D-211

septembar 1982

D I P L O M S K I R A D

STVARANJE IZOTOPA ^{239}Pu U LAKOVODNOM HOMOGENOM REAKTORU

Mentor: Dr. Lazar Marinkov

Bujdošo Atila

Prirodno-matematički Fakultet u Novom Sadu

Zahvaljujem se profesoru dr. Lazaru Marinkovu i asistentu Miroslavu Veskoviću na pomoći koju su mi pružili tokom izrade diplomskog rada.

U V O D

Stanovništvo zemlje je 1971 god. iznosilo 3,5milijardi ljudi, a po sadašnjim predvidjanjima 2000. godine biće 6 milijardi ljudi. Porast stanovništva i razvoj industrije zahteva još veću potrošnju energije i prema procenama 2000-te godine ćemo trošiti 6,66 puta više energije nego 1971. godine, a 2100-te godine čak 106,6 puta više nego 1971.

Smatra se da će 2000. god. 40% energije davati nuklearne elektrane. Danas se nuklearna energija koristi za proizvodnju električne energije, za pokretanje brodova i podmornica, za zagrevanje delova grada ili polarnih baza i za desalinizaciju morske vode.

Kapaciteti hidroenergetskih izvora u Jugoslaviji se cene na oko 17000 MW, dok je već iskorišćeno 5100 MW a u izgradnji je daljih 4200 MW. Rezerve uglja su oko $20 \cdot 10^9$ tona sa mogućim povećanjem na $30 \cdot 10^9$ tona. Ovo bi teorijski moglo obezbediti rad termoelektrana ukupnog kapaciteta 45000 MW. Do sada izgradjene termoelektrane imaju snagu od 4100 MW (u 1978. god.), a u izgradnji je 4300 MW. No treba misliti i na to da je ugalj važna sirovina i za druge procese. Rezerve nafte i gasa su vrlo ograničene, do sada su izgradjeni kapaciteti od 800 MW a u izgradnji je narednih 1400 MW. Ni rezerve nuklearnog goriva nisu velike. Njihov energijski ekvivalent pri maksimalnom iskorišćenju (brider reaktori) iznosi $50 \cdot 10^9$ t kamenog uglja, a pri sagorevanju u termalnim reaktorima svega $1 \cdot 10^9$t kamenog uglja. Tome se mora još dodati da je iz većine nalazišta eksploatacija zasada neekonomična zbog male koncentracije urana.

Ipak se smatra da će Jugoslavija morati svoje rastuće potrebe za električnom strujom pokrivati iz nekonvencionalnih izvora, u prvom delu nuklearnih elektrana. Već je u Videm-Kršku izgradjena NE tipa PWR od 632 MW sa slabo obogaćenim gorivom. Planira se izgradnja slične elektrane i u Vojvodini.

I PROCES FISIJE I LANČANA REAKCIJA

Fisijom se naziva deoba jednog teškog jezgra na dva ili više laka jezgra. Ako se deoba odvija bez dodavanja energije spolja, onda se takav proces naziva spontanom fisijom. Za elemente u sredini periodnog sistema, energija veze po jednom nukleonu je 8,5 MeV dok za najteža jezgra, naprimer uranijum, iznosi oko 7,6 MeV. Ako bi se jedno teško jezgro podelilo na dva laka jezgra pri tome bi se oslobodila velika količina energije. Za teško jezgro od 240 nukleona ta energija iznosi oko 200 MeV. Ovo je eksperimentalno potvrdio Frisch i Joliot 1939. godine. Za jezgro urana odnos neutrona i protona je 1,55 dok je za elemente u sredini periodnog sistema taj odnos 1,25-1,45 što znači da primarni produkti fisije raspolažu viškom neutrona. Eksperimenti su pokazali da se prilikom fisije jednog jezgra oslobadja više od jednog neutrona, prema tome moguća je lančana reakcija. Eksperimentalno je dokazana i spontana fisija jezgra urana radovima Petržaka i Fljorova (1940).

Za opisivanje procesa fisije se najviše koristi model tečne kapi. Taj model razmatra jezgro kao ravnomerno naelektrisanu tečnu kap, u kojoj su Kulonova sila odbijanja i površinski napon kapi u ravnoteži. Za deformaciju kapi je potrebno uložiti izvestan rad, ali ako se kap deformiše iznad neke kritične granice, Kulonova sila postaje jača od površinskog napona i kap se deli na dva ili više delova. Matematički gledano, male deformacije možemo opisati kao: $\alpha_2 > 0$

$$R(\theta) = R_0\left[1+\alpha_2 P_2(\cos\theta)\right] \qquad P_2 = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1) \qquad \text{I.1}$$

Površinska energija: $E_s = E_{so}\left(1+\frac{2}{5}\alpha_2^2+\dots\right)$ I.2

Elektrostatička energija: $E_c = E_{co}\left(1-\frac{1}{5}\alpha_2^2+\dots\right)$ I.3

Energija deformacije: $E_D = (E_s+E_c)-(E_{so}+E_{co}) = \frac{\alpha_2^2}{5}(2E_{so}-E_{co})$

Prema tome, ako je $2E_{so} > E_{co}$ kap je stabilna prema malim deformacijama. Postepeno povećavajući naelektrisanje kapi, kap postaje nestabilna za male deformacije. Može se pokazati da za $Z > 120$ jezro se spontano raspada i takva jezgra ni ne postoje u prirodi.

Za fisiju teških jezgara koji se nalaze u prirodi, potrebno je prevazići jednu energetsku barijeru. Spontana fisija je tunel efekat kroz tu barijeru. Ako se jezgru saopšti

energija koja je manja od ovog energetskog praga, ne dolazi do fisije nego samo do deformacije i jezgro se vraća u osnovno stanje emisijom gama-kvanta. Ako je saopštena energija jednaka ili veća od energetskog praga, dolazi do fisije i oslobađanja energije u vidu kinetičke energije nastalih jezgara, neutrona, gama kvanata i beta čestica.

Prilikom zahvata neutrona od strane jezgra, oslobađa se izvesna energija koja može biti veća od energije praga za fisiju. Za jezgra koja se nalaze u prirodi to je ispunjeno samo za U-235, pa je on fisibilan i za veoma spore tzv. termičke neutrone, dok ostala teška jezgra kao što su U-238 i Th-232 su fisibilna samo za neutrone koji imaju dovoljnu kinetičku energiju da nadoknade razliku između energije praga i energije vezivanja jednog neutrona.

Proces u kome neutron ostaje trajno vezan u jezgru posle emisije gama kvanta, naziva se radijativnom apsorpcijom. U slučaju termalnih nuklearnih reaktora veoma važnu ulogu igraju termalizovani neutruni. Kada se govori o termičkim neutronima, misli se na neutrone čija kinetička energija odgovara temperaturi od 293 K. Ovo je ekvivalentno energiji od 0,0254 eV, i brzini od 2200 m/s.

Ako jedan proces mogu izazvati i sasvim spori neutroni, onda je efikasni presek za taj proces obrnuto proporcionalan sa brzinom neutrona. Naravno, na ovu zavisnost se mogu superponirati i neki rezonantni maksimumi.

Neutroni nastali fisijom imaju veliku energiju reda 1 MeV i oni se moraju usporiti pomoću moderatora (materijal za usporavanje) do termičkih brzina kako bi im se efikasni presek povećao. Energetska raspodela termičkih neutrona u sredini koja slabo apsorbuje neutrone je opisana Maksvelovom distribucijom. Neutroni uvek imaju nešto višu temperaturu od sredine u kojoj se kreću jer se sporiji neutroni veoma brzo apsorbuju pa nikako ne može doći do potpune ravnoteže. Neutronska temperatura se može dobiti iz relacije:

$$T_n = T\left(1 + 0.92\, A \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}\right)$$

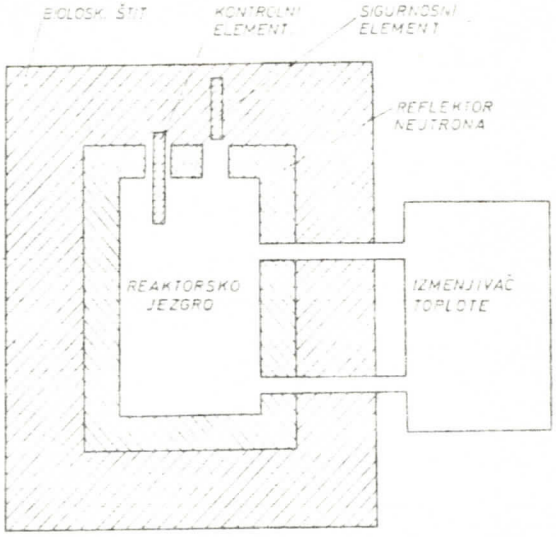
T - temperatura sredine

T_n - neutronska temperatura

Uobičajena je podela neutrona po energijama na termičke, rezonantne, intermedijarne i brze neutrone. Uzima se da termalni neutroni imaju energiju manju od 0.5 eV, rezonantni od 0.5 eV do 500 eV, intermedijarni od 500 eV do 100 keV, a neutroni sa još većom energijom se nazivaju brzim neutronima.

II KONTROLISANA LANČANA REAKCIJA I REAKTOR

A. Ako je faktor umnožavanja neutrona za neki materijal veći od jedinice onda su ispunjeni uslovi za lančanu reakciju u beskonačnoj sredini od takvog materijala. U realnim slučajevima nemamo beskonačni materijalni medijum i treba uzeti u obzir i umicanje neutrona iz sistema. Lančana reakcija može biti nekontrolisana (atomska bomba) ili kontrolisana (nuklearni reaktor). Ovde će biti reči samo o kontrolisanoj lančanoj reakciji. Šema na slici 1. prikazuje glavne elemente jednog reaktora.



slika br. 1

Sl. 3.2. Šematski prikaz fisionog nuklearnog reaktora

1) prema vrsti goriva reaktori se dele na one koji koriste prirodni uranijum (0,714% U-235), slabo obogaćeni uranijum (0,9-5%), jako obogaćen uranijum (preko 20%) ili reaktore koji koriste neki veštački fisibilni nuklid.

Poredfisionog materijala u reaktoru se uvek nalazi oplodni materijal. To su za termičke neutrone nefisibilna jezgra, naprimer U-238, ali neutronskim reakcijama prelaze u fisibilna jezgra.Zato je pogodno definisati faktor konverzije C kao:

$$C = \frac{\text{broj novostvorenih fisibilnih jezgara}}{\text{broj utrošenih fisibilnih jezgara}}$$

Ako je $C < 1$, novo gorivo delimično nadoknađuje utrošeno. Ako je $C = 1$, reaktor se naziva konverterom. Ako je $C > 1$ stvara se više fisibilnih jezgara no što se troši, i takav reaktor se naziva oplodnim reaktorom ili briderom. Uslov za konstrukciju

bridera je da faktor umnožavanja neutrona u gorivu bude veći od dva. Jedan neutron je potreban za održavanje lančane reakcije a jedan za stvaranje novog fisibilnog jezgra. Iz tabele br 1 vidimo da se to najlakše može ostvariti sa U-233 i termičkim rektorom ili sa Pu-239 i brzim reaktorom.

Radi ilustracije, na graficima broj 2 su prikazani efikasni preseci za fisiju za jezgra U-233, U-235 i Pu-239 i totalni presek za U-238. Treba naglasiti da izraženi maksimumi u oblasti epitermalnih neutrona ne potiču od fisije nego od radijativnog zahvata. Postoje znači dva dobra razloga zašto se reaktori baziraju na termičkim neutronima. Prvo, efikasni presek za fisiju je u ovoj oblasti najveći, i drugo, preseci za radijativnu apsorpciju od strane U-238 najmanji. Zbog toga se fisioni neutroni koji imaju energiju od oko 1 MeV moraju termalizovati pre nego što budu apsorbovani.

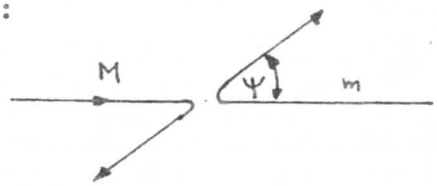
2) Za usporavanje fisionih neutrona koristi se moderator. Moderatori se prave od materijala u kome neutron po jednom elastičnom sudaru gubi u proseku znatnu energiju, a koji istovremeno slabo apsorbuju neutrone. Može se lako pokazati da je odnos energije neutrona pre i posle elastičnog čeonog sudara dat sa:

E_2 - energija posle sudara
E_1 - energija pre sudara
A - maseni broj

$$\frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 = \alpha \qquad \text{II.1}$$

Predaja energije je utoliko veća ukoliko je A bliže jedinici, što znači da su najlakši elementi najbolji moderatori. Tačnije: oni su najefikasniji moderatori. Ako je A=1, a to važi za jezgro vodonika, $E_2=0$, odnosno neutron predaje celokupnu energiju jezgru. Za necentralne sudare važi formula:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2}\left[(1+\alpha)+(1-\alpha)\cos\Psi\right] \qquad \text{II.2}$$



Ψ - ugao u sistemu centra masa

U teoriji raspršenja i usporavanja neutrona definiše se srednji logaritamski dekrement energije neutrona pri sudaru.

$$\xi = \overline{\ln\frac{E_1}{E_2}} \qquad \xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A-1}{A+1} \cong \frac{1}{A+\frac{2}{3}} \qquad A \geqslant 2 \qquad \text{II.3}$$

Srednji logaritamski dekrement je konstantan i ne zavisi od opsega energije ukoliko važi izotropnost rasejanja u centru masa. U slučaju da je sistem kroz koji se prostiru neutroni sastoji od homogene mešavine različitih jezgara ξ se definiše kao:

$$\xi = \frac{\sum_i N_i \sigma_{si} \xi_i}{\sum_i N_i \sigma_{si}} \qquad \text{II.4}$$

Veličina $\xi \Sigma_{s_{epi}}$ se naziva „moć usporavanja" moderatora jer moderator utoliko bolje usporava neutrone ukoliko je veći gubitak energije pri jednom sudaru (ξ) i ukoliko je veća gustina sudara epitermalnih neutrona ($\Sigma_{s\,epi}$) u usporavanju. Definiše se još i „moderatorski odnos" kao $\xi \Sigma_{s\,epi}/\Sigma_{a\,th}$ i on vodi računa o tome da se od moderatora zahteva što manja apsorpcija termičkih neutrona. U tabeli br.2 navedene su ove veličine za materijale koji se najčešće koriste kao moderatori. Vidi se da obična voda ima veliku moć usporavanja ali je moderatorski odnos relativno nizak zbog velike apsorbcije neutrona.

3) Oko reaktorskog jezgra nalazi se i reflektor koji ima zadatak da neutrone koji napuste jezgro, jednim delom vrati u reaktor i tako smanji gubitke usled umicanja neutrona iz sistema. Kod termičkog nuklearnog reaktora reflektor se gradi od moderatorskog materijala a kod brzih reaktora obično od oplodnog materijala.

4) Hladilac služi za odvodjenje oslobodjene količine energije iz reaktora. On toplotu uglavnom predaje sekundarnom hladiocu u toplotnom izmenjivaču. Pošto hladilac cirkuliše (kod većine reaktora) u zatvorenom ciklusu, smanjena je verovatnoća da usled prskanja gorivnih elemenata radioaktivne materije izadju iz reaktora i zagade čovekovu okolinu. Kao hladioci se najviše koriste voda, teška voda, smeša difenila ili gasovi kao što su helijum, ugljen dioksid ili azot. Za hladjenje bridera se koriste tečni metali (natrijum i kalijum).

Reaktor mora imati i oklop koji apsorbuje zračenje opasno po ljudski organizam i on se zove biološkim štitom.

Kontrolni elementisluže za upravljanje reaktorom i prave se od materijala koji jako apsorbuje neutrone (kadmijum, bor) kao i sigurnosni elementi koji u slučaju opasnosti naglo uronjavaju u reaktor i zaustavljaju lančanu reakciju.

B. Faktor umnožavanja neutrona u reaktoru

Uslov za lančanu reakciju jeste da faktor umnožavanja neutrona u reaktoru bude veći ili jednak jedinici. Faktor umnožavanja u gorivu je veći od jedan (za prirodni uranijum je 1,31) ali ovaj faktor vodi računa samo o gubicima neutrona usled apsorbcije u gorivu,a neutroni se mogu apsorbovati i u drugim materijalima, (moderator, hladilac, kontrolne šipke, konstruktivni materijali) a mogu i umaći iz sistema i apsorbovati se u reflektoru ili biološkom štitu. Faktor umnožavanja neutrona k se odredjuje kao:

$$k = \frac{\text{brzina stvaranja neutrona}}{\text{brzina nestajanja neutrona}}$$

Pomoću ovog faktora se odredjuje i reaktivnost i kritičnost reaktora. Reaktor sa $k<1$ je podkritičan, sa $k=1$ kritičan, a sa $k>1$ nadkritičan. Još su od značaja veličine:

1. Faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞, koji predstavlja broj neutrona nastalih u fisiji po jednom neutronu apsorbovanom u reaktoru.

2. Faktor izbegavanja umicanja termičkih neutrona pokazuje koji deo termičkih neutrona uspeva da izbegne umicanje iz sistema. (λ_t)

3. Analogno se definiše i faktor izbegavanja umicanja brzih neutrona. (λ_b)

Prema tome možemo pisati: $k = k_\infty \lambda_b \lambda_t$ II.5

Faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu vodi računa o nefisibilnim apsorbcijama u gorivu. Da bi se i ostali gubici uzeli u obzir, pripisaćemo svakom procesu jedan faktor i tako dobiti faktor umnožavanja neutrona u reaktoru.

N -neutrona nastaje pri fisiji

$N\varepsilon$ -neutrona počinje da usporava, gde je ε faktor brze fisije.Ovaj faktor vodi računa o tome da brzi neutroni mogu izazvati fisiju pre nego što im energija opadne ispod praga za fisiju U-238. Ovaj faktor je veći od jedan ali obično ne prelazi 1,03.

$N\varepsilon\lambda_b$ -neutrona je izbeglo umicanje u toku usporavanja.

$N\varepsilon\lambda_b p$ - neutrona je izbeglo apsorbciju u jakim rezonancijama u toku usporavanja. Sa p je označen faktor izbegavanja rezonancija.

$N\varepsilon\lambda_b p\lambda_t$ - termičkih neutrona je izbeglo umicanje iz sistema.

$N\varepsilon\lambda_b p\lambda_t f$ - neutrona je apsorbovano u gorivu. Sa f je označen faktor iskorišćenja termičkih neutrona.

$N' = N\varepsilon\lambda_b p\lambda_t f\eta$ - novih neutrona je nastalo na završetku ciklusa.

Prema definiciji: $k = \frac{N'}{N}$ $\quad k = \varepsilon\lambda_b p\lambda_t f\eta$ II.6

a odavde: $k_\infty = \varepsilon\eta p f$ Ovo je formula četiri faktora. II.7

Jedna od najvažnijih parametara reaktora je <u>reaktivnost</u> reaktora.

Reaktivnost (ρ) $\quad \rho = \frac{k-1}{k} \simeq k-1$ II.8

Reaktor je podkritičan za $\rho<0$, kritičan za $\rho=0$, i nadkritičan za $\rho>0$.

C. Raspodela neutrona u reaktorskoj sredini

Neutroni u toku usporavanja difundiraju kroz elemente reaktorskog jezgra i ponašaju se kao neutronski gas. Najopštije matematičko opisivanje tog gasa je pomoću transportne jednačine koja je integro-diferencijalnog tipa, i može se rešiti samo u specijalnim slučajevima. Ona je oblika:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi(\vec{r},E,\Omega,t)}{\partial t} = -\Omega\,\mathrm{grad}\,\Phi(\vec{r},E,\Omega,t) - \Sigma_t(\vec{r},E)\,\Phi(\vec{r},E,\Omega,t) + \int_0^\infty\int_{4\pi}\Sigma_s(\vec{r},E'\to E,\Omega'\to\Omega)\cdot\Phi(\vec{r},E',\Omega',t)\,dE'\,d\Omega' + S(\vec{r},E,\Omega,t) \qquad \text{II.9}$$

Gde prvi član označava isticanje neutrona iz zapremine dV, drugi član apsorbciju i rasejanje u druge smerove uz promenu energije, treći član vodi računa o rasejanju neutrona drugih energija i smerova u izabrani interval energije i izabrani smer kretanja, a četvrti član označava izvore neutrona. Ovde Ω označava prostorni ugao u koji je uperen vektor brzine i ima vektorski karakter.

Ovu jednačinu ne možemo rešavati i zato se uvode aproksimacije. Pre svega da dobijemo manji broj nezavisno promenljivih

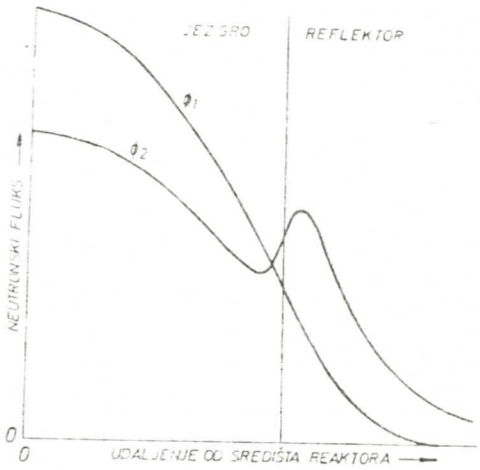
razmatramo slučaj kada svi neutroni imaju jednaku energiju. To je tzv. jednogrupni postupak. On je dosta netačan i zato se retko koristi. Tačniji je dvogrupni postupak, gde neutrone delimo u dve grupe, termičke i brze. Daljim povećavanjem broja grupa se tačnost povećava ali se i računi komplikuju. U dvogrupnom postupku možemo napisati tzv. difuzionu jednačinu:

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1(\vec{r}) - \Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) + Q_1(\vec{r}) = 0 \qquad \text{II.10}$$

$$D_2 \nabla^2 \Phi_2(\vec{r}) - \Sigma_2 \Phi_2(\vec{r}) + p\Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) = 0 \qquad \text{II.11}$$

Φ_1 - fluks brzih neutrona Φ_2 - fluks termičkih neutrona
Σ_1-totalni makroskopski presek za brze neutrone
Σ_2-presek za apsorbciju termičkih neutrona
$p\Sigma_1\Phi_1$ - gustina termalizacije

Rešavanje ovog sistema za slučaj reaktora sa reflektorom dovodi prostorne zavisnosti fluksa kao na slici br. 3.



Sl. 3 Raspodela brzog (Φ_1) i termičkog (Φ_2) neutronskog fluksa u reflektovanom reaktoru, dobijena dvogrupnim postupkom

U ovim proračunima se uzima da je reaktor homogen, tj. da su moderator i gorivo homogeno izmešani. Danas se takvi reaktori više ne grade već se grade heterogeni kod kojih se gorivo stavlja u reaktor u vidu gorivnih elemenata. Razlika u raspodeli neutrona zbog ovoga nije velika, delom se može izbeći modifikovanjem fizičkih parametara reaktora.

III PROCESI U NUKLEARNOM REAKTORU

U reaktorskom jezgru se pored fisije i usporavanja neutrona dešavaju sledeći procesi: (navodim samo najbitnije)

1) Stvaranje produkata fisije
2) Stvaranje novih izotopa radijativnom apsorbcijom
3) Zatrovanje reaktora
4) Promena reaktivnosti pri radu reaktora
5) Sagorevanje nuklearnog goriva

1) STVARANJE PRODUKATA FISIJE:

Deoba atomskog jezgra na dva dela se ne vrši uvek na isti način, pa se ne dobijaju uvek isti produkti već je to statistički proces za koje se mogu dati samo srednje vrednosti. Raspodela masa fisionih produkata U-235 je data na grafiku br. 4. Suprotno teorijskom predskazanju na osnovu modela tečne kapi, koja predvidja da je najverovatnija fisija na dva simetrična dela, vidimo da je u praksi takva fisija malo verovatna. Najverovatnija je fisija na dva asimetrična dela, pri čemu je jedno jezgro sa masenim brojem od 90-100 a drugi sa masenim brojem 133 - 140. Raspodela zavisi i od energije neutrona koji izaziva fisiju i za brze neutrone verovatnoća za simetričnu fisiju raste. Razlog za nesimetričnu fisiju je delimično objasnio Fong(1956) statističkim tumačenjem. Pretpostavio je da je najverovatnija fisija onda kada su proizvodi gustine energetskih nivoa dva novonastala jezgra najveća. Njegovi rezultati su relativno dobro opisivali asimetričnu fisiju, medjutim tačnijim proračunom se dobijaju lošiji rezultati što znači da je ovaj pristup samo delimično dobar.

2) STVARANJE NOVIH IZOTOPA RADIJATIVNOM APSORBCIJOM

Moramo znati da su jezgra sa parnim brojem neutrona (U-238, Th-232, Pu-240 itd.) nefisibilna za spore neutrone, ali radijativnom apsorbcijom prelaze u fisibilna jezgra. Pored stvaranja novih fisibilnih jezgara iz nefisibilnih, odigrava se suprotan efekt. Na primer stvaranje U-236 iz U-235. Pošto je U-236 nefisibilan , to ovaj proces predstavlja gubitak fisibilnog materijala. Ni dalja apsorpcija ne dovodi do fisibilnih jezgara jer se U-237 brzo raspada u nefisibilni Np-237. Tek zahvatom četvrtog

neutrona stvara fisibilan Pu-239, ali je verovatnoća za taj proces zanemarljiva. Najznačajniji konverzioni procesi su konverzija U-238 u Pu-239 i Th-232 u U-233.

3) ZATROVANJE REAKTORA

Ima više stotina fisionih produkata, primarnih i sekundarnih,(koji nastaju radioaktivnim raspadom primarnih) i svi su oni neutronski apsorberi sa manjim ili većim efikasnim presekom. Od naročitog značaja su jezgra sa vrlo visokim makroskopskim efikasnim presekom za apsorbciju, jer znatno narušavaju umnožavanje neutrona u reaktoru i zato se nazivaju reaktorskim otrovima. Najvažniji iz ove grupe su izotopi Sm-149 i Xe-135.

Ako je nuklid sa vrlo velikim makroskopskim presekom za apsorbciju termičkih neutrona stabilan, ili sa dugim poluživotom, naziva se permanentnim otrovom, a ako se raspada radioaktivnim putem, naziva se radioaktivnim otrovom.

Permanentni otrov Samarijum-149 nastaje u sledećem radioaktivnom lancu:

$$^{149}Pr \xrightarrow[2.3\,min.]{\beta^-} {}^{149}Nd \xrightarrow[1.73\,h]{\beta^-} {}^{149}Pm \xrightarrow[53.1\,h]{\beta^-} {}^{149}Sm \text{ (stab.)}$$

Efikasni presek Sm-149 na temperaturi od 100 °C iznosi 77000 barna. Ovo potiče od jedne rezonancije na 0.095 eV. Pri postavljanju diferencijalnih jednačina se zbog kratkog poluživota Pr i Nd može uzeti da Pm-149 (Prometeum-149) nastaje direktno pri fisiji. Rešavanjem tako dobijenih diferencijalnih jednačina, imamo za koncentraciju Sm-149 :

$$N_s = \gamma_p \Sigma_f \Phi \left[\frac{1}{\sigma_s \Phi} + \frac{1}{\sigma_s \Phi - \lambda_p} \left(e^{-\sigma_s \Phi t} \cdot \frac{\lambda_p}{\sigma_s \Phi} - e^{-\lambda_p t} \right) \right] \qquad \text{III.1}$$

Sa vremenom se koncentracija Sm-149 približava vrednosti:

$$N_{s\infty} = \frac{\gamma_p \Sigma_f}{\sigma_s} \qquad \text{III.2}$$

λ_p - konst. radioaktivnog raspada Pm-149

σ_s - efik. presek za apsorbciju Sm-149

γ_p - prinos izotopa Pm-149 pri fisiji

$\Sigma_f \Phi$ - broj fisija u jedinici vremena i zapremine

Ako uvedemo zatrovanje P kao:

$$P = \frac{\text{makroskopski presek apsorbcije dotičnog jezgra}}{\text{makroskopski presek apsorbcije u gorivu}}$$

Onda za zatrovanje samarijumom imamo:

$$P_s = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{ag}} = \frac{\gamma_p \Sigma_f}{\Sigma_{ag}} \qquad \text{III.3}$$

Važno je primetiti da ovo zatrovanje ne zavisi od fluksa. Pored samarijuma-149 ima i drugih permanentnih otrova čije zbirno zatrovanje se može naći u tabelama u funkciji od sagorevanja ili od vremenski integrisanog fluksa. Po zaustavljanju reaktora koncentracija Sm-149 raste jer se raspada i akumulisani Pm-149, dok je Sm-149 stabilan. Za koncentraciju Sm-149 po zaustavljanju reaktora se može staviti:

$$N_s' = N_{s\infty} + \gamma_p \frac{\Sigma_f \Phi}{\lambda_p}\left(1 - e^{-\lambda_p t}\right) \qquad \text{III.4}$$

Ova koncentracija se asimptotski približava vrednosti:

$$N_s' = \gamma_p \Sigma_f \left(\frac{1}{\sigma_s} + \frac{\Phi}{\lambda_p}\right) \qquad \text{III.5}$$

Čemu odgovara zatrovanje:

$$P_{s\infty} = \gamma_p \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}}\left(1 + \Phi \frac{\sigma_s}{\lambda_p}\right) \qquad \text{III.6}$$

Ova veličina već zavisi od fluksa, i zbog poluživota Pm-149 od 53,1 časova, zasićenje dostiže tek nakon više dana od zaustavljanja reaktora. Ako je ugrađena reaktivnost reaktora mala onda se o efektima zatrovanja mora voditi računa.

Od radioaktivnih otrova najznačajniji je ksenon-135, sa poluživotom od 9,2 časa i efikasnim presekom za termičke neutrone od 3 300 000 barna! Ovaj visok presek potiče od rezonance na 0.07 eV. Ksenon nastaje kako direktno pri fisiji, tako i kao produkt sledećeg radioaktivnog lanca:

$$\begin{tikzcd}
{}^{135}Sb \arrow[r, "2\,s"'] & {}^{135}Te \arrow[r, "2\,m"'] & {}^{135}I \arrow[r, "73\%"', "6.7\,h"] \arrow[dr] & {}^{135}Xe \arrow[r, "9.2\,h"'] & {}^{135}Cs \arrow[r, "3\cdot 10^6\,g"'] & {}^{135}Ba \\
 & & & {}^{135m}Xe \arrow[ur] & &
\end{tikzcd}$$

Zbog kratkog vremena poluraspada Sb-135 i Te-135 može se uzeti da I-135 nastaje direktno pri fisiji sa prinosom od 6,31% . Prinos ksenona pri fisiji je 0,25%. Zanemarujući apsorbciju neutrona u I-135 mogu se postaviti i rešiti diferencijalne jednačine za I-135 i Xe-135. Dobija se:

$$N_I = \frac{\gamma_I \Sigma_f \Phi}{\lambda_I}\left(1 - e^{-\lambda_I t}\right) \qquad \text{III.7}$$

$$N_X = \Sigma_f \Phi\left[\frac{\gamma_X + \gamma_I}{\lambda_X + \sigma_X \Phi}\left(1 - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \Phi)t}\right) - \frac{\gamma_I}{\lambda_X + \sigma_X \Phi - \lambda_I}\left(e^{-\lambda_I t} - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \Phi)t}\right)\right]$$

Koncentracija u ravnotežnom stanju je: III.8

$$N_{X\infty} = \frac{\Sigma_f \Phi (\gamma_X + \gamma_I)}{\lambda_X + \sigma_X \Phi} \qquad \text{III.9}$$

Ravnotežna koncentracija zavisi od fluksa. Ako se potraži maksimum ove funkcije, dobija se:

$$P_{X\infty max} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}}(\gamma_I + \gamma_X) \cong \gamma_I + \gamma_X = 0.0656 \qquad \text{III.10}$$

Posle zaustavljanja reaktora koncentracija ksenona se povećava zbog raspadanja joda, ali i sam ksenon je radioaktivan pa se može staviti:

$$\frac{dN_X'}{dt} = -\lambda_X N_X + \lambda_I N_I \qquad N_I = N_{I\infty} e^{-\lambda_I t} \qquad \text{III.11}$$

Integraljenjem se može dobiti koncentracija i zatrovanje:

$$P_X' = \frac{\gamma_I \Phi \Sigma_f}{\Sigma_{ag}(\lambda_X - \lambda_I)}\left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t}\right) + P_{X\infty} e^{-\lambda_X t} \qquad \text{III.12}$$

Za razliku od samarijuma, zatrovanje ksenonom posle zaustavljanja reaktora može porasti u toj meri da reaktor ne može postati kritičan za jedan vremenski interval od 30-40 časova, ali se posle toga zatrovanje smanjuje zbog raspadanja ksenona.

4) PROMENA REAKTIVNOSTI PRI RADU REAKTORA

Parametri nuklearnih reaktora se u toku rada menjaju zbog sledećih efekata:

a) Efekti utroška goriva
b) Efekti proizvodnje novih goriva
c) Efekti zatrovanja reaktora
d) Efekti temperature i pratećih posledica

---

a) Usled utroška nuklearnog goriva reaktivnost reaktora će očigledno opadati. Ukoliko se utrošeno gorivo ne nadoknadjuje konverzijom, menja se faktor iskorišćenja termičkih neutrona, i faktor umnožavanja neutrona u gorivu.

МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ ИНСТИТУТ ЗА ФИЗИКУ

b) Konverzija se može podeliti na konverziju usled zahvatanja termičkih i rezonantnih neutrona.

$$C = C_{th} + C_{rez.} \quad \text{gde je:} \qquad \text{III.13}$$

$$C_{th} = \frac{N_8 \cdot \sigma_{\gamma,8}}{N_5\, \sigma_{a,5}} \qquad C_{rez} = \varepsilon \eta \lambda_b (1-p) \qquad \text{III.14}$$

c) Efekti zatrovanja reaktora su već razmatrani.

d) Temperatura u reaktoru utiče na mnoge neutronske parametre od kojih zavisi reaktivnost reaktora. Stoga se definiše temperaturski koeficijent reaktivnosti:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \qquad \text{III.15}$$

Temperatura prvenstveno menja energiju termičkih neutrona a time i efikasni presek za apsorbciju, zatim menja gustinu atomskih jezgara i na kraju dimenzije delova reaktora.

Zahteva se da temperaturski koeficijent reaktivnosti bude negativan, jer je to ujedno i uslov temperaturske stabilnosti reaktora. Temperaturski efekti se dele na promptne i zakasnele. Promptni efekti su vezani za temperaturu goriva i najvažniji medju njima je tzv. Doplerovo širenje rezonancija sa temperaturom. Promena temperature moderatora menja energiju termičkih neutrona a time i efikasni presek. Pošto se proces prenošenja toplote na moderator ne vrši trenutno, to je ovaj proces znatno sporiji od prethodnog. Sa slike br. 2 može se zaključiti da efikasni preseci za U-235 i Pu-239 opadaju sa porastom temperature, ali je opadanje kod Pu-239 znatno sporije. Prema tome, temperaturski koeficijent za Pu-239 je negativan ali je po apsolutnoj vrednosti manji nego za U-235, što znači da se kontrola reaktora zbog stvaranja Pu-239 otežava.

IV SAGOREVANJE NUKLEARNOG GORIVA U REAKTORU

Kao reaktorsko gorivo najčešće se koristi uran obogaćen izotopom 235. Može se još koristiti i Th-232, U-233, ili Pu-239. Gorivo može biti u obliku metala, legure ili keramike. Keramike uranijuma su materijali dobijeni sinterovanjem prahova oksida, karbida, nitrida,sulfida ili silicida uranijuma. Zasada se najviše koristi uranijum dioksid. Prednost mu je veća otpornost na radijaciona oštećenja i otpornost na koroziju, a nedostatak mu je niska provodnost toplote, zbog čega su temperature u unutrašnjosti gorivnog elementa visoke.

Sve više se koristi i tzv. disperziono gorivo. U njemu je nuklearno gorivo u obliku sitnih čestica dispergovano u drugom materijalu tzv. matrici, pri tome je zapremina čestica (ukupna) znatno manja od zapremine matrice. Preimućstvo je u otpornosti prema radijacionim oštećenjima i bubrenju, a nedostatak u smanjenoj reaktivnosti reaktora zbog manje gustine fisionog materijala.

Prilikom fisije jedno jezgro se cepa na dva dela i prema tome se i zapremina koju oni zauzimaju je oko dva puta veća od prvobitne. Uz to fisioni fragmenti raspolažu i velikom kinetičkom energijom i vrše destrukciju kristalne rešetke prilikom usporavanja. Ako atom raseje svoju kinetičku energiju na malom rastojanju oko sebe,dolazi do stvaranja tzv. termičkih klinova. U njima se u kratkom vremenskom intervalu (reda 0,1 nanosekundi) razvijaju temperature i preko 4000 ^{o}C. Povećavanje zapremine zbog nastajanja fisionih produkata i drugih oštećenja goriva dovodi do tzv. bubrenja, a može dovesti i do prskanja košuljice gorivnog elementa pri čemu radioaktivni materijali dospevaju u hladilac i izlazi iz reaktorske posude. Najčešće je zamena gorivnih elemenata nužna ne zbog njihove istrošenosti u energetskom smislu, već zbog njihove oštećenosti bubrenjem. Sagorevanje se odredjuje kao količina oslobodjene energije po masi goriva i meri se u jedinicama MWd/t (megavatdana po toni). Tipična vrednost za sagorevanje metala uranijuma je 3000-3500 MWd/t, a pošto je uranijum dioksid porozni materijal i otporniji na bubrenje, stepen sagorevanja za njega iznosi više od 20000 MWd/t.

Neutronski fluks nije jednoličan u celom reaktoru, manji je na periferiji nego u centru reaktora zbog čega je sagorevanje u centru reaktora brže. Time se smanjuje koncentracija fisionih materijala u centru i fluks opada. Ovo izravnavanje neutronskog fluksa je poželjno jer se maksimalna snaga reaktora reguliše prema najopterećenijem delu, i ujednačenije opterećenje znači povećanje snage. Sagorevanje utiče i na temperaturski koeficijent reaktora jer plutonijum koji se stvara doprinosi pozitivnom temperaturskom koeficijentu, čime se otežava kontrola reaktora.

Sagorevanjem se menja i izotopski sastav goriva. Teški nuklidi se transformišu radijativnim zahvatom ili se raspadaju na fisione produkte, koji opet mogu da se transformišu beta raspadom ili apsorbcijom neutrona. Prema tome za gustinu nekog i-tog nuklida se može postaviti sledeća diferencijalna jednačina:

$$\frac{dN_i(\vec{r},t)}{dt} = \sum_j N_j(\vec{r},t)\int_0^\infty \gamma(j\to i)\,\sigma_{f,j}(E)\,\Phi(\vec{r},E,t)\,dE + N_{i-1}(\vec{r},t)\int_0^\infty \sigma_{\gamma,i-1}(E)\,\Phi(\vec{r},E,t)\,dE +$$

$$+ N_{i,p}(\vec{r},t)\lambda_{i,p} - N_i(\vec{r},t)\int_0^\infty \sigma_{a,i}(E)\,\Phi(\vec{r},E,t)\,dE - N_i(\vec{r},t)\lambda_i \qquad \text{IV.1}$$

Prvi član na desnoj strani predstavlja prinos fisionog fragmenta fisijom raznih fisibilnih jezgara (sa indeksom j), sa frakcionim prinosom $\gamma(j\to i)$. Drugi član predstavlja prinos i-tog jezgra radijativnom apsorbcijom neutrona od strane N_{i-1} jezgra. Treći član predstavlja nastajanje i-tog jezgra beta raspadom N_{ip} jezgra. Četvrti član predstavlja gubitak i-tih jezgara apsorbcijom neutrona, a peti član predstavlja gubitak i-tih jezgara radioaktivnim raspadom. Jednačina se može napisati u pogodnijem obliku uvodjenjem usrednjenih preseka po energijama neutrona.

$$\frac{dN_i}{dt} = \Phi\sum_j \bar{\sigma}_{f,j} N_j \gamma_{ji} + \Phi\bar{\sigma}_{\gamma,i-1}N_{i-1} + \lambda_{ip}N_{ip} - \Phi\bar{\sigma}_{a,i}N_i - \lambda_i N_i \qquad \Phi \equiv \Phi(\vec{r},t) \quad N_i \equiv N_i(\vec{r},t)$$

$$\Phi \equiv \int_0^\infty \Phi(\vec{r},E,t)\,dE \qquad \text{IV.2} \qquad \bar{\sigma}(t) = \frac{\int_0^\infty \sigma(E)\,\Phi(\vec{r},E,t)\,dE}{\int_0^\infty \Phi(\vec{r},E,t)\,dE}$$

Uticaj sagorevanja na reaktivnost reaktora

Ovo je složen problem zbog prostorne i vremenske zavisnosti fluksa i koncentracije izotopa u reaktoru. Najjednostavniji slučaj je beskonačan reaktor od čistog fisibilnog materijala, uz zanemarivanje promena energetskog spektra sa vremenom.Taj slučaj

aj neću analizirati nego ću skicirati postupak za slučaj beskonačnog reaktora u kome se odvija i konverzija goriva i za slučaj konačnog reaktora.

a) Beskonačan reaktor:

Pošto je specifična snaga konstantna, možemo izraziti fluks kao

$$\Phi(t) = \frac{P_d}{E_f} \frac{1}{\sum_k N_k \sigma_{fk}} \qquad P_d = E_f \Phi(t) \sum_k N_k \sigma_{fk} = \text{const.} \qquad \text{IV.3}$$

Zamenom ovog izraza u diferencijalne jednačine za teške nuklide:

$$\frac{E_f}{P_d} \sum_k N_k \sigma_{fk} \frac{dN_5}{dt} = - N_5 \sigma_{a,5} \qquad \text{IV.4}$$

$$\frac{E_f}{P_d} \sum_k N_k \sigma_{fk} \frac{dN_9}{dt} = N_8 \sigma_{\gamma,8} - N_9 \sigma_{a,9} + \varepsilon (1-p) \sum_k \nu_k N_k \sigma_{fk} \qquad \text{IV.5}$$

$$\frac{E_f}{P_d} \sum_k N_k \sigma_{fk} \frac{dN_0}{dt} = N_9 \sigma_{\gamma,9} - N_0 \sigma_{a,0} \qquad \text{IV.6}$$

$$\frac{E_f}{P_d} \sum_k N_k \sigma_k \frac{dN_1}{dt} = N_0 \sigma_{a,0} - N_1 \sigma_{a,1} \qquad \text{IV.7}$$

Rešavanjem ovih jednačina pomoću računara, dobijaju se koncentracije svih teških izotopa u vremenu. Da bi kritičnost bila jednaka jedinici mora se uvesti kontrolni apsorber sa makroskopskim presekom $\Sigma_c(t)$. Pretpostavićemo da je on ravnomerno rasporedjen u jezgru reaktora. Faktori ε i p se ne menjaju jer oni zavise uglavnom od koncentracije U-238 koji se uzima konstantnim, za veći broj slučajeva.

$$\eta = \frac{\sum_k \nu_k N_k \sigma_{fk}}{\sum_k N_k \sigma_{fk} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t)} \qquad f = \frac{\sum_k N_k \sigma_{fk} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t)}{\sum_k N_k \sigma_{fk} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t) + \Sigma_{am}}$$

$$k_\infty = \varepsilon p \frac{\sum_k \nu_k N_k \sigma_{fk}}{\sum_k N_k \sigma_{fk} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t) + \Sigma_{am}} \qquad \text{IV.8,9,10}$$

Korišćenjem rešenja za vremensku zavisnost koncentracije teških nuklida, i fisionih otrova, možemo dobiti $\Sigma_c(t)$ kao:

$$\Sigma_c(t) = \varepsilon p \sum_k \nu_k N_k \sigma_{fk} - \sum_k N_k \sigma_{fk} - \Sigma_p(t) - \Sigma_{am} \qquad \text{IV.11}$$

Koren ove jednačine tj. argument T za koji je $\Sigma_c(T)=0$ odredjuje maksimalno vreme koje gorivo može provesti u reaktoru. Posle ovog vremena reaktor postaje podkritičan i gasi se. Na slici 5

je data zavisnost $\Sigma_c(t)$ za gorivo od slabo obogaćenog urana i za prirodni uran. Brzi pad na početku rada dolazi zbog zatrovanja ksenonom i samarijumom. Kod prirodnog urana funkcija jedno vreme raste zbog izražene konverzije U-238 u Pu-239.

b) Sagorevanje u konačnom reaktoru:

Ovde je fluks funkcija koordinata. Ako je reaktor homogenog tipa, sa čistim fisibilnim materijalom kao gorivom, onda imamo u dvogrupnom postupku po dve jednačine za jezgro reaktora i dve za reflektor. Pretpostavljamo da se koristi ravnomerno rasporedjen kontrolni apsorber neutrona i to samo u jezgru reaktora.

$$D_{1c}\nabla^2\Phi_{1c}(\vec{r},t) - \Sigma_{1c}\Phi_{1c}(\vec{r},t) + \eta\,\Sigma_{ag2}(\vec{r},t)\,\Phi_{2c}(\vec{r},t) = 0 \qquad \text{IV.12}$$

$$D_{2c}\nabla^2\Phi_{2c}(\vec{r},t) - \left(\Sigma_{ag2}(\vec{r},t) + \Sigma_{2m} + \Sigma_{p2}(\vec{r},t) + \Sigma_{2c}(t)\right)\Phi_{2c}(\vec{r},t) + \Sigma_{1c}\Phi_1(\vec{r},t) = 0 \qquad \text{IV.13}$$

$$D_{1r}\nabla^2\Phi_{1r}(\vec{r},t) - \Sigma_{1r}\Phi_{1r}(\vec{r},t) = 0 \qquad \text{IV.14}$$

$$D_{2r}\nabla^2\Phi_{2r}(\vec{r},t) - \Sigma_{2r}\Phi_{2r}(\vec{r},t) + \Sigma_{1r}\Phi_{1r}(\vec{r},t) = 0 \qquad \text{IV.15}$$

Još se može uzeti da je snaga konstantna:

$$P = E_f\sigma_f\int_V N_g(\vec{r},t)\,\Phi_2(\vec{r},t)\,dV = \text{const.} \qquad \text{IV.16}$$

Ove jednačine se rešavaju tako što se vreme podeli na intervale Δt u okviru kojih se uzimaju reaktorski parametri konstantnim. Ako su parametri reaktora poznati u trenutku t, njihova promena u toku Δt smatraće se da ne utiče na rad reaktora. Na osnovu gornjih jednačina i jednačina zatrovanja mogu se izračunati novi parametri u trenutku $t+\Delta t$, koji se zatimsa stanovišta rada reaktora uzimaju konstantnim u narednom intervalu Δt i tako se postupak ponavlja. Odredjivanje fluksa se radi tako što se usvoji neka raspodela $\Phi_2^0(\vec{r})$. Iz ovoga se numeričkom integracijom uz odgovarajuće granične uslove može dobiti prva aproksimacija za raspodelu brzog fluksa $\Phi_1^{(1)}(\vec{r})$. Iz ovog se opet može dobiti prva aproksimacija za raspodelu sporih neutrona $\Phi_2^{(1)}(\vec{r})$ itd. Posle nekoliko koraka odnos $\Phi^{(n+1)}/\Phi^{(n)}$ teži jednoj konstanti c_n nezavisnoj od položaja što znači da sukcesivne aproksimacije postaju identične. Pomoću konstante c_n se odredjuje i kritičnost reaktora. Za $c_n < 1$ reaktor je podkritičan, za $c_n = 1$ kritičan, a za $c_n > 1$ nadkritičan. Zatim se ponavlja postupak za naredne intervale vremena sve dok $\Sigma_c(t)$ ne dostigne nulu ili neku unapred zadatu

minimalnu vrednost, čime se dobija vreme trajanja goriva u reaktoru.Tačnost proračuna se povećava sa povećanjem broja grupa, sa uvodjenjem diskretnih kontrolnih apsorbera ali proračun se jako komplikuje i može biti nerešiv i za najmoćnije računare. Zato se pribegava raznim uprošćenjima. Ako se radi o reaktoru moderisanim teškom vodom ili grafitom kod kojeg je rešetka gorivnih elemenata razredjena, svaki element se može smatrati nezavisnim i pratiti fluks i sagorevanje u svakoj ćeliji posebno. Kod lakovodnih reaktora koji imaju gustu rešetku, ovo se ne može primeniti nego se reaktor deli na zone kojima se pripisuju istovetne karakteristike.

Eksperimentalno odredjivanje sagorevanja

Pored proračuna vrši se i eksperimentalno odredjivanje stepena sagorevanja i to ili za proveru proračuna ili za praćenje procesa sagorevanja. Ako je reaktor dobro snabdeven instrumentacijom onda se potrošnja goriva može pratiti i unutar reaktora, znajući količinu oslobodjene energije.

Metode za odredjivanje stepena sagorevanja delimo na one kod kojih je potrebno razoriti gorivni element (destruktivne metode) i one kod kojih to nije potrebno (nedestruktivne metode).

Od destruktivnih metoda je najtačniji metod masene spektrometrije. Odredjivanjem relativnih odnosa izotopa uranijuma i plutonijuma, mogu se dobiti dosta tačni podaci o sagorevanju (tačniji nego proračunom). Druga destruktivna metoda se zasniva na hemijskom odredjivanju koncentracije jednog stabilnog fisionog produkta čiji prinos je dobro poznat i približno isti za sva fisibilna jezgra. Za tu svrhu se najviše koristi neodim koji nastaje u lancu:

$$^{148}Ce \xrightarrow[43\,s]{\beta^-} {}^{148}Pr \xrightarrow[20\,m]{\beta^-} {}^{148}Nd \text{ (stabilan)}$$

Nedestruktivna metoda se zasniva na istom principu, samo što se ovde koncentracija fisionog produkta odredjuje merenjem njene radioaktivnosti. Najviše se koriste izotopi Zr-95 ($t_{1/2}$) ($t_{1/2}$=65 d) za kratka ozračivanja, Ce-144 ($t_{1/2}$=285 d) za srednja, i Cs-137 ($t_{1/2}$=30 g) za duža ozračivanja. Moderni uredjaji su u stanju da veoma tačno izdvoje karakteristične gama linije

ovih elemenata i odredjivanjem njihovog intenziteta daju podatke o koncentraciji. Ova metoda je pogodna i zato što se može obaviti čak i unutar reaktora i kontinualno davati informacije.

V PRORAČUN LAKOVODNOG HOMOGENOG REAKTORA SA REFLEKTOROM OD LAKE VODE

Želimo proračunati parametre homogenog reaktora čiji je moderator i reflektor laka voda. Računaću u jednogrupnom postupku i uzeću da je reaktor sfernog oblika i da radi na slabo obogaćeni uran sa obogaćenjem od 3% U-235. Poluprečnik reaktora ću odrediti tako da uslov kritičnosti bude ispunjen sve dok se koncentracija U-235 ne smanji do 1,5%. Treba odrediti maksimalnu dubinu sagorevanja u ovom reaktoru i stvaranje izotopa Pu-239 u funkciji od sagorevanja. Pošto se parametri menjaju u zavisnosti od koncentracije U-235 koji u toku rada varira od 3% do 1,5%, to za proracun stvaranja Pu-239 treba uzeti parametre koji odgovaraju srednjoj koncentraciji od oko 2,25%. Debljina reflektora od oko 1,5 migracione dužine neutrona, odgovara praktično beskonačnom reflektoru. Migraciona dužina za vodu je 5,88 cm pa za debljinu reflektora mogu uzeti 10cm.

Uslov kritičnosti je da tzv. materijalni parametar (B_m) i geometrijski parametar (B_g) reaktora budu jednaki. Materijalni parametar se odredjuje kao:

$$B_m = \frac{k_\infty - 1}{L^2 + L_s^2} \qquad \text{V.1}$$

k_∞ - faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini

L - difuziona dužina

L_s - dužina usporavanja neutrona

Za goli reaktor se lako dobija i geometrijski parametar:

$$B_g = \frac{\pi}{R} \qquad \text{V.2}$$

Za izračunavanje k_∞ koristimo formulu četiri faktora:

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f \qquad \text{V.3}$$

1) Utvrdjeno je da za homogeni reaktor i za gorivo od slabo obogaćenog urana važi formula:

$$\varepsilon = \frac{1 + 0.69\, N_8/N_{H_2O}}{1 + 0.56\, N_8/N_{H_2O}} \qquad \text{V.4}$$

Uvešću oznaku: N_g-koncentracija goriva

$$y = \frac{N_g}{N_{H_2O}} \qquad V.5$$

Faktor brze fisije ε je izračunat u funkciji od y zajedno sa ostalim faktorima i tabeliran u tablici broj 3 .

2) Faktor umnožavanja neutrona u gorivu η se definiše kao:

$$\eta = \nu_5 \frac{\sigma_{f5} N_5}{\sigma_{a5} N_5 + \sigma_{a8} N_8} \qquad V.6$$

On ne zavisi od y i za obogaćenje od 1,5% iznosi: $\eta = 1,602$

3) Faktor izbegavanja rezonancija se može približno dobiti iz semiempirijske formule:

$$p = \exp\left[-\frac{a}{\xi}\left(\frac{N_g}{\Sigma_p}\right)^{1-b}\right] \qquad V.7$$

$a = 2.73$
$b = 0.486$

$$\Sigma_p = \Sigma_{sm} + \Sigma_{pg} = N_{H_2O}(\sigma_{sm} + \sigma_{pg} y) \qquad V.8$$

σ_{sm} - presek za rasejanje na moderatoru
σ_{pg} - presek za potencijalno rasejanje na gorivu

Srednji logaritamski dekrement se izračunava pomoću relacije:

$$\bar{\xi} = \frac{\xi_m \Sigma_{sm} + \xi_g \Sigma_{pg}}{\Sigma_{sm} + \Sigma_{pg}} = \frac{\xi_m \sigma_{sm} + \xi_g \sigma_{pg} y}{\sigma_{sm} + \sigma_{pg} y} \qquad V.9$$

Pošto je uran nerastvoran u vodi, ukupna zapremina će biti jednaka zbiru pojedinačnih zapremina. Odavde se lako dobija za koncentraciju molekula vode:

$$N_{H_2O} = \frac{3.35 \cdot 10^{28}}{(1 + 0.694\, y)} \left(\frac{1}{m^3}\right) \qquad V.10$$

4) Faktor iskorišćenja termičkih neutrona je jednak:

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \Sigma_p} \qquad V.11$$

Σ_{ag}-makros. presek za apsorb. u gorivu
Σ_{am}-makros. apsorb. presek u moderat.
Σ_p-makr. presek usled zatrovanja

U ovoj formuli se ne koriste usrednjeni preseci, već preseci koji odgovaraju termičkim neutronima. Po definiciji je:

$$\Sigma_p = \Sigma_{ag} \cdot P \qquad V.12$$

P - zatrovanje

Zatrovanje permanentnim otrovima je uvek manje od P=0,12 a zatrovanje ksenonom zavisi od fluksa i ima maksimalnu vrednost od P=0.0656 . Prema tome ukupno ravnotežno zatrovanje je uvek manje od P=0.19 a najčešće ima vrednost od oko P=0.10 . Zanemarivanje zatrovanja znači grešku od oko 10% pri kraju gorivnog ciklusa, medjutim za potpuno tačan proračun efekta zatrovanja je potrebno poznavati fluks na kome će reaktor raditi kao i integrisani fluks po vremenu, a to je nemoguće bez prethodnih proračuna. Zato se u prvoj aproksimaciji efekti zatrovanja zanemaruju. Konkretno u ovom reaktoru, uz snagu od 100 MW maksimalno zatrovanje pri kraju gorivnog ciklusa je baš oko P=0,1 . Efekat zatrovanja delimično biva poništen stvaranjem Pu-239, koji ima povoljnije nuklearne karakteristike od U-235, veći presek za fisiju i veći broj neutrona pri fisiji. Tako možemo uzeti :

$$f = \frac{\sigma_{agth}}{\sigma_{agth} + \frac{\sigma_{amth}}{y}} \qquad V.13$$

indeks th znači da se radi o presecima za E=0,0253 eV

5) Sada već lako možemo dobiti faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞ i vidimo iz tabele da za ovo gorivo $k_\infty > 1$ za $0,12 < y$ i za ovaj odnos goriva i moderatora je moguća lančana reakcija. Maksimum je negde na y=0,40 pa možemo postaviti zahtev da istrošeno gorivo ima y=0,40 (vidi tabelu), i ako za poluprečnik reaktora uzmemo kritičan poluprečnik koji odgovara ovoj vrednosti y, onda će uslov kritičnosti biti ispunjen sve dok koncentracija U-235 ne padne na 1,5% . Sagorevanjem se malo menja i y, i za sveže gorivo bi u ovom slučaju morao biti y=0,405 ako se u toku sagorevanja količina vode ne menja u sistemu. Ova je promena veoma mala, ali ovaj efekat ima značaja kod reaktora koji koriste jako obogaćeni uran kao gorivo.

6) Difuziona dužina (L) se definiše kao:

$$L^2 = \frac{\bar{D}}{\bar{\Sigma}_a} \qquad V.14$$

$\bar{D}$ - srednji koeficijent difuzije
$\bar{\Sigma}_a$ - srednji makr. presek za apsorbciju

$$\bar{\Sigma}_a = \Sigma_{am} + \Sigma_{ag} = N_{H_2O}(\sigma_{am} + \sigma_{agth}\, y) \qquad V.15$$

$$\bar{D} = \frac{1}{3N_{H_2O}(y\,\sigma_{trg} + \sigma_{trm})} \qquad V.16$$

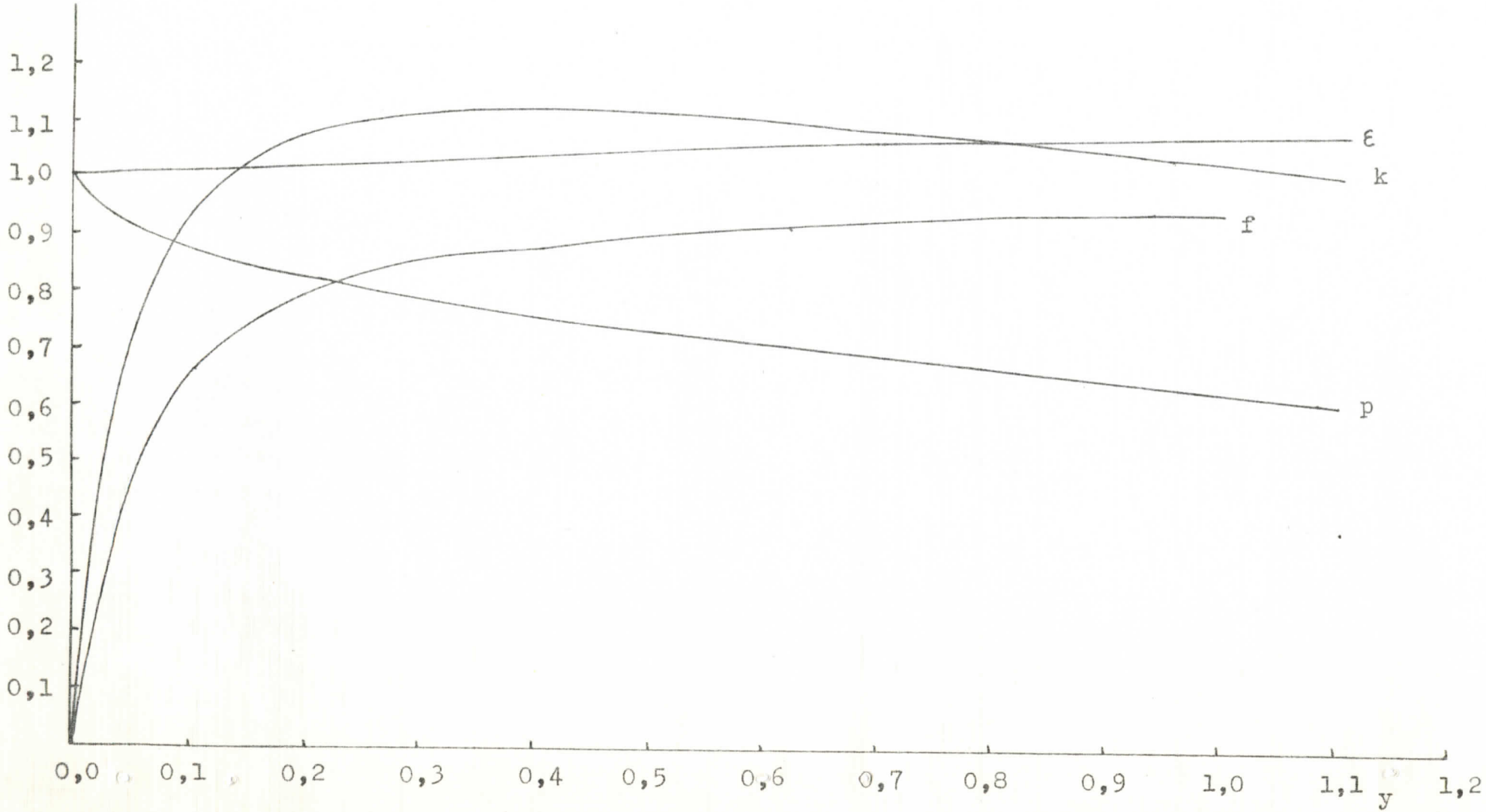
Tabela br. 3

y	ε	p	f	k_∞	$L^2 \cdot 10^{-4} (m^2)$	$B_m^2 (\frac{1}{m^2})$	$R_c (m)_{goli}$
0,00	1,0000	1,000	0,000	0,000	5,612		
0,05	1,0062	0,913	0,493	0,721	2,843		
0,10	1,0121	0,877	0,661	0,940	1,90		
0,15	1,0177	0,851	0,745	1,034	1,431	11,96	0,908
0,20	1,023	0,828	0,796	1,080	1,146	28,42	0,589
0,25	1,0281	0,809	0,829	1,104	0,9563	37,20	0,515
0,30	1,0329	0,791	0,854	1,118	0,8202	42,42	0,482
0,35	1,0375	0,775	0,872	1,123	0,7180	44,37	0,472
0,40	1,0419	0,761	0,886	1,125	0,6385	45,23	0,467 *
0,45	1,0461	0,747	0,897	1,123	0,575	44,60	0,470
0,50	1,0501	0,734	0,907	1,120	0,523	43,60	0,476
0,55	1,0540	0,721	0,915	1,113	0,479	41,12	0,490
0,60	1,0577	0,709	0,921	1,106	0,442	38,63	0,505
0,65	1,0612	0,698	0,927	1,100	0,411	36,48	0,520
0,70	1,0646	0,688	0,932	1,094	0,384	34,33	0,536
0,75	1,0679	0,677	0,936	1,084	0,359	30,70	0,567
0,80	1,0710	0,667	0,940	1,076	0,338	27,82	0,596
0,85	1,0740	0,657	0,943	1,066	0,320	24,16	0,639
0,90	1,0769	0,648	0,946	1,057	0,303	20,87	0,688
1,00	1,0825	0,630	0,951	1,039	0,274	14,30	0,830
1,10	1,0870	0,614	0,955	1,021	0,250	7,70	1,132

Kritični poluprečnik za reaktor sa reflektorom, za y=0,40

R_c=0,4438 m

Parametri homogenog lakovodnog reaktora za 1,5%-no gorivo



7) Kritičan poluprečnik golog reaktora dobijamo izjednačavanjem B_m i B_g .

$$R_c = \frac{\pi}{B_m} \qquad \text{V.17}$$

8) Za sferni reaktor sa reflektorom kritični poluprečnik se dobija rešavanjem implicitne jednačine:

$$D_r\left[\frac{R_c}{L_r}\,\mathrm{cth}\left(\frac{R_r - R_c}{L_r}\right) + 1\right] = D_c\left(1 - BR_c\,\mathrm{ctg}\,BR_c\right) \qquad \text{V.18}$$

D_r - koeficijent difuzije u reflektoru
D_c - koeficijent difuzije u jezgru
L_r - difuziona dužina u reflektoru
R_c - kritični poluprečnik jezgra
d_r - debljina reflektora (d_r=10 cm)
λ_{tr}- transportna dužina za reflektor ($\lambda_{tr\,H_2O}$=0,431 cm)

Ova jednačina je rešena za y=0,30 i vidi se da je u slučaju reaktora sa reflektorom kritični poluprečnik manji nego bez reflektora.

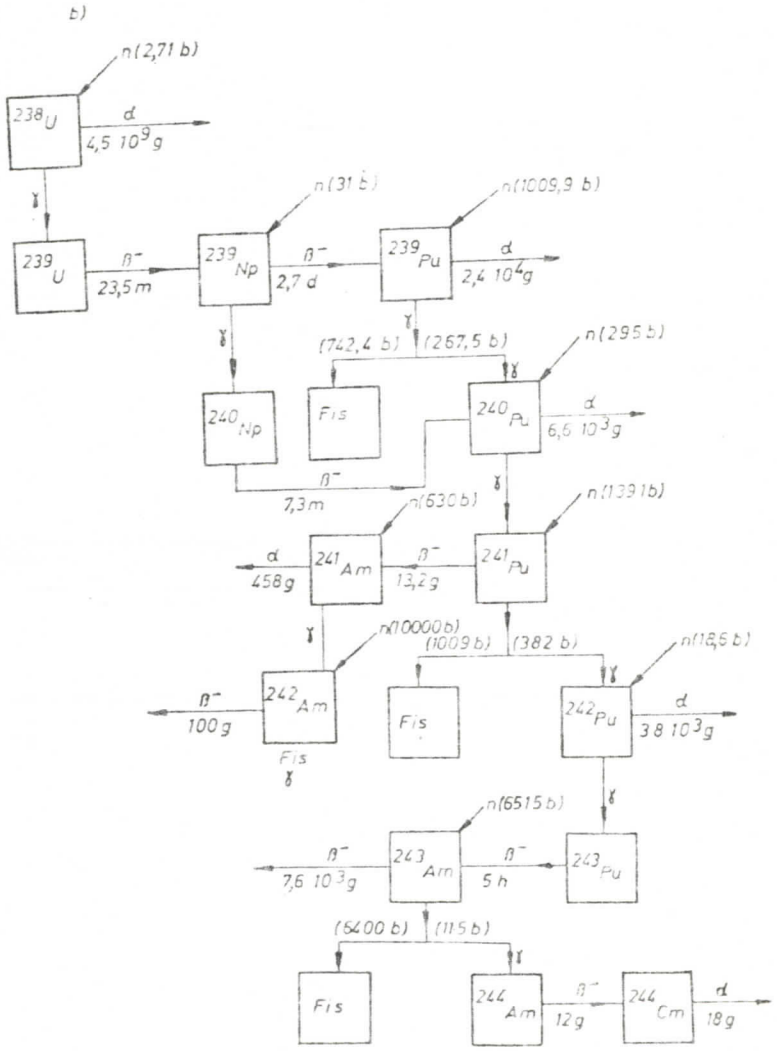
Kritična zapremina ovog reaktora je V_θ=0,597 m^3.
Broj atoma urana u reaktoru je N_g=4,965·10^{27}

Ako je termička snaga reaktora 100 MW onda je snaga po atomu goriva P_d= 2,014·10^{-20} W/atom. Pri ovakvoj snazi gorivo (1,96 tone U) će se potrošiti za otprilike 300 dana, a maksimalan stepen sagorevanja će iznositi 14,25 MWd/kg U.

Ovi rezultati važe pod uslovom da su čestice uranijuma toliko male da njihova veličina nema većeg uticaja na prostiranje neutrona, tj. kada je poluprečnik delića goriva mnogo manji od difuzione dužine neutrona u gorivu. Pošto je difuziona dužina 1,5 cm vidimo da je ovaj uslov lako zadovoljiti.

VI FORMIRANJE Pu-239 U LAKOVODNOM HOMOGENOM REKTORU

Teški nuklidi u nuklearnom reaktoru mogu nastati od jezgara fisionog i oplodnog materijala. Transformacije se odvijaju putem radijativnog zahvata i radioaktivnog raspada. Ove transformacije obrazuju lance. Lanac transformacija za U-238 je prikazan na slici. 6.



Ovaj lanac nije potpun jer su moguće i dalje transformacije. Iz kirijuma u vrlo malim količinama nastaje berkelijum a iz njega kalifornijum. Kalifornijum ima kritičnu masu od svega nekoliko grama, što znači da bi punjenja za nuklearna oružja mogla biti

veoma mala. U lancima transformacija horizontalno su prikazane radioaktivne transformacije, a vertikalno transformacije pod dejstvom neutrona. Oznaka γ se odnosi na radijativnu apsorbciju tj. na (n, gama) reakciju, a u zagrade su stavljene vrednosti neutronskih preseka za termičke neutrone. Potpuno egzaktno praćenje stvaranja i nestajanja teških nuklida teorijskim putem bi zahtevalo postavljanje sistema diferencijalnih jednačina u kome bi svaki nuklid bio predstavljen jednom diferencijalnom jednačinom. Tačno rešavanje ovog sistema je dosta težak i dugotrajan postupak. U praksi se medjutim postavljaju diferencijalne jednačine samo za one nuklide koji su od značaja za fisiju ili su interesantni zbog nekih drugih osobina. U jednom takvom uprošćenom modelu sagorevanja mešavine uranijuma se uzimaju u obzir sledeći efekti:

U-235 - nestajanje fisijom i radijativnom apsorbcijom

U-236 - nastajanje rad. aps. iz U-235 i nestajanje rad. apsorbcijom.

U-238 - uzima se konstantnim

Pu-239 - neposredno nastajanje rad. apsorbcijom iz U-238 nestajanje rad. apsorbcijom i fisijom.

Pu-240 - nastajanje radijativnom apsorbcijom iz Pu-239 i nestajanje rad. apsorbcijom.

Pu-241 - nastajanje rad. apsorbcijom, nestajanje rad. apsorbcijom i fisijom

Naročito je značajan u ovom nizu plutonijum-239 jer se on može koristiti kao sekundarno gorivo ili kao fisioni materijal za nuklearno oružje. Za vojne potrebe Pu-239 treba da je čist, tj. bez drugih izotopa plutonijuma, a to se može ostvariti ako se dozvoljava samo nizak stepen sagorevanja i time spreči nastajanje Pu-24o.

Prema ovom modelu dobijamo diferencijalne jednačine: IV.4-7. Pri egzaktnom rešavanju ovog sistema, koncentracije nuklida su funkcije i položaja i vremena, što znači da imamo sistem diferencijalnih jednačina sa 4 promenljive. Rešavanje je mnogo lakše ako zanemarimo prostornu raspodelu. Efikasni preseci su funkcije enrgije neutrona, ali pošto računamo u jednogrupnom postupku, koristimo usrednjene preseke. Na ovaj način možemo videti kako se menja koncentracija nekog nuklida u vremenu, ali o prost-

ornoj raspodeli ne možemo dobiti konkretne podatke. Numeričko rešavanje ovog sistema jednačina na računaru ne predstavlja problem ako su poznati svi parametri. U ovim jednačinama oznake znače sledeće veličine:

E_f - Energija fisije jednog atoma
P_d - Snaga reaktora po atomu svežeg goriva
N_i - Težinska koncentracija izotopa u gorivu (i=5,9,0,1)
ν_i - Broj nastalih neutrona iz jedne fisije izotopa N_i.
σ_{ai} - Usrednjeni presek za apsorpciju izotopa N_i.
σ_{fi} - Usrednjeni presek za fisiju izotopa N_i.
$\sigma_{\gamma i}$ - Usrednjeni presek za radijativnu apsorpciju .

Ove jednačine treba prevesti u integralni oblik da bi se moglo izvršiti programiranje.

$$N_5(t) = -\frac{P_d}{E_f}\int_0^t \frac{N_5 \cdot \sigma_{a5} \cdot dt}{\sum_k N_k \sigma_{fk}} + N_{50} \qquad \text{VI.1}$$

$$N_9(t) = \frac{P_d}{E_f}\int_0^t \frac{N_8\sigma_{\gamma 8} - N_9\sigma_{a9} + \varepsilon(1-p)\sum_k \nu_k N_k \sigma_{fk}}{\sum_k N_k \sigma_{fk}}\, dt + N_{90} \qquad \text{VI.2}$$

$$N_0(t) = \frac{P_d}{E_f}\int_0^t \frac{(N_9\sigma_{\gamma 9} - N_0\sigma_{a0})dt}{\sum_k N_k \sigma_{fk}} + N_{00} \qquad \text{VI.3}$$

$$N_1(t) = \frac{P_d}{E_f}\int_0^t \frac{N_0\sigma_{a0} - N_1\sigma_{a1}}{\sum_k N_k \sigma_{fk}}\, dt + N_{10} \qquad \text{VI.4}$$

Koncentracije nuklida u ovim jednačinama su ograničene, neprekidne i monotone, a uz to i sporo promenljive funkcije, tako da integracija metodom trapeza daje veoma tačne rezultate. Uz sagorevanje od 14,5 GWd/t, uporedjivanje rezultata kada se integracija vrši sa 20 ili 40 tačaka, razlika je 0,05% (to je relativna greška!) za koncentraciju Pu-241. Za izotope Pu-240 i Pu-239 greška je još manja. To znači da je greška usled numeričkog rešavanja ovih jednačina zanemarljiva. Parametri koje ulaze u sastav ovih jednačina su odredjeni sa greškama koje su izmedju 1% i 10% .

Vrednosti usrednjenih preseka su uzeti iz lit.(4), i pošto su one usrednjene do 0.63 eV, stvaranje Pu-239 rezonantnim apsorpcijama moramo posebno razmatrati, o čemu vodi računa treći član u jednačini IV.5 .

```
      REAL N5,N50,N9,N90,NI5,NI9,N8,N00,N10,N0,N1,NA5,NA9,NA0,NA1,NI1
      READ(4,1) L,PD,EF,EPS,P,NI5,NI9,N50,N90,SA5,SA9,SF5,SF9,T,Z,
     $N8,SG8,N00,N10,SF1,SG9,SA0,SA1,NI1
    1 FORMAT(I4/(2E11.4))
C   PD " SNAGA PO ATOMU SVEZEG GORIVA
C   EF " ENERGIJA FISIJE JEDNOG ATOMA
C   EPS " FAKTOR BRZE FISIJE
C   P " FAKTOR IZBEGAVANJA REZONANCIJA
C   T " VREMENSKI INTERVAL INTEGRACIJE
C   NI5, NI9 " BROJ NASTALIH NEUTRONA IZ JEDNE FISIJE U"235 I PU"239
C   N50, N90 - POCETNA TEZINSKA KONCENTRACIJA U-235 I PU-239
C   SA5,SA9 - USREDNJENI PRESEK ZA APSORPCIJU U-235 I PU-239
C   SF5, SF9 - USREDNJENI PRESEK ZA FISIJU U-235 I PU-239
C   Z - MAKSIMALNO SAGOREVANJE GORIVA U  GIGAWATDANA PO TONI
C   N8 - TEZINSKI PROCENAT U-235 U GORIVU
C   SG8 - SREDNJI PRESEK ZA RADIJATIVNI ZAHVAT  U-238
C   SF1, SA1 - PRESEK ZA FISIJU I APSORBCIJU PU-241
C   SG9 - PRESEK ZA RADIJATIVNI ZAHVAT PU-239
C   SA0 - PRESEK ZA APSORBCIJU PU-240
C   N00, N10 - POC. TEZINSKA KONCENTRACIJA PU-240 I PU-241
C   L - MAKSIMALAN BROJ RACUNSKIH TACAKA
      WRITE(5,3) L,PD,EF,EPS,P,NI5,NI9,N50,N90,SA5,SA9,SF5,SF9,
     *T,Z,N8,SG8,N00,N10,SF1,SG9,SA0,SA1,NI1
    3 FORMAT(' ',10X,I4/(E11.4,5X,E11.4/))
      N5=N50
      B=N50
      N9=N90
      D=N90
      E=N00
      F=N10
      N0=N00
      N1=N10
      I=1
      WRITE(5,2)
    2 FORMAT('1',9X,'SAGOREVANJE',9X,'URANIJUM-235',7X,'PLUTONIJUM-23
     *6X,'PLUTONIJUM-240',6X,'PLUTONIJUM-241',/,6X,'GIGAWAT DANA PO',
     J'TONI',5X,'TEZ. POSTOCI',8X,'TEZ. POSTOCI',8X,'TEZ. POSTOCI',8X
     F'TEZ. POSTOCI')
   10 A=(3.*N5-B)/2.
      C=(3.*N9-D)/2.
      H=(3.*N1-F)/2.
      R=(3.*N0-E)/2.
      B=N5
      D=N9
      F=N1
      E=N0
      X=SF5*A+SF9*C+SF1*H
      N5=N5-PD*A*SA5*T/(EF*X)
      N9=PD*(N8*SG8-C*SA9+EPS*(1.-P)*(NI5*SF5*A+NI9*SF9*C
     **+NI1*SF1*H))*T/(EF*X)+N9
      N0=PD*(C*SG9-R*SA0)*T/(EF*X)+N0
      N1=PD*(R*SA0-H*SA1)*T/(EF*X)+N1
      G=2.90E-7*PD*T*FLOAT(I)
C   G - SAGOREVANJE GORIVA U GIGAWATDANA PO TONI
      I=I+1
      IF(I.GT.L) GO TO 30
      NA5=N5*100.
      NA9=N9*100.
      NA0=N0*100.
      NA1=N1*100.
      WRITE(5,20) G,NA5,NA9,NA0,NA1
   20 FORMAT(5(8X,E12.5))
      IF(Z-G) 30,30,10
```

SAGOREVANJE GIGAWAT DANA PO TONI	URANIJUM-235 TEZ. POSTOCI	PLUTONIJUM-239 TEZ. POSTOCI	PLUTONIJUM-240 TEZ. POSTOCI	PLUTONIJUM-241 TEZ. POSTOCI
.37497E 00	.29542E 01	.28843E-01	.00000E 01	.00000E 01
.74993E 00	.29100E 01	.55451E-01	.79701E-03	.00000E 01
.11249E 01	.28669E 01	.80775E-01	.20437E-02	.10174E-04
.14999E 01	.28247E 01	.10488E 00	.37168E-02	.32013E-04
.18748E 01	.27834E 01	.12783E 00	.57869E-02	.68294E-04
.22498E 01	.27429E 01	.14970E 00	.82273E-02	.12134E-03
.26248E 01	.27033E 01	.17056E 00	.11014E-01	.19317E-03
.29997E 01	.26643E 01	.19045E 00	.14124E-01	.28552E-03
.33747E 01	.26261E 01	.20943E 00	.17539E-01	.39988E-03
.37497E 01	.25886E 01	.22755E 00	.21238E-01	.53755E-03
.41246E 01	.25517E 01	.24485E 00	.25206E-01	.69965E-03
.44996E 01	.25154E 01	.26136E 00	.29425E-01	.88713E-03
.48746E 01	.24798E 01	.27714E 00	.33883E-01	.11008E-02
.52495E 01	.24447E 01	.29220E 00	.38564E-01	.13413E-02
.56245E 01	.24101E 01	.30659E 00	.43455E-01	.16093E-02
.59995E 01	.23761E 01	.32033E 00	.48546E-01	.19052E-02
.63744E 01	.23425E 01	.33345E 00	.53825E-01	.22294E-02
.67494E 01	.23095E 01	.34598E 00	.59280E-01	.25822E-02
.71244E 01	.22769E 01	.35794E 00	.64903E-01	.29639E-02
.74993E 01	.22448E 01	.36936E 00	.70684E-01	.33745E-02
.78743E 01	.22131E 01	.38025E 00	.76614E-01	.38143E-02
.82493E 01	.21818E 01	.39064E 00	.82685E-01	.42832E-02
.86242E 01	.21510E 01	.40054E 00	.88888E-01	.47812E-02
.89992E 01	.21205E 01	.40998E 00	.95216E-01	.53084E-02
.93742E 01	.20905E 01	.41897E 00	.10166E 00	.58645E-02
.97491E 01	.20608E 01	.42753E 00	.10822E 00	.64496E-02
.10124E 02	.20315E 01	.43567E 00	.11488E 00	.70633E-02
.10499E 02	.20025E 01	.44341E 00	.12164E 00	.77056E-02
.10874E 02	.19739E 01	.45076E 00	.12850E 00	.83761E-02
.11249E 02	.19456E 01	.45775E 00	.13543E 00	.90747E-02
.11624E 02	.19177E 01	.46437E 00	.14245E 00	.98010E-02
.11999E 02	.18901E 01	.47064E 00	.14955E 00	.10555E-01
.12374E 02	.18628E 01	.47657E 00	.15672E 00	.11336E-01
.12749E 02	.18358E 01	.48218E 00	.16395E 00	.12143E-01
.13124E 02	.18091E 01	.48748E 00	.17124E 00	.12977E-01
.13499E 02	.17827E 01	.49247E 00	.17859E 00	.13837E-01
.13874E 02	.17566E 01	.49717E 00	.18599E 00	.14723E-01
.14249E 02	.17308E 01	.50159E 00	.19344E 00	.15633E-01
.14624E 02	.17053E 01	.50573E 00	.20093E 00	.16559E-01

KRAJ PROGRAMA

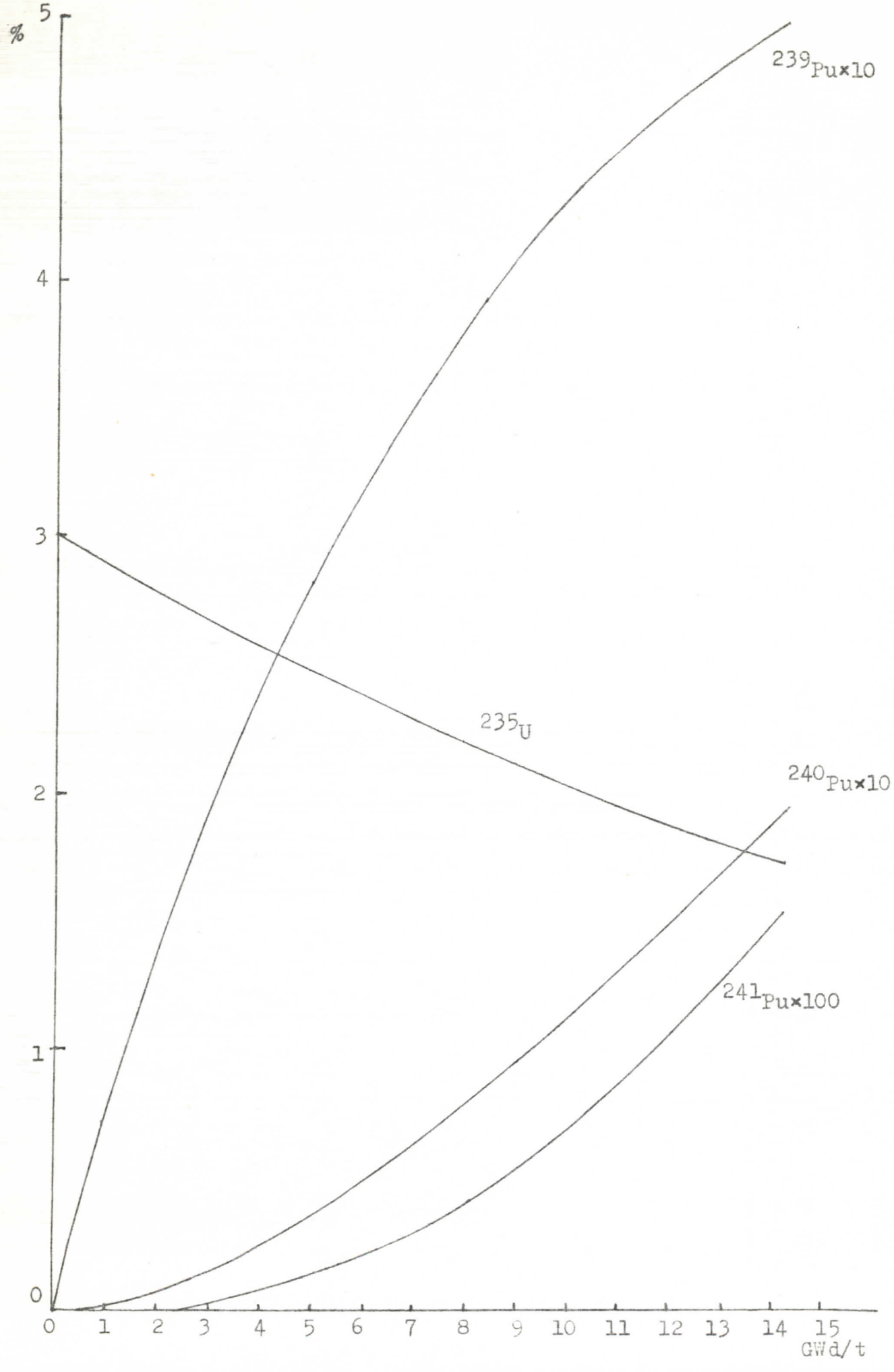

%
5
4
3
2
1
0
239Pu×10
235U
240Pu×10
241Pu×100
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15
GWd/t

Tabela br. 1

FAKTOR UMNOŽAVANJA NEUTRONA U FISIONOM MATERIJALU

Uranijum 235	Plutonijum 239	Uranijum 233	Prirodni uranijum
2,07	2,11	2,28	1,315
1,85	2,5	2,25	1
2,3	2,95	2,55	2,2+

+ za fisione neutrone

Tabela br. 2

OSNOVNE KARAKTERISTIKE MODERATORA

Jezgro	A	α	μ	ξ ili $\bar{\xi}$	Σ_s epi $(\frac{1}{cm})$	$\bar{\xi}\Sigma_s$ epi $(\frac{1}{cm})$	$\frac{\xi \Sigma_s epi}{\Sigma_a th}$
H	1	0	0,667	1,000			61
H_2O	18			0,935	1,50	1,40	68
D	2	0,111	0,353	0,725			4300
D_2O	20			0,517	0,303	0,157	7600
Be	9	0,640	0,074	0,209	0,749	0,156	126
C	12	0,716	0,055	0,158	0,377	0,060	232
U	238	0,983	0,002	0,0084			

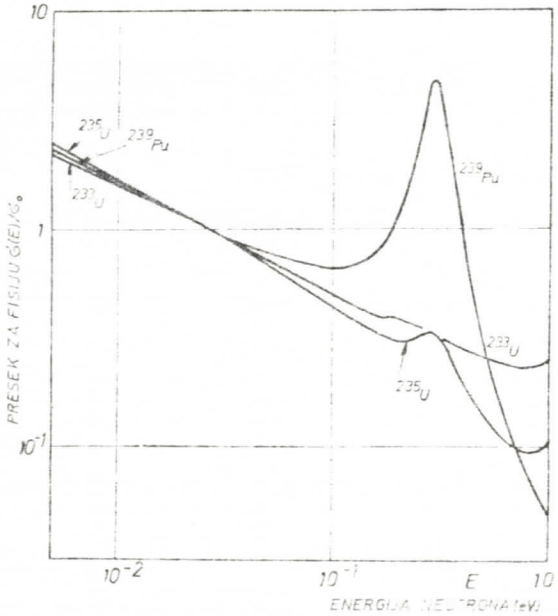
Tabela br. 4

TIPIČNE VREDNOSTI USREDNJENIH PRESEKA ZA LAKOVODNI REAKTOR

Jezgro	$\bar{\sigma}_a$ (barn)	$\bar{\sigma}_f$ (barn)	ν	$\bar{\eta}$
U-233	326	296	2,49	2,27
U-235	344	293	2,42	2,06
Pu-239	1203	770	2,87	1,84
Pu-241	1056	782	2,93	2,17
Oplodna jezgra				
Th-232	4			
U-238	1,5			
Pu-240	196			

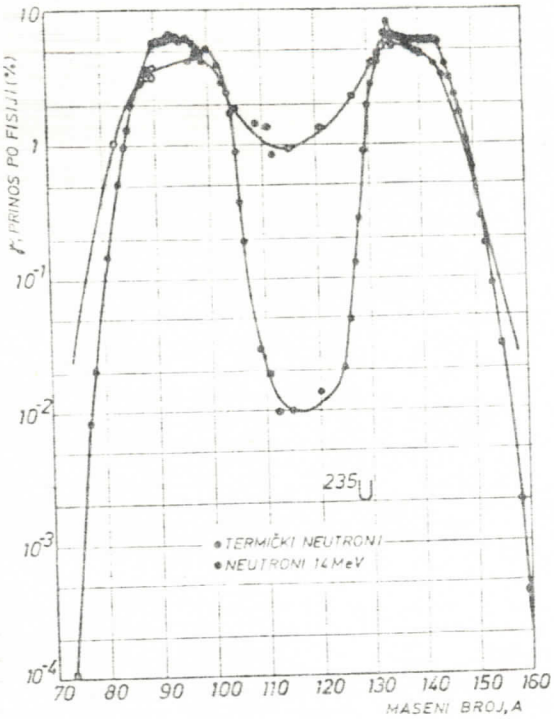
Pd= .2014E 01	EF=.3312E 10
EPS=.1039E 01	P=.7720E 00
NI5=.2420E 01	NI9=.2820E 01
N50=.3000E-01	N90=.0000E 01
SA5=.3440E-25	SA9=.1203E-24
SF5=.2930E-25	SF9=.7700E-25
T=.6420E 06	Z=.1500E 02
N8=.9700E 00	SG8=.1500E-27
N00=.0000E 01	N10=.0000E 01
SF1=.7820E-25	SG9=.4210E-25
SA0=.1960E-25	SA1=.1055E-21
NI1=.2930E 01	

Tabela početnih podataka



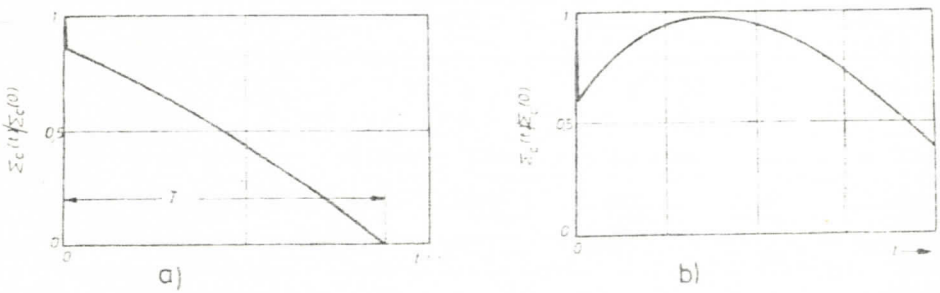
Sl. 2.48. a. Preseci za fisiju nekih teških nuklida u funkciji energije za spore neutrone

Grafik br.2



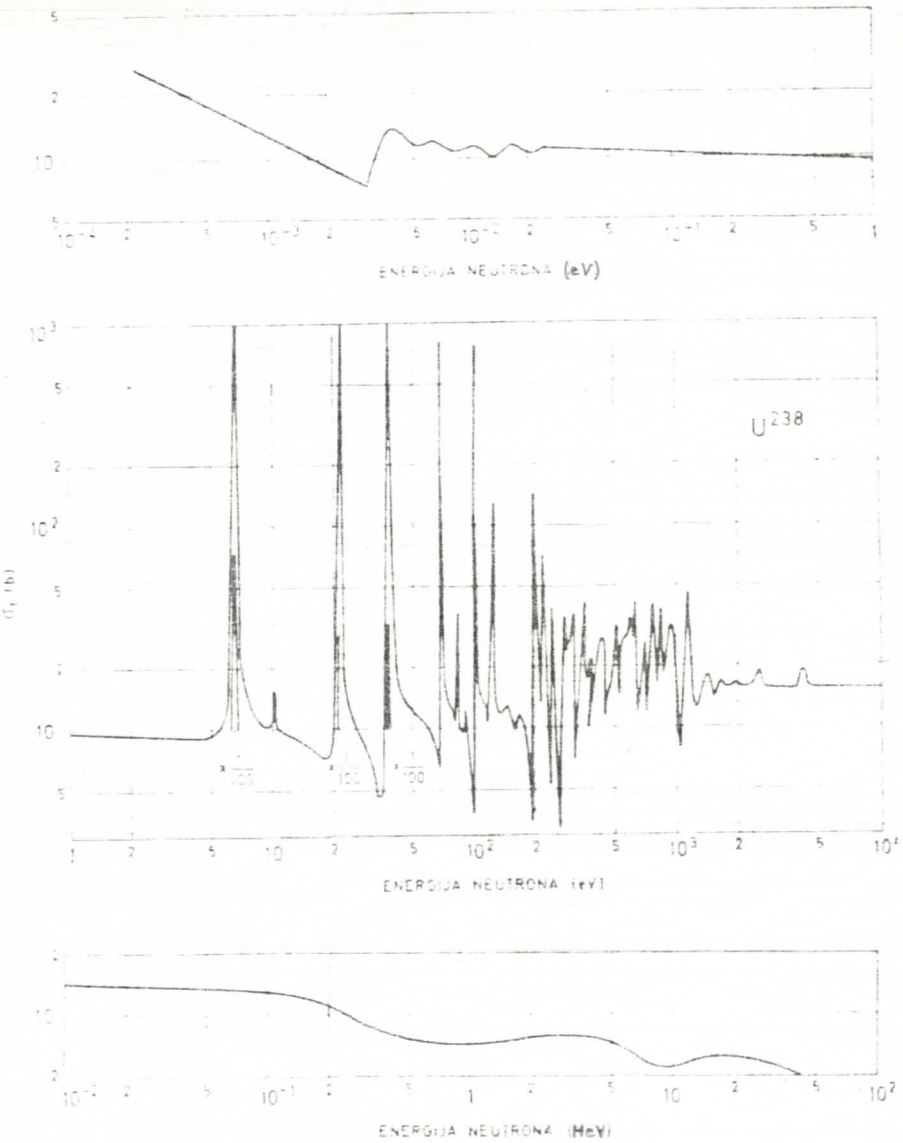
Sl. 2.45. Raspodela masa fisionih produkata posle fisije uranijuma 235

Grafik br.4



Sl. 5.40. Vremenska zavisnost količine kontrolnog apsorbera u reaktoru sa: a) gorivom od slabo obogaćenog uranijuma i b) gorivom od prirodnog uranijuma

Grafik br.5



17.3.d. Totalni presek za U^{238}.

ZAKLJUČAK

Izračunao sam statičke parametre lakovodnog homogenog reaktora koristeći podatke iz lit. (4). Dobijene parametre sam iskoristio pri rešavanju problema stvaranja izotopa ^{239}Pu u reaktoru datog tipa. Račun sam sproveo u jednogrupnom postupku. Mogući izvori grešaka:

1) Netačnost početnih podataka (odnose se na heterogeni reaktor).

2) Netačnost prilikom odredjivanja parametara ε i p. (To su jedini parametri koji imaju uticaj na stvaranje ^{239}Pu, a koje nisam uzeo iz literature, nego sam odredio računski koristeći obrasce iz lit. (1)).

3) Netačnost same metode (jednogrupni postupak).

Zbog nepoznavanja ovih grešaka, krajnju grešku ne mogu izračunati. Mogu samo proceniti da je vrlo verovatno ispod 10%.

LITERATURA

1) Dragoslav Popović: Nuklearna energetika, 1978
2) Dragoslav Popović: Osnovi nuklearne tehnike, 1970
3) A. Klimov: Nuclear Physics and Nuclear Reactors, 1975
4) H.W.Graves: Nuclear Fuel Management, 1979
5) Doležalj, Emeljanov: Kanalnij jadernij energetičeskij reaktor
6) Kiss Dezső, Quittner Pál: Neutronfizika, 1971