vremenom

Normalno je da se kritični parametri reaktora definišu za "hladan", "svež" i "nulti" multiplikativni sistem. U odnosu na ovako definisani sistem faktor umnožavanja neutrona se menja zbog:

- efekta zatrovanja reaktora,
- efekta utroška goriva,
- efekta proizvodnje novog goriva i
- efekta temperature.

Mada neki od ovih efekata mogu da imaju pozitivan uticaj na faktor umnožavanja neutrona, rezultantni efekat, naročito posle dužeg rada reaktora, je negativan i dolazi do umanjenja reaktivnosti reaktora (osim kod bridera). Ovi efekti ne dolaze svi jednovremeno. Temperaturski efekti nastaju već kod podizanja snage reaktora sa nulte na nominalnu. Efekti zatrovanja dolaze do izražaja više sati i više dana pole puštanja u rad. Efekti utroška goriva i konverzije goriva dolaze do izražaja više nedelja i meseci po početku korišćenja nove šarže goriva.

Da bi se mogli da koriguju ovi efekti, reaktor mora da poseduje izvestan ugrađeni višak reaktivnosti (ili višak faktora umnožavanja). Sistem za regulaciju ima zadatak da kompenzuje višak reaktivnosti. Tokom rada reaktora sa pojavom pomenutih efekata na reaktivnost, sistemom regulacije će biti kompenzovan sve manji deo viška reaktivnosti. Na taj način će reaktor biti održavan stalno u kritičnim uslovima. Ovakva kompenzacija se može ostvariti sve dok ne bude utrošen sav ugrađen višak reaktivnosti, posle čega se mora staviti sveže gorivo.

2.1 Fisioni otrovi

Fisioni fragmenti ili produkti njihovog radioaktivnog raspada imaju manje ili veće preseke za apsorpciju neutrona. Fisioni otrovi su oni nuklidi koji imaju visoke preseke za apsorpciju neutrona jer "truju" reaktor time što pogoršavaju balans neutrona. Najvažniji fisioni otrovi su ^{135}Xe i ^{149}Sm .

2.1.1 Vrste otrova

Od svih otrova posebno se izdvajaju samarijum-149 (^{149}Sm), koji je stabilan nuklid i predstavlja *permanentni otrov* i ksenon-135 (^{135}Xe), koji je *radioaktivni otrov* (jer je radioaktivni nuklid) i oni se uvek posebno posmatraju.

Ne računajući ^{135}Xe i još nekoliko radioaktivnih otrova (^{133}Xe , ^{131}I , ^{140}Ba i ^{135}I), skoro svi ostali fisioni fragmenti koji u većoj meri utiču na zatrovanje reaktora su stabilni nuklidi. Oni su poslednji članovi nekoga lanca raspada ili su sa velikim vremenom poluraspada. Ovakvi fisioni fragmenti se nazivaju *permanentnim otrovima*.

Permanentni otrovi se mogu podeliti u više grupa (grupa sa visokim presekom, grupa sa srednjim presekom i grupa sa nižim presekom), a svaka od njih sadrži po više nuklida koji su stabilni ili skoro stabilni. Ukupno zatrovanje permanentnim otrovima jednako je zbiru zatrovanja fisionim fragmentima sve tri grupe.

Zatrovanje reaktora (u oznaci P) se obično definiše kao odnos makroskopskog preseka fisionih otrova (Σ_p) i preseka za fisiju nuklearnog goriva (Σ_f)

$$P(t) = \frac{\Sigma_p(t)}{\Sigma_f}. \quad (2.1)$$

2.1.2 Zatrovanje permanentnim otrovima

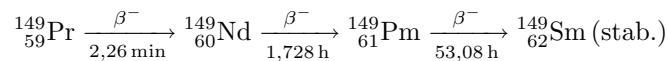
Ukupno zatrovanje permanentnim otrovima dato je zbirom zatrovanja fisionih fragmenata sve tri grupe. Samarijum-149 se uvek posebno posmatra. Permanentni otrovi se tada posmatraju integralno (svi zajedno) i kumulativno (vodi se računa da se oni nakupljaju prilikom rada reaktora).

Obično se pripisuje ekvivalentni presek zamišljenog (prosečnog) jezgra koje se pojavljuje posle svake fisije i može se staviti da je vrednost toga preseka $\sigma_{pp} = 42 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ za uranijum-235. Zatrovanje permanentnim otrovima je onda

$$P_{pp} = \frac{\sigma_{pp} \int_t \Sigma_f \phi dt}{\Sigma_f} = \sigma_{pp} \int_t \phi dt. \quad (2.2)$$

2.1.3 Zatrovanje samarijumom-149

Samarium-149, koji pripada grupi *permanentnih otrova*, nastaje samo posredno u lancu radioaktivnog raspada



i stabilan je. Prinosi po fisiji za uranijum-235 ovih nuklida su: za prazeodijum $\gamma_{Pr} = 1,05\%$, za neodijum $\gamma_{Nd} = 0,015\%$, za prometeum $\gamma_{Pm} = 6 \cdot 10^{-5}\%$ i samarijum $\gamma_{Sm} = 0$.

Samarijum-149 ima jako visok presek za apsorpciju ($\sigma_0 = 40\,150 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ na $E_0 = 0,0253 \text{ eV}$) koji potiče od jedne rezonancije locirane na $0,095 \text{ eV}$. Presek odstupa od $1/v$ zavisnosti i znatno je veći ako se gleda srednji presek za termičke neutrone i zavisi od neutronske temperature.

Kao što se vidi, samarijum-149 nastaje najvećim delom od prazeodijuma-149. S obzirom na kratko vreme poluraspada prazeodijuma-149, a zatim i neodijuma-149, može se za uprošćenu analizu uzeti da prometeum-149 nastaje direktno pri fisiji sa prinosom γ_P koji bi bio jednak zbiru prinosa prethodnih izotopa i samog prometeuma-149 (koji je jako mali) $\gamma_P = \gamma_{Pr} + \gamma_{Nd} + \gamma_{Pm}$. Kako je presek za apsorpciju prometeuma-149 mali, promena gustine atoma tog izotopa N_P je određena relacijom

$$dN_P = \gamma_P \Sigma_f \phi dt - \lambda_P N_P dt, \quad (2.3)$$

gde je Σ_f presek za fisiju, ϕ fluks, a λ_P konstanta radioaktivnog raspada prometeuma-149. Uzimajući da je u $t = 0$ bilo $N_P(t = 0) = 0$, dobija se

$$N_P(t) = \frac{\gamma_P \Sigma_f \phi}{\lambda_P} (1 - e^{-\lambda_P t}). \quad (2.4)$$

Za samarijum-149 se može staviti (N_S je gustina atoma samarijuma)

$$dN_S = N_P \lambda_P dt - \sigma_S N_S \phi dt. \quad (2.5)$$

Uzimajući da je $N_S(t = 0) = 0$, ima se

$$N_S(t) = \gamma_P \Sigma_f \phi \left[\frac{1}{\sigma_S \phi} + \frac{1}{\sigma_S \phi - \lambda_P} \left(\frac{\lambda_P}{\sigma_S \phi} e^{-\sigma_S \phi t} - e^{-\lambda_P t} \right) \right]. \quad (2.6)$$

Vremenom dolazi do akumulacije jezgara samarijuma-149, te se gustina približava vrednosti

$$N_{S\infty} = \frac{N_{P\infty} \lambda_P}{\sigma_S \phi}, \quad (2.7)$$

gde je $N_{P\infty} = \gamma_P \Sigma_f \phi / \lambda_P$, pa je

$$N_{S\infty} = \frac{\gamma_P \Sigma_f}{\sigma_S}. \quad (2.8)$$

Asimptotsko zatrovanje samarijumom-149 je

$$P_{S\infty} = \frac{\Sigma_{S\infty}}{\Sigma_f} = \frac{N_{S\infty} \sigma_S}{\Sigma_f} = \gamma_P. \quad (2.9)$$

Kada reaktor radi, koncentracija samarijuma-149 se približava asimptotskoj vrednosti. Faktor $e^{-\sigma_S \phi t}$ doprinosi tome da je vreme dostizanja zasićenja utoliko kraće ukoliko je neutronska fluks veći.

Posle zaustavljanja reaktora koncentracija samarijuma-149 raste jer se raspada prisutan prometeum-149, a samarijum-149 je stabilan. Promena gustine jezgara samarijuma-149 nakon zaustavljanja reaktora je

$$dN'_S = \lambda_P N'_P dt, \quad (2.10)$$

dok je analogan izraz za ^{149}Pm oblika

$$dN'_P = -\lambda_P N'_P dt. \quad (2.11)$$

Uzimajući da je u $t = 0$ bilo $N_{P\infty}$ jezgara u jedinici zapremine prometeuma-149, onda

$$N'_P(t) = N_{P\infty} e^{-\lambda_P t}. \quad (2.12)$$

pa zamenom u 2.10 sledi

$$dN'_S = \lambda_P N_{P\infty} e^{-\lambda_P t} dt, \quad (2.13)$$

ili nakon integraljenja (uz da je u $t = 0$ vrednost $N'_S = N_{S\infty}$)

$$N'_S(t) = N_{S\infty} + N_{P\infty}(1 - e^{-\lambda_P t}), \quad (2.14)$$

gde se vreme računa od trenutka zaustavljanja reaktora. Kako je $N_{P\infty} = \frac{\gamma_P \Sigma_f \phi}{\lambda_P}$, ima se

$$N'_S(t) = N_{S\infty} + \frac{\gamma_P \Sigma_f \phi}{\lambda_P} (1 - e^{-\lambda_P t}). \quad (2.15)$$

Vrlo je interesantno da N'_S zavisi od ϕ , tj. od fluksa koji je vladao u reaktoru pre zaustavljanja.

Zatrovanje samarijumom-149 posle zaustavljanja reaktora je

$$P'_S = \frac{\sigma_S N'_S}{\Sigma_f}. \quad (2.16)$$

S obzirom na to da je vreme poluraspada prometeuma-149 oko 53,1 h, zasićenje ovim nuklidom se dostiže tek više dana po zaustavljanju reaktora. O ovome se mora voditi računa jer se smanjuje reaktivnost reaktora posle njegovog zaustavljanja.

Asimptotska koncentracija nakon zaustavljanja reaktora je

$$N'_{S\infty} = N_{S\infty} + \gamma_P \frac{\Sigma_f \phi}{\lambda_P}, \quad (2.17)$$

ili

$$N'_{S\infty} = \gamma_P \Sigma_f \left(\frac{1}{\sigma_S} + \frac{\phi}{\lambda_P} \right). \quad (2.18)$$

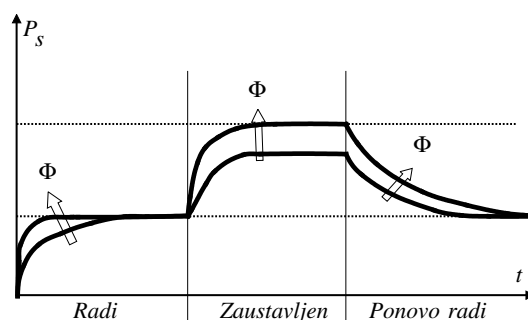
Asimptotsko zatrovanje samarijumom nakon zaustavljanja reaktora je

$$P'_{S\infty} = \frac{\Sigma'_{S\infty}}{\Sigma_f} = \frac{\sigma_S N'_{S\infty}}{\Sigma_f}, \quad (2.19)$$

odnosno

$$P'_{S\infty} = \gamma_P \left(1 + \phi \frac{\sigma_S}{\lambda_P} \right). \quad (2.20)$$

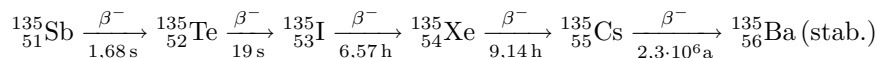
Može se pokazati da će pri ponovnom puštanju u rad opet biti uspostavljena ravnoteža kao u početku, jer će usled povećane koncentracije samarijuma-149 biti povećana brzina apsorpcije neutrona u njemu - slika 2.1.



Slika 2.1: Zatrovanje samarijumom-149.

2.1.4 Zatrovanje ksenonom-135

Ksenon-135 nastaje direktno pri fisiji i kao produkt sledećeg lanca raspada



Prinosi po fisiju su: $\gamma_{Sb} = 0,49\%$, $\gamma_{Te} = 2,96\%$, $\gamma_I = 2,86\%$ i $\gamma_{Xe} = 0,158\%$.

Vrlo visok presek za apsorpciju termičkih neutrona potiče od rezonancije koja leži vrlo nisko na oko 0,07 eV. Presek za $E_0 = 0,0253\text{ eV}$ je $\sigma_0 = 2,647 \cdot 10^{-22}\text{ m}^2$, a zbog odstupanja od $1/v$ zavisnosti na 100°C neutronske temperature iznosi $3,3 \cdot 10^{-18}\text{ m}^2$. Pripada grupi radioaktivnih otrova.

Pri analizi nastajanja ksenona-135 može se uzeti, zbog vrlo kratkog vremena poluraspada antimona-135 i telutra-135, da direktno nastaje jod-135 sa prinosom γ_I koji je jednak zbiru prinosa ova tri nuklida ($\gamma_I \leftarrow \gamma_{Sb} + \gamma_{Te} + \gamma_I$), čijim raspadom nastaje ksenon-135, ali da i ksenon-135 direktno nastaje pri fisiji

sa prinosom $\gamma_X \equiv \gamma_{Xe}$. Ako se zanemari apsorpcija u jodu-135, može se pisati dok reaktor radi (N_I je gustina jezgara joda)

$$dN_I = \gamma_I \Sigma_f \phi dt - \lambda_I N_I dt. \quad (2.21)$$

Uz $N_I(0) = 0$, ima se

$$N_I(t) = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}). \quad (2.22)$$

Promena gustine jezgara ksenona-135 može se opisati jednačinom

$$dN_X = \gamma_X \Sigma_f \phi dt + \lambda_I N_I dt - \lambda_X N_X dt - \sigma_X N_X \phi dt. \quad (2.23)$$

gde prva dva člana vode računa o nastajanju jezgara Xe-135 fisijom i radioaktivnim raspadom joda, dok druga dva člana vode računa o nestajanju jezgara Xe-135 raspadom i apsorpcijom.

Uzimajući da je u $t = 0$ gustina jezgara $N_X = 0$, ima se

$$N_X(t) = N_{X\infty} \left[1 - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t} \right] + \frac{\Sigma_f \phi \gamma_I}{\lambda_X + \sigma_X \phi - \lambda_I} \left[e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t} - e^{-\lambda_I t} \right], \quad (2.24)$$

gde je

$$N_{X\infty} = \frac{\Sigma_f \phi (\gamma_X + \gamma_I)}{\lambda_X + \sigma_X \phi}. \quad (2.25)$$

Može se uvesti veličina, koja je po prirodi fluks, oblika

$$\phi_X = \frac{\lambda_X}{\sigma_X}. \quad (2.26)$$

Zatrovanje ksenonom-135 dok reaktor radi je

$$P_X(t) = \frac{\Sigma_X(t)}{\Sigma_f} = \frac{\sigma_X N_X(t)}{\Sigma_f} \quad (2.27)$$

Asimptotsko zatrovanje ksenonom-135 dok reaktor radi je

$$P_{X\infty} = \frac{\sigma_X}{\Sigma_f} N_{X\infty} = \frac{\phi (\gamma_X + \gamma_I)}{\phi_X + \phi}. \quad (2.28)$$

Vidi se da se, dok reaktor radi, uspostavlja asimptotsko zatrovanje koje zavisi od fluksa ϕ .

Posle zaustavljanja reaktora koncentracija ksenona-135 se povećava usled raspada joda-135, ali i ksenon-135 je radioaktivan, te se može pisati

$$\frac{dN'_X}{dt} = -\lambda_X N'_X + \lambda_I N'_I. \quad (2.29)$$

Jod više ne nastaje, već samo nestaje, pa se može pisati

$$dN'_I = -\lambda_I N'_I dt, \quad (2.30)$$

odakle je

$$N'_I(t) = N_{I\infty} e^{-\lambda_I t}, \quad (2.31)$$

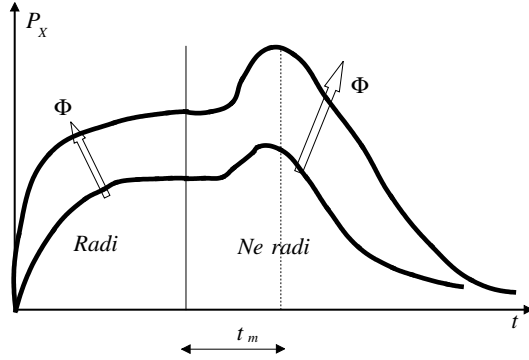
gde je uzeto da u $t = 0$ (vreme se sada računa od zaustavljanja reaktora) bilo

$N_{I\infty} = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I}$ jezgara u jedinici zapremine. Tada diferencijalna jednačina za ksenon-135 postaje

$$\frac{dN'_X}{dt} = -\lambda_X N'_X + \lambda_I N_{I\infty} e^{-\lambda_I t}. \quad (2.32)$$

Ako je u trenutku zaustavljanja reaktora (a to je $t = 0$) bilo $N'_X = N_{X\infty}$ jezgara u jedinici zapremine, ima se

$$N'_X(t) = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_X - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t}) + N_{X\infty} e^{-\lambda_X t}. \quad (2.33)$$



Slika 2.2: Zatrovanje ksenonom-135. Ksenonska jama.

Zatrovanje po zaustavljanju reaktora je $P'_X = \frac{\Sigma'_X}{\Sigma_f} = \frac{\sigma_X N'_X}{\Sigma_f}$, odnosno

$$P'_X = \frac{\sigma_X \gamma_I \phi}{\lambda_X - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t}) + \frac{\phi(\gamma_X + \gamma_I)}{\phi_X + \phi} e^{-\lambda_X t}. \quad (2.34)$$

Zatrovanje reaktora posle zaustavljanja raste, dostiže maksimum i opada ka nuli. Maksimum zatrovanja nastaje nakon

$$t_m \simeq \frac{1}{\lambda_I - \lambda_X} \ln \frac{\lambda_I}{\lambda_X} \simeq 11 \text{ h}. \quad (2.35)$$

Vrednost zatrovanja u maksimumu zavisi od fluksa ϕ - slika 2.2.

Ako reaktor nema dovoljno veliku ugrađenu reaktivnost, može se desiti da izvesno vreme ne može biti pušten u rad. Maksimum zatrovanja ksenonom-135 nakon zaustavljanja reaktora naziva se *ksenonskom jamom*.

2.1.5 Uticaj fisionih otrova na reaktivnost

Uticaj fisionih otrova na reaktivnost može se izraziti preko njihovog upliva na faktor termičkog iskorišćenja f . To je zato što prisustvo fisionih otrova povećava nefisibilne apsorpcije termičkih neutrona.

Treba imati u vidu da će fisioni otrovi uticati i na λ_t , ali ćemo u ovim razmatranjima to zanemariti.

Reaktivnost koja odgovara zatrovanju je

$$\rho_p = \frac{k - k_0}{k} = \frac{\lambda_b \lambda_t k_\infty - \lambda_b \lambda_t k_{\infty 0}}{\lambda_b \lambda_t k_\infty} = \frac{k_\infty - k_{\infty 0}}{k_\infty} = \frac{\epsilon p f \eta - \epsilon p f_0 \eta}{\epsilon p f \eta} = \frac{f - f_0}{f}, \quad (2.36)$$

gde je f_0 faktor termičkog iskorišćenja nezatrovanog reaktora, a f faktor termičkog iskorišćenja zatrovanog reaktora.

Jednostavnosti radi posmatraće se homogeni reaktor, pa je tada

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \Sigma_p}, \quad (2.37)$$

$$f_0 = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am}}. \quad (2.38)$$

Zamenom 2.37 i 2.38 u 2.36, dobija se

$$\rho_p = -\frac{\Sigma_p}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am}}. \quad (2.39)$$

Ako se desna strana prethodnog izraza pomnoži sa $\frac{\Sigma_{ag}\Sigma_f\nu}{\Sigma_{ag}\Sigma_f\nu}$, nije teško pokazati da važi (imati u vidu da je $\eta = \Sigma_f\nu/\Sigma_{ag}$)

$$\rho_p = -\frac{P}{\nu} f_0 \eta, \quad (2.40)$$

gde je P zatrovanje.

Kako je za prirodno gorivo $f_0\eta \simeq 1$, tada

$$\rho_p \simeq -\frac{P}{\nu} \quad (\text{prirodno gorivo}). \quad (2.41)$$

Tako je za prirodno gorivo reaktivnost usled permanentnih otrova

$$\rho_{pp} \simeq -\frac{P_{pp}}{\nu} = -\frac{\sigma_{pp}\phi t}{\nu} \quad (\text{prirodno gorivo}). \quad (2.42)$$

Ravnomerno zatrovanje reaktora samarijumom-149 dok reaktor radi je

$$\rho_{pS} \simeq -\frac{P_{S\infty}}{\nu} = -\frac{\gamma_P}{\nu} = -0,5\% \quad (\text{prirodno gorivo}). \quad (2.43)$$

Ravnotežno zatrovanje ksenonom-135 je (za $\phi \gg \phi_X$)

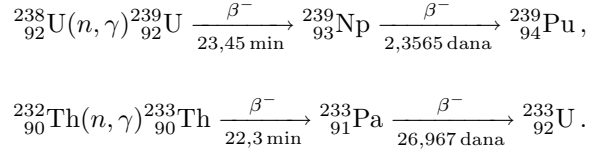
$$\rho_{pX} \simeq -\frac{P_{X\infty}}{\nu} \simeq -\frac{\gamma_X + \gamma_I}{\nu} \simeq -2,5\% \quad (\text{prirodno gorivo}). \quad (2.44)$$

Ovi izrazi se mogu iskoristiti i za heterogene reaktore.

2.2 Konverzija nuklearnog goriva

Praćenje promene reaktivnosti reaktora sa vremenom u slučaju kada se u reaktoru pored fisionog nalazi i oplodni materijal je znatno složenije.

U toku rada reaktora dolazi ne samo do sagorevanja fisionog materijala već često i do stvaranja novih fisilnih jezgara. Od značaja su dva procesa



Proces u uranijumu-238 je od posebnog značaja kod korišćenja goriva od prirodnog uranijuma ili slabo obogaćenog uranijuma koje sadrži veliki procenat ${}_{92}^{238}\text{U}$.

Dok sa jedne strane prisustvo ${}_{92}^{238}\text{U}$ kviri balans neutrona i apsorpcijom ometa lančanu reakciju, dotle se stvaranjem novih fisilnih jezgara pri ovim apsorpcijama smanjuje brzina opadanja faktora umnožavanja neutrona usled sagorevanja goriva i poboljšava iskorišćenje goriva.

Proces stvaranja novog goriva u reaktoru naziva se *konverzijom nuklearnog goriva*. Materijal iz koga se stvara gorivo (${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{90}^{232}\text{Th}$) se naziva *oplodnim materijalom*.

Faktor konverzije C je

$$C = \frac{\text{broj novonastalih fisilnih jezgara}}{\text{broj utrošenih fisilnih jezgara}}. \quad (2.45)$$

Ako je $C < 1$, novo gorivo delimično nadoknađuje utrošeno. Ako je $C \approx 1$, tada je u pitanju *konvertor*. Ako je $C > 1$, radi se o *oplodnom reaktoru* ili *brideru*. Kod bridera posebnim putem se ostvaruje puno iskorišćenje izotopa ${}_{92}^{238}\text{U}$ i ${}_{90}^{232}\text{Th}$ kao nuklearnog goriva. Iz ovakvih reaktora se višak fisilnog materijala može s vremena na vreme uklanjati i koristiti kao osnovni fisilni materijal za druge reaktore. Da bi se ostvario uslov za brider faktor umnožavanja neutrona u gorivu η mora biti veći od 2. Brider se može ostvariti sa ${}_{92}^{238}\text{U}$ u termičkom nuklearnom reaktoru i sa ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ u brzom nuklearnom reaktoru.

Najčešći slučaj koverzije je prelaz uranijuma-238 u plutonijum-239, redovno u slučaju korišćenja prirodnog goriva i slabo obogaćenog goriva.

Pošto se apsorpcija u uranijumu-238 dešava kako u termičkoj oblasti, tako i u rezonantnoj oblasti, faktor konverzije se može podeliti na dva odgovarajuća dela

$$C = C_{th} + C_{rez}. \quad (2.46)$$

Termički deo faktora konverzije C_{th} je (pošto svaka apsorpcija u U-238 vodi stvaranju jednog jezgra Pu-239)

$$C_{th} = \frac{N_{28}\sigma_{\gamma 28}}{N_{25}\sigma_{a25}}. \quad (2.47)$$

Za prirodni uranijum je $C_{th} = 0,568$

Rezonantni deo faktora konverzije C_{rez} se može dobiti na sledeći način: na svaki neutron apsorbovan u U-235 nastaje η_{25} neutrona (η_{25}^1 je faktor umnožavanja neutrona u uranijumu-235), odnosno $\epsilon\eta_{25}$ neutrona kada se uzme u obzir i umnožavanje brzih neutrona. Od ovih neutrona u toku usporavanja će izbeći umicanje iz sistema $\epsilon\eta_{25}\lambda_b$ neutrona, a biće apsorbovano u rezonancijama $\epsilon\eta_{25}\lambda_b(1-p)$ neutrona. S obzirom da svaki neutron apsorbovan u uranijumu-235 predstavlja gubitak jednog fisilnog jezgra, a svaka apsorpcija u rezonancijama (u uranijumu-238) dobitak jednog novog fisilnog jezgra, to je

$$C_{rez} = \epsilon\eta_{25}\lambda_b(1-p). \quad (2.48)$$

Za prirodni uranijum je $1-p \simeq 0,1$, $\epsilon\lambda_b \simeq 1$ i $\eta_{25} \simeq 2$, pa je $C_{rez} \simeq 0,2$.

$$^1\eta_{25} = \frac{\sigma_{f25}\nu_{25}}{\sigma_{f25} + \sigma_{\gamma 25}}$$